

# TMMOB ELEKTRİK MÜHENDİSLERİ ODASI

**Elektrik - Elektronik  
Bilgisayar Mühendisliği  
8. Ulusal Kongresi  
6 -12 Eylül 1999**

**Gaziantep**



TMMOB Elektrik Mühendisleri Odası  
Gaziantep Şubesi

Gaziantep Üniversitesi  
Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü

25. YIL

TÜBİTAK

Yayımlayanlar:

Gaziantep Gıalvettttesi  
Mühendistik Fakötte«i  
Bektrık - Hektrenik Múf«erı«teHği Bölümü  
27310/GAZIANTEP

Elektrik Mühendisleri Odası  
Gaziantep Şubesi

TÜBİTAK

ISBN 075 - 737Ş - m\* 9 (t^ğ - â t - 7 (10)

Yayın Hakkı © 1999, Gaziantep Ünıversitesi, EMÖ, TÜBİTAK

Her hakkı mahfuzdur. Bu yayının hiç bir kısmı yayımcılardan Gaziantep Ünıversitesi Mühendislik Fakóltesi Bektrik - Elektronik Mühendisliği Bölümü, Bektrik Mühendisleri Odası Gaziantep Şubesi ve TÜBİTAK'ın yazılı izni alınmadan çoğaltflamaz ve hiç bir biçimde bir erişim sisteminde saklanamaz.

1. Basım : Eylül 1999  
Uđur Ofset tarafından basılmıştır.  
Telefax : (0 342) 220 34 02  
GAZIANTEP

## ÖNSÖZ

TMMOB Elektrik Mühendisleri Odası, Gaziantep Üniversitesi Mühendislik Fakültesi F.lektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü ve TÜBiTAK'ın işbirliği ile düzenlenen Elektrik-Elektronik Bilgisayar Mühendisliği 8. Ulusal Kongresini bu yıl, ilk defa Güneydoğu Anadolu Bölgesinde; Gaziantep'te yapmaktan gurur ve mutluluk duyuyoruz. Kongre; 6-10 Eylül 1999 tarihleri arasında Gaziantep Büyükşehir Belediyesinin Belediye Sarayı'nda tarafımıza tahsis ettiği salonlarda 4 eş zamanlı oturum halinde gerçekleştirilecektir.

Kongreye gösterilen yoğun ilginin sonucu çok sayıda bildiri gönderilmesine karşın teknik programda yeterli sayıda zaman aralığı bulunmaması nedeniyle, hakemlerden gelen değerlendirmelerin ışığında, programa toplam 212 bildiri alınabilmektedir. Her ne kadar ön duyurumuzda kongrede sunumları kabul edilmiş ancak katılım ücreti ödenmemiş bildirilerin Kongre Kitabı'nda yer almayacağını belirtmiş idiysek de Yürütme Kurulumuz bilimsel hedeflere öncelik tanıyarak, kongrede tartışılmayacak olsalar bile, kabul edilen tüm bildirilerin Kongre Kitabı'nda yer almasını uygun bulmuştur. Kabul edilen bu 212 bildiri 2 cilt halinde sizlere sunulmaktadır. Kongrede tartışılacak, ilginizi çekeceğine inandığımız, bu bildirileri doyurucu nitelikte bulacağınıza eminiz.

Kongre sırasında geniş bir katılımcı kitlesinin ilgisini çekeceğini umduğumuz iki konuda panel düzenlenmiş ve kongre içerisinde çağrılı bildirilere de yer verilmiştir. Ayrıca kongre salonlarının hemen yakınında, 2000m<sup>2</sup> kapalı alanda düzenlenen ve sektördeki firmaların katıldığı "ElektroBil'99" Fuarının da kongremize ayrı bir renk katacağı inancını taşıyoruz.

Kongremizin sponsor kuruluşlarına, Elektrobil99 Fuarı'na katılarak kongremizi destekleyen özel ve kamu kuruluşlarının yetkililerine, panelistlere, kongreye çağrılı bildiri ile katılan değerli bilim adamlarımıza destek ve katkılarından dolayı teşekkür etmeyi borç biliyoruz

Kongreler, yapılan bilimsel çalışmaların ve üretilen teknolojik yeniliklerin daha geniş bilimsel kitlelerin hizmetine sunulduğu, tartışıldığı ve karşılıklı bilgi alışverişi yapıldığı ortamlardır. Bu yönüyle anılarımızda özel bir yer almasını dilediğimiz 8. Ulusal Kongre'nin, siz katılımcılar içirt başarılı ve doyurucu olmasını; ayrıca ülkemizin bilimsel ve teknolojik ilerlemesine yön vererek ve ivme kazandırarak amacına ulaşmasını diliyor, Yürütme Kumlumuz adına hepimize saygılarımızı sunuyorum.

Tuncay Ege  
Yürütme Kurulu Başkanı

# Elektrik-Elektronik-Bilgisayar Mühendisliği

## 8.Ulusal Kongresi

### (6-12 Eylül 1999)

#### Kongre Yürütme Kurulu

Tuncay EGE  
Muhammet KOKSAL  
M. Sadettin ÖZYAZICI  
Hamit SERBEST  
Eyüp AKPINAR  
Cemil ARIKAN  
ArifNACAROĞLU  
Gülay TOHUMOĞLU  
Savaş UÇKUN  
M. Hacim KAMOY  
Serdar BOZKURT  
H. Ali YİĞİT  
M. Sıtkı ÇİĞDEM  
Erol KARABAY  
Doğan EYİKOÇAK  
Mustafa KURT  
Alaadin COŞKUN

Gaziantep Üniversitesi EE Müh. Böl  
İnönü Üniversitesi EE Müh. Böl.  
Gaziantep Üniversitesi EE Müh. Böl.  
Çukurova Üniversitesi EE Müh. Böl.  
Dokuz Eylül Üniversitesi EE Müh. Böl.  
TÜBİTAK  
Gaziantep Üniversitesi EE Müh. Böl.  
Gaziantep Üniversitesi EE Müh. Böl.  
Gaziantep Üniversitesi EE Müh. Böl.  
ASELSAN A.Ş. Genel Müdürü  
SİMKO A.Ş.  
E.M.O. Yönetim Kurulu Başkanı  
E.M.O. Yönetim Kurulu Yazman Üyesi  
E.M.O. Gaziantep Şb. Yön. Kur. Bşk.  
E.M.O. Gaziantep Şb. Yön. Kurulu Bşk. Yrd.  
E.M.O. Gaziantep Şb. Yön. Kurulu Yazman Üyesi  
E.M.O. Gaziantep Şb. Yön. Kurulu Üyesi

#### Konular

- \* Bilgisayar Ağları ve Donanımı
- \* Devreler ve Sistemler
- \* Elektrik Makinaları
- \* Elektromagnetik Alanlar ve Mikrodalga tekniği
- \* Elektronik
- \* Enerji Üretim, İletim ve Dağıtım
- \* Güç Eletronigi
- \* Haberleşme Tekniği
- \* Mekatronik ve Robotbilim

- \* Optoelektronik
- \* Otomatik Kontrol
- \* Örüntü Tanıma, Sinyal İşleme, Görüntü Kodlama
- \* Tıp Elektronigi
- \* Tapay Sinir Ağları, Bulanık Mantık
- \* Yüksek Gelirim Tekniği
- \* Ölçme Tekniği
- \* Mühendislik Eğitimi

# SABİT MIKNATISLI DEĞİŞKEN HAVA ARALIKLI MOTORLARDA TORKUN NÜMERİK OLARAK HESAPLANMASI

Hacer ÖZTURA

Eyöp AKPINAR

Dokuz Eylül Üniversitesi  
Mühendislik Fakültesi  
Elektrik ve Elektronik Müh. Bölümü  
35160 Tınaztepe Buca-tZMtR  
E-mail: oztura at eee.deu.edu.tr

## ABSTRACT:

*in this paper, the electromagnetic torque developed by a two-phase permanent magnet variable reluctance motor is obtained using two dimensional finite element method. There are several methods for calculating the torque by using data from numerical analysis of the magnetic field. Two out of these are Maxwell Stress Tensor and Co-energy Derivation which have been used to obtain static torque at no-load and full-load conditions in this study. The results of the analysis as a function of rotor position have been presented here.*

## 1-GİRİŞ

Güç elektroniği uygulamalarının yaygınlaşmasına paralel olarak sabit mıknatıslı motorların kullanımı da artmaktadır. Enerji verimliliği yüksek yeni motorların tasarımının araştırılması ve bunlarla birlikte güç elektroniği dizjelerinin kullanımı, motorların ürettiği tork-zaman eğrilerindeki harmonik bileşenleri ve rotor hızındaki dalgalanmaları önemli bir kıstas olarak inceleme konusu yapmıştır. Bu nedenle tork dalgalanmalarının giderilmesi için torkun doğru olarak hesaplanabilmesi oldukça önem taşır. Bu çalışmada, bilinen nümerik tork hesaplama yöntemlerinden Maxwell Stress tensor ve Co-enerjinin Türevi yöntemleri iki-faz sabit mıknatıslı değişken hava aralıklı motor [1] üzerinde uygulanmıştır. Bildiride incelenen motor şekil-1'de görüldüğü gibi iki fazlı, dört asıl ve dört sargısız yardımcı kutuplu, radyal yönde manyetize edilmiş NdFeB sabit mıknatıslarının rotora yerleştirildiği bir değişken hava aralıklı motordur. Şekildeki N ve S sabit mıknatısların kutuplarını, O ise mıknatıslı kutuplar arasındaki hava aralığını göstermektedir [2].

Bu bildirinin ikinci bölümünde makinenin manyetik alan analizi, üçüncü bölümde bilinen tork hesaplama yöntemleri ile bu çalışmada kullanılan iki yöntem irdelenmiş ve son bölüm de sonuçlara ayrılmıştır.

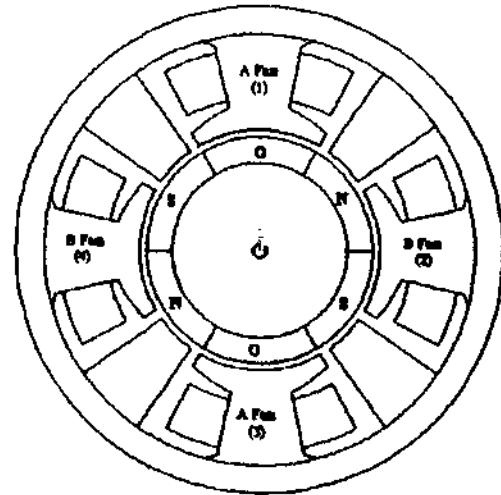
## 2-MANYETİK ALAN ANALİZİ

Motorun manyetik alan analizi, bir sonlu elemanlar paket programı [3] kullanarak iki boyutta, 9542 düğüm ve 9110 elemana sahip olan sonlu elemanlar ağı kullanılarak yapılmıştır. Analizde Maxwell denkleminin birleştirilmiş şekli (1) kullanılmıştır.

$$\text{curl}(\text{vcurl}(\bar{A})) = \bar{J}_s + \bar{J}_m \quad (1)$$

Bu denklemde  $\bar{A}$  manyetik vektör potansiyeli,  $\bar{J}_s$  sargılarına verilen akım yoğunluğunu ve  $\bar{J}_m = \text{curl}(H_{\text{coir}})$  ise sabit mıknatısların coercive force 'una karşı gelen eşdeğer akım yoğunluğunu gösterir[2-5].

Manyetik alan analizi sırasında yer değiştirme akımları, Eddy akımları ve sargılardaki son etkilerinin ihmal edildiği ve manyetik vektör potansiyel A'nın sadece Z yönünde bileşene sahip olduğu kabul edilmiştir.



Şekil-1 Analizi yapılan motor

### 3-TORK HESAPLAMA YÖNTEMLERİ

Nümerik olarak tork hesaplama yöntemleri şöyle özetlenebilir [7, 8]:

i) *Maxwell Stress Tensor Metodu*: Burada kuvvet ve tork manyetik alan dağılımlarından direkt olarak elde edilebilirler. Tork incelenen bölgeyi çevreleyen bir çember üzerinde kuvvetin entegrali ile elde edilir, ii) *Co-enerjinin Türevi Metodu*: Akım sabit tutulurken, sistemde depolanan co-enerjinin rotorun pozisyonuna göre türevinin alınması ile tork hesaplanır, iii) *Coulomb'un Zahiri İş (Virtual Work) Metodu*: Sabit ve hareketli kısımların arasındaki elementlerde meydana gelen zahiri deformasyon temeline dayanır, iv) *Arkkio'nun Metodu*: Bu yöntem Maxwell Stress Tensor'ün bir değişik şeklidir. Hava aralığındaki manyetik akı yoğunluğu radyal ve teğetsel bileşenlerine ayrılarak yüzsel entegrali alınır, v) *Mıknatıslama Akım (Akı-Akım) Metodu* Bu yöntem ise hava aralığının demir veya sabit mıknatısa komşu olan ağlarının her birisinde akı yoğunluğu ve akımın hesaplanması temeline dayanır.

#### 3.1-Maxwell Stress Tensor Yöntemi

Kuvvet rotoru çevreleyen kapalı S yüzeyi üzerinde Maxwell Stress Tensor'ünün entegrali olarak tanımlanır. Yani stress birim uzunluk alana düşen kuvvettir.

$$\vec{F} = \int_S \vec{j} \cdot d\vec{s} \quad (2)$$

Elektromanyetik alandaki stress ise alan tensoru  $\vec{T}$  ile verilebilir.

$$\vec{T} = \vec{n} \cdot \left[ \frac{1}{2} \vec{B} \cdot \vec{B} - \frac{1}{2} \vec{B}^2 \right] \frac{1}{\mu_0} \quad (3)$$

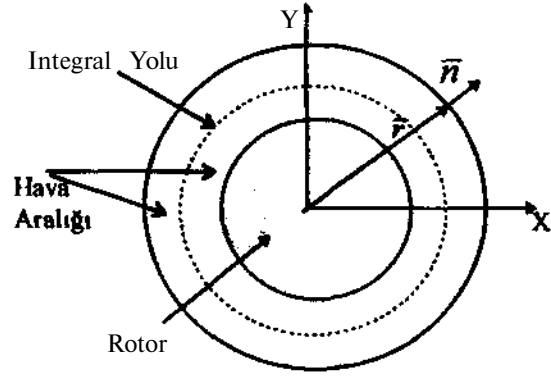
(3) nolu eşitlik (2) nolu eşitlikte yerine konursa kuvvet elde edilir.

$$\vec{F} = \int_S \left[ \frac{1}{\mu_0} (\vec{B} \cdot \vec{n}) \vec{B} - \frac{1}{2} \vec{B}^2 \vec{n} \right] ds \quad (4)$$

Integral alınan yüzeydeki radyal yönde yarıçap  $\vec{r}$  ise, kuvvet ile yarıçapın vektörel çarpımından (5) nolu eşitlikte olduğu gibi tork hesaplanabilir [7-10].

$$\vec{T} = \vec{r} \times \vec{F} = \int_S \left[ \mu_0 \left( \frac{\vec{B}}{\mu_0} \cdot \vec{n} \right) \left( \vec{r} \times \frac{\vec{B}}{\mu_0} \right) - \frac{\vec{B}^2}{2\mu_0} (\vec{r} \times \vec{n}) \right] ds \quad (5)$$

Bu yöntemde kullanılan, rotoru çevreleyen ve hava aralığından geçen integral yolu şekil-2'den görülebilir.



Şekil-2 Maxwell stress Tensor yönteminde integral yolu

#### 3.2- Co-enerjinin Türevi Yöntemi

Sistemdeki co-enerjiden tork elde edilebilir. Rotor pozisyonunun  $\hat{a}O$  kadar değişimine karşılık manyetik co-enerjinin değişimi  $\frac{\partial W}{\partial \delta}$ , elektromanyetik tork şöyle ifade edilebilir;

$$T = L \cdot \frac{\partial W}{\partial \delta} \Big|_{I=\text{constant}} = \frac{c}{60} \left[ \int_V \vec{J} \cdot \vec{H} dV \right] \quad (6)$$

L rotorun aksel uzunluğudur. Nümerik modellemeye türev işlemi fark denklemi olarak ifade edilebilir. Böylece (6) nolu eşitlik yeniden yazılabilir [7, 8, 11].

$$T = L \cdot \frac{(W_{\theta+\delta} - W_{\theta})}{\delta} \quad (7)$$

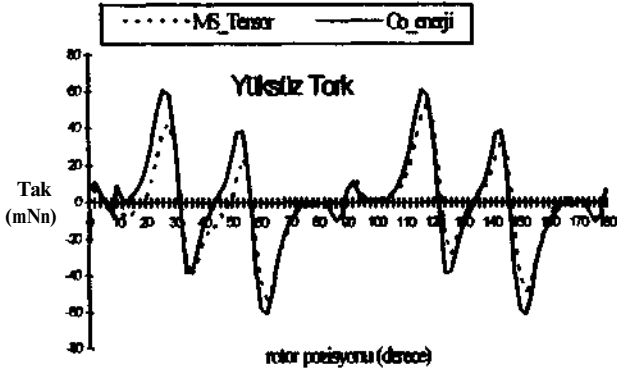
(7) denklemindeki S yer değiştirme miktarını belirtir. Rotorun yer değiştirmesi ne kadar küçük adımlarla yapılırsa bu hesaplama yöntemi o kadar hassas çözüm verecektir.

#### 4- YÜKSÜZ VE YÜK ALTINDAKİ TORK DEĞERLERİ

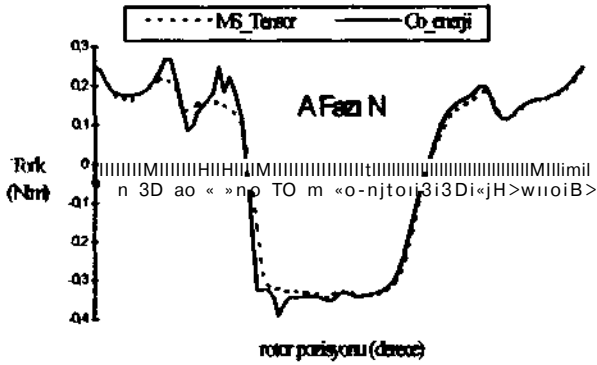
Yukarıda ayrıntılı olarak verilen elektromanyetik tork hesaplamasının iki yöntemi bu makine Özerinde yüksüz ve yük altındaki koşullarda uygulanmıştır. Bu hesaplamalar için rotor  $0^\circ$ 'den  $360^\circ$ 'ye  $2^\circ$ 'lik adımlarla ilerletilmiştir. Hava aralığı ise 4 kate bölünüp ve bunlardan içteki iki tanesi rotora, dıştaki iki tanesi ise statora aittir tutulmuştur. Yani içteki iki kat her hesaplama için rotorla birlikte  $2^\circ$ 'lik adımlarla dönmektedir.

Şekil-3'de stator sargılarına herhangi bir akım verilmiyor iken, her iki yöntem için elde edilen yüksüz tork eğrilerinin rotor pozisyonuna bağlı değerleri görülmektedir.  $180^\circ$  Mik bir periyotta bakıldığında bu torkun ortalaması sıfırdır.

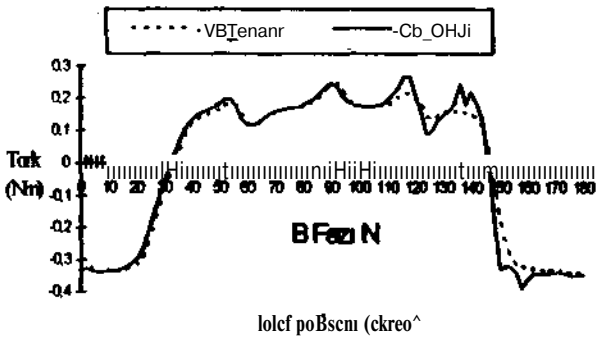
Yük altındaki torklar A ve B fazlarına ait sargıların 2 Amper 'lik de akım ile uyarılması ve yine rotorun 2°'lik adımlarla döndürülmesi sonucunda elde edilmiştir. Bu eğriler ise şekil-4 ve 5'de görülmektedir.



Şekil-3 Yüksüz durumdaki tork



Şekil-4 Statorun A fazında N kutbu oluşacak şekilde akım verildiğinde elde edilen tork



Şekil-5 Statorun B fazında N kutbu oluşacak şekilde akım verildiğinde elde edilen tork

Motorun stator yapısı simetrik iken rotor yapısının 90 dereceden sonra tekrar etmediği Şekil 1 den görülmektedir. Bu nedenle tork eğrilerin<sup>TM</sup> pozitif ve

negatif tepe değerleri bu rotorun asimetric yapısından dolayı eşit değildir.

## 5-SONUÇ

Hesaplamaadaki kolaylık ve yaygın kullanım nedeniyle bu çalışma için ilk iki yöntem tercih edilmiştir. Her iki yöntemle hesaplanan tork değerleri, hem yüksüz durum hem de yük altında birbirine oldukça yakın sonuçlar vermiştir. Yük altındaki statik tork eğrileri kullanılarak kıyıcı aracılığı ile beslenecek olan her bir fazın rotor konum bilgisine bağlı olarak iletim süreleri saptanabilir. Her bir fazın 90 derecelik bir rotor konumu süresince iletimde kalacağı açıkça şekil 4 ve şekil 5 den saptanabilmektedir. Rotorun hız kontrolü süresince bu tork eğrilerine göre belirli bir konumda kilitlenme olasılığı da gözükmemektedir [1]. Eğer rotor dönüş açısı 2 dereceden daha küçük seçilirse Maxwell Stress ve Co-enerjinin türevi yöntemleri ile hesaplanan tork değerleri daha da birbirine yaklaşabilir.

## KAYNAKÇA

- [1] öztura, H., " Detennination of Motor Parameters in 2-Phase Pennant -magnet Variable reluctance Motor By Finite Elements and Dynamic Simulation of motor and Drive Performance Analysis", Ph.D thesis, DEÜ, 1998.
- [2] Rizzo, M., Savani, A., Trowski, J., & Wiak, S., "Optimization of Magnetic Circuhs of DC Brushless Motors" *Nato ASI*, pp.91-97, Antalya February 1994.
- [3] Ansys Magnetic User's Guide Vol:1 July 1993.
- [4] Craiu, O., Dan, N.& Badea, A., "Numerical analysis of Permanent Magnet DC Motor Performance", *IEEE Tran. Magnetics*, v.31, n.6 pp.3500-3502, November 1995.
- [5] Chari, M. V. K., Bedrosian, O. & D'Angelo, J., "Finite Element Applications in Electrical Engineering", *IEEE Tran. Magnetics*, v.29, n.2, pp.1306-1314, March 1993.
- [6] Chen, S., Binns, K. J., Liu, Z. & Shimmin, D. W., "Finite Element Analysis of the Magnetic Field in Rare-Earth Permanent Magnet Systems with Consideration of Temperature Dependence" , *IEEE Tran. Magnetics*, v.28, n.2,pp. 1303-1306, March 1992.
- [7] Sadowski, R, Lefevre, Y., Lajoie-Mazenc, M. & Cros, J., " Finite Element Torque Calculation in Electrical Machines While Considering the Mouvement", *IEEE Tran. Magnetics*, v.28, n.2, pp. 1410-1413, March 1992.
- [8] Petkovska, L., Cundev, M. ft Cvetkovski, O., TEM Concept of Optimisation in a DC Permanent Magnet Motor", *ACEMP 95*, v.2, pp. 22,27, 5-7 May 1995 Kuşadası Turkey.

[9] Rizk, J., Nagrial, M., " Computation of Cogging Torque in Permanent Magnet Machines", *ICEM98*, pp. 1123-1127 September 1998 İstanbul Turkey.

[10] Moallem, M., Ong, C. M., "Predicting the Torque of a Switched Reluctance Machine From Its Finite Element Field Solution", *IEEE Tran. Energy Conversion*, v.5, n.4, pp.733-739 December 1990.

[41] Clenet, S., UKvre, Y., Sadowski, N., Astier, S. A Lajoie-Mazenc, M., "Compensation of Permanent Magnet Motors Torque Ripple by Means of Current Supply Waveshapes Control Determined by Finite Flement Method", *IEEE İYem.on Magnetiaı*, v.29,n.2, pp. 2019-2023 March 1993.



# YAKIN ALANI DÜZLEMSEL DALGA OLAN FAZ TARAMALI YARIK ANTEN DİZİSİ

İnci AKKAYA, Prof. Dr., Bayram ESEN, Araş. Gör.

Elektrik-Elektronik Fakültesi  
Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği  
İstanbul Teknik Üniversitesi  
80626 İstanbul

\BSTARCT

In many engineering applications such as tomography and geophysics, it is desired that the nearfield of the source of excitation be a plane wave. Moreover, it is very desirable that a phase scanning is performed with this plane wave: in this work, first, the plane wave which is obtained by using a uniform and infinite slot arrays is formulated. Then the expressions of the field which is obtained by a source with finite dimensions is considered: and it is discussed at which observation points the planar wave solutions will again be correct. It is found that the minimum value of the wavelength which can be used is twice 'a' which is the dimension of the slots: and that the spacing A between the slots should be less than  $K \sqrt{A} \sqrt{A} = \sqrt{A} \sqrt{A}$ .

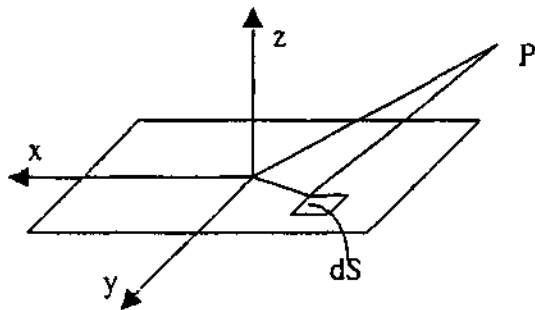
considered: and it is discussed at which observation points the planar wave solutions will again be correct. It is found that the minimum value of the wavelength which can be used is twice 'a' which is the dimension of the slots: and that the spacing A between the slots should

be less than  $K \sqrt{A} \sqrt{A} = \sqrt{A} \sqrt{A}$ .

## 1. TEORİ

Bütün anten alanlarının birer Fourier dönüşümü olarak ifade edilebildiklerinden hareket edersek, sonsuz ince bir demet şeklinde bir ışın için sonsuz geniş düzgün bir düzlemsel kaynak gerekmektedir. Uygulamada yakın alan için, bu sonsuz genişlik kavramını küçültebiliriz. Bunun için önce sonsuz bir düzlemsel kaynağın oluşturacağı alan yapısını görmemiz gerekir. Sonra bu düzlemsel kaynağı bir dizi olarak ele almamız gerekir.

## 2. SONSUZ BOYUTLU, DÜZLEMSEL, DÜZGÜN, YÜZEY MAGNETİK AKIM KAYNAĞININ ALANI



Şekil 1. Sonsuz Geniş Kaynak

$$\vec{J} = \hat{g}(z) \hat{e}^{Kx} e^{-y2\pi/3y} \hat{u}_y \quad (\text{V/m}) \quad (\text{D})$$

akım kaynağının alanının Maxwell denklemlerine göre çözümü bulunacaktır.

$$\nabla \times \vec{h} = j\hat{u} E \vec{e} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{i} = -j\hat{u} \vec{e} - \vec{h} - \vec{J} \quad (2.2)$$

$$\vec{r} = x - \vec{M}_x + y - \vec{M}_y + z - \vec{u} \quad (3.1)$$

vektör uzayı için yazılmış olan (2) denklemlerinin Fourier uzayı

$$\vec{f} = f_x \cdot \vec{u}_x + f_y \cdot \vec{u}_y + f_z \cdot \vec{u}_z \quad (3.2)$$

için alınan Fourier dönüşümleri  $\vec{H}(\vec{f})$

$$\vec{H}(\vec{f}) = \iiint \vec{h}(x, y, z) e^{-j2\pi(f_x x + f_y y + f_z z)} dx dy dz \quad (4.1)$$

$$\vec{E}(\vec{f}) = \iint \vec{e}(x, y, z) e^{-j2\pi(f_x x + f_y y + f_z z)} dx dy dz \quad (4.2)$$

ve

$$\vec{J}(\vec{f}) = \iiint \vec{j}(x, y, z) e^{-j2\pi(f_x x + f_y y + f_z z)} dx dy dz \quad (4.3)$$

olmak üzere

$$j\vec{f} \times \vec{H} = j\vec{E} \cdot \vec{E} \quad (5.1)$$

$$j2\pi \vec{f} \times \vec{E} = -j\omega\mu \cdot \vec{H} - \vec{J} \quad (5.2)$$

olur. (1) ile verilen  $\vec{j}$ 'nin Fourier dönüşümü

$$J(\vec{f}) = \overline{\llcorner} Mf, +a) \delta(f_1 + p) \quad (6)$$

dir. (5) denklemlerini  $\vec{E}$ 'ye göre çözmek için (5) ve (6) denklemlerinden

$$j \vec{I} \vec{T} \vec{f} \times (j 2n \vec{f} \times \vec{E}) = -j \omega \mu (j \omega \epsilon \vec{E}) - j l t \vec{f} \times \vec{J} \quad (7)$$

bulunur. (7) denklemi  $\vec{E}$ 'ye göre çözülürse.

$$\vec{E} = \frac{-j 2 \pi \vec{f} \times \vec{J}}{4 \pi^2 (f_x^2 + f_y^2 + f_z^2) - k_0^2} \quad (8)$$

elde edilir. Burada  $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon \mu}$  dir. Ters Fourier dönüşümü alınarak

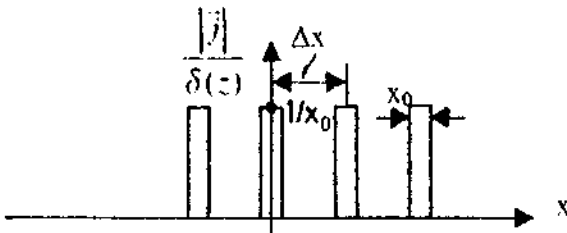
$$e = \frac{1}{2\gamma} (y \ddot{u}_x - a / \gamma) e^{-\gamma z} \quad (9.1)$$

$$\gamma = \sqrt{k_0^2 - \alpha^2 - \beta^2} \quad (9.2)$$

bulunur. Sonucun bir düzlemsel dalga olduğunu söylüyoruz. Sürekli kaynak yerine, kaynaklar dizisi alınır: (5) denkleminin  $u(x)$  birim basamak fonksiyonu olmak üzere.

$$\vec{J} = \overline{\llcorner} \left[ I^{\prime}(-v + \frac{x_0}{2}) \cdot A Y - H(T - \frac{x}{2}, \cdot A v) \right]$$

için çözülmektedir.  $\vec{J}$ 'nin Fourier dönüşümü (11)



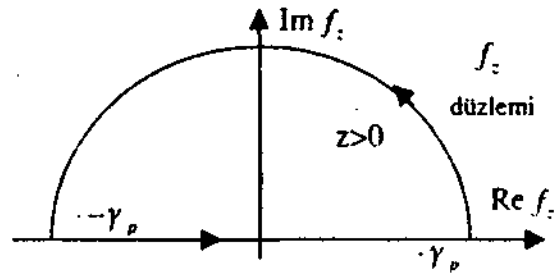
Şekil 2. Yarık dizisi için dağılım

$$\vec{J} = \frac{\sin(\pi f_x x_0)}{\pi f_x x_0} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \delta(f_x + \alpha - \frac{p}{\Delta x}) \delta(f_y + \beta) \quad (11)$$

olur. (11) ifadesi (8) denklemine taşınırsa buradan elde edilen  $\vec{E}$ 'nin ters Fourier dönüşümü

$$\vec{e} = -\frac{x_0}{4\pi^2 \Delta x} e^{-j 2 \pi f_x x_0} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \frac{\sin \left[ \pi \left( \alpha - \frac{p}{\Delta x} \right) x_0 \right]}{\pi \left( \alpha - \frac{p}{\Delta x} \right) x_0} e^{-j 2 \pi \left( \alpha - \frac{p}{\Delta x} \right) z} \int_{f_z=-\infty}^{\infty} \frac{\left[ \left( \alpha - \frac{p}{\Delta x} \right) \ddot{u}_z - f_z \ddot{u}_y \right] e^{+j 2 \pi f_z z}}{f_z^2 - \frac{k_0^2}{4\pi^2} - \beta^2 - \left( \alpha - \frac{p}{\Delta x} \right)^2} d f_z \quad (12)$$

dir. (12) deki integrali aşağıdaki çevre boyunca alıp toplam rezidülerin katkısından;



Şekil 3. (12) ifadesindeki integralin  $\text{Re}\{f_z\} > 0$  için yolu

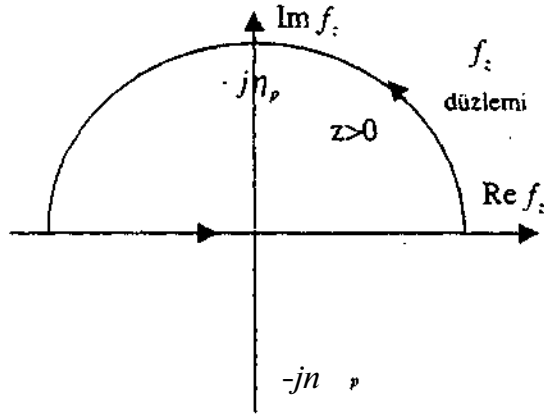
$$e = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \vec{e}(p) \quad (11ii)$$

olmak üzere

$$\vec{e}(p) = \frac{-j x_0}{2 \pi \Delta x \gamma_p} \frac{\sin \left[ \pi \left( \alpha - \frac{p}{\Delta x} \right) x_0 \right]}{\pi \left( \alpha - \frac{p}{\Delta x} \right) x_0} e^{-r J \left[ \alpha - \frac{p}{\Delta x} \right] K' f_x} e^{-j 2 \pi f_z z} \left( \left( \alpha - \frac{p}{\Delta x} \right) \ddot{u}_z - \gamma_p \ddot{u}_y \right) \quad ; z > 0, \text{Re } \gamma_p > 0 \quad (13.2)$$

$$\gamma_p = \sqrt{\frac{k_0^2}{4\pi^2} - \beta^2 - \left( \alpha - \frac{p}{\Delta x} \right)^2} \quad (13.3)$$

bulunur, p'nin artması (13.3) ile verilen  $\gamma_p$ 'nin saf sanal bir sayı olmasını sağlar. Bu karşıklığı gidermek için



Şekil4. (12) İfadesindeki integrainin  $ReTj_p > 0$  için yolu

$$\eta_p = \sqrt{-\frac{k_0^2}{4\pi^2} + \beta^2 + (\alpha - \frac{p}{\Delta x})^2} \quad (13.4)$$

şeklinde bir tanım kullanılsın. Bu durumda:

$$\bar{e}(p) = \frac{\sin\left[\frac{\pi(\alpha - \frac{p}{\Delta x})x_0}{n(a - \frac{p}{\Delta x})x_0}\right]}{4\pi\Delta x\eta_p} e^{-j2n\left[\frac{a-\Delta x}{2}j\eta_p - p\eta_p\right]} e^{-2\pi\eta_p z} \left(\alpha - \frac{p}{\Delta x} + j\eta_p\hat{u}_x\right); \quad (13.5)$$

$z > 0, Re\eta_p > 0$

elde edilir. (13) çözümünden birden fazla propagasyon modu yani demet oluştuğu görülmektedir. Demet sayısını 1'e indirmek için  $p \approx ?$  1 çözümlerinin bile (13.5) tipinde olması gerekir. Bu ise:

$$\Delta x < \frac{1}{\alpha + \sqrt{\frac{k_0^2}{4\pi^2} - \beta^2}} \quad (14)$$

şartının sağlanmasını gerektirir. 3 sabit iken (14)'ün sağ tarafının minimum değeri a'nın maksimum değerine tekabül eder.

$$\alpha_{max} = \sqrt{k_0^2 / 4\pi^2 - \beta^2}$$

olduğundan

$$\Delta x < \pi / \sqrt{k_0^2 - (2\pi\beta)^2} \quad (15)$$

seçilmelidir.

### 3. SONLÜ BOYUTLU, DÜZLEMSEL, DÜZGÜN, YÜZEY MAGNETİK AKIM KAYNAĞININ ALANI

2AX2B boyutlu düzlemsel kaynak halinde

$$\bar{j} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[ u\left(x + \frac{a}{2} - n \cdot Ax\right) - u\left(x - \frac{a}{2} - n \cdot Ax\right) \right] \cdot q(x,y) \hat{u}_y = j_0 q \quad (26.1)$$

$$q(x,r) = [u(x+A) - u(x-A)] [u(y+B) - u(y-B)] \quad (16.2)$$

olsun.

$$\bar{e} = g(r) * [J_0(r) - q(r)] \quad (17.1)$$

için

$$\bar{E} = \bar{G}(\bar{f}) - [J_0(\bar{f}) * Q(\bar{f})] \quad (17.2)$$

olacaktır. (16.2) ile verilen q(x,y) fonksiyonunun Fourier dönüşümü

$$Q(\bar{f}) = 4AB \frac{\sin(2\pi f_x A)}{2\pi f_x A} \frac{\sin(2\pi f_y B)}{2\pi f_y B} \delta(f_z) \quad (18.1)$$

olur.

$$\lim_{f_x, f_y \rightarrow 0} Q(\bar{f}) = \delta(f_x) \delta(f_y) \delta(f_z) \quad (18.2)$$

dir.

$$[G(\bar{f}) \cdot \bar{J}_0(\bar{f})] * \delta(f_x) \delta(f_y) \delta(f_z) = G(\bar{f}) - \bar{J}_0(\bar{f}) \quad (18.3)$$

olduğundan (17.2) ifadesinin ters Fourier dönüşümü

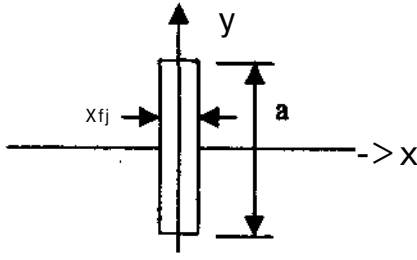
$$\bar{e} = F^{-1} [G \cdot \bar{J}_0] \quad (18.4)$$

olarak bulunur. Bu sonuç (16) denklemi ile verilen kaynağın: A ve B boyutlarının yeteri kadar büyük alınması halinde; problemin sonsuz boyutlu kaynak çözümü olarak kabul edilebileceğini gösterir. Yapılacak iş ise (18.1) ifadesinin doğruluğunu sağlayacak A ve B boyutlarının tespitidir. Bu da bilgisayarda hesaplanmasıyla bulunacaktır.

$F^{-1} [G \cdot \bar{J}_0 * Q]$  integralini, a, (3),  $k_0$ ,  $x_1$  parametrelerine verilecek değer takımları belirler.

#### 4. YARIK ANTEN DİZİSİ

[3] Doetsch. G., *Handbuch der Laplace Transformation*.  
Birkhauser, Basel, 1950.



Şekil 5. Tek bir yarığın geometrisi

Tek yarığın oluşturduğu yüzey magnetik akımı

$$\vec{H}_y = H_0 \cos\left(\frac{\pi y}{a}\right) \quad -\frac{a}{2} < y < \frac{a}{2} \quad (19.1)$$

olduğu için

$$\vec{A} = \frac{2}{\pi} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \vec{H}_y \cos\left(\frac{\pi y}{a}\right) dy \quad (20.1)$$

ya da

$$\vec{e}_{\text{uzp}} = \vec{A} \cos\left(\frac{\pi}{a} y\right) \quad (20.2)$$

şeklinde bulunur. (20.2)'den sonsuz kaynak hali için olan çözümlerin sınırlı kaynak hali için kullanılmasında gözlem noktası P(x,y,z)'nin x ve y koordinatlarının

$$\frac{a}{2} < y < \frac{a}{2}$$

$$\frac{A}{1} < T < \frac{A}{9}$$

olması gerektiği görülmektedir.

#### 5. SONUÇLAR

Yeteri kadar büyük bir yarık dizisi ile faz taramalı yakın bir düzlemsel alan elde edilebileceği gösterilmiştir.

$X_{\text{min}} = 2a$  olmak üzere geniş bir frekans bandında çalışabilen bir yarık dizisinin elemanları arası uzaklık

$\Delta x < \frac{1}{2} \sqrt{\lambda_0^2 - (2T/3)^2}$  olarak bulunmuştur.

#### 6. KAYNAKÇA

[1] Akkaya, *Anten Problemlerinde Fourier Dönüşümleri*. İTÜ Elektrik-Elektronik Fakültesi Ofset Baskı Atölyesi. 2.1994.

[2] Arsac. J.. *Transformation de Fourier et Theorie des Distributions*. Dunod. Paris, 1961.

# DİELEKTRİK ÇUBUK ANTENLERİN ETKİN DİELEKTRİK SABİTLERİ YÖNTEMİ KULLANILARAK İNCELENMESİ

Selda Ç. UÇAK<sup>1</sup>, Gülbin DURAL<sup>2</sup>, Tuncay BİRAND<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Haberleşme Cihazları- Üretime Hazırlama Müdürlüğü  
ASELSAN A.Ş.  
06172 Ankara

<sup>2</sup>Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü  
Orta Doğu Teknik Üniversitesi  
Ankara

E-mail: scetinbas@hc.aselsan.com.tr,dural@ed.eee.metu.edu.tr,tbirand@ed.eee.metu.edu.tr

## ABSTRACT

*in this study, different features of dielectric-rod antennas are analyzed using a technique based on the method of effective dielectric constants. Dispersion characteristics of a single dielectric-rod antenna and coupled dielectric-rod antennas are obtained assuming infinitely long dielectric rod structures. Mutual coupling between parallel dielectric-rod antennas and radiation characteristics of single and coupled dielectric rod are determined. The calculated results are compared with the measured ones obtained for finite length dielectric-rod antennas.*

## 1. GİRİŞ

Çoğu dalga kılavuzları açık kılavuz yapılarıdır. Fabrikasyonu kolaylaştırmak ve iletim kayıplarını minimize etmek için dalga kılavuzunun tüm kenarları metal duvarlarla çevrelenmezler. Bu yapıdan dolayı kılavuzlanmış enerjinin bir kısmı etrafa ışıyacak yani enerji kaybı meydana gelecektir. Bu enerji kaybı istenmeyen bir durumdur. Bu yüzden dalgakılavuzların tasarımında amaç bu enerji kaybını en aza indirmektir. Bu problemin bir çözümü açık kılavuzun ucuna uygun bir yapı konularak bu enerji kaçığından faydalanmaktır. Böylece pratik bir anten elde edilmiş olur.

Milimetre dalga bölgesinde dalga kılavuzunun arkasına konacak yapı, boyut ve ağırlık açısından uygun olan bir dielektrik çubuk olabilir. Böylece dalgakılavuzundan çıkan bir yüzey dalgası dielektrik çubuk boyunca ilerleyecek, çubuğun sonundan ışıyacaktır. İşte bu konfigürasyon bir dielektrik çubuk antendir.

Bu çalışmada ODTÜ Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü ile Delft Teknik Üniversitesi (Hollanda) International Research Center for Telecommunications Transmission and Radar (IRCTR) arasında ortaklaşa

yürütülmekte olan atmosferik radar projesinin anten besleme sistemi için ODTÜ ekibince yürütülen araştırma programının antenler arasındaki etkileşime ait çalışmalara ilişkin sonuçlar yer almaktadır. Bu araştırma ayrıca TÜBİTAK-BİLTEN tarafından da 197E035 (EEEAG-BİLTEN-228) numaralı proje kapsamında desteklenmektedir. Çalışmanın burada yer alan bölümünde özellikle dielektrik çubuk antenler arasındaki etkileşimin ve bu antenlerin etkin dielektrik sabitleri yöntemi kullanılarak incelenmesi üzerinde yoğunlaşılacaktır. Ayrıca elde edilen ışınma örüntüsü ile Hollanda Delft Teknik Üniversitesi'nden elde edilen ölçüm sonuçları karşılaştırılacaktır.

Sunulan çalışmada Maxwell denklemlerinin dikdörtgen kesitli bir dalgakılavuzu için  $\nabla^e$  ve  $\nabla^h$  skalar potansiyelleri cinsinden çözümü kullanılacaktır. Bu denklemler aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$E_x = \frac{1}{j\omega\epsilon_0\epsilon_r(y)} \frac{\partial V}{\partial x} + \omega\mu k_z \phi^h \quad (1)$$

$$E_y = \frac{1}{j\omega\epsilon_0\epsilon_r(y)} \left(k_z^2 - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) \phi^e \quad (2)$$

$$E_z = -j \frac{k_z}{\omega\mu\epsilon_0\epsilon_r(y)} \frac{\partial \phi^e}{\partial y} - j\omega\mu \frac{\partial \phi^h}{\partial x} \quad (3)$$

$$H_x = \frac{\partial^2 \phi^h}{\partial x \partial y} + \frac{j}{\mu} k_z \phi^e \quad (4)$$

$$H_y = \left(k_z^2 - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) \phi^h \quad (5)$$

$$H_z = \frac{1}{\mu} \frac{\partial \phi^e}{\partial x} - jk_z \frac{\partial \phi^h}{\partial y} \quad (6)$$

<sup>1</sup> Bu çalışma TÜBİTAK-BİLTEN tarafından 197E035 (EEEAG-BİLTEN-228) numaralı proje kapsamında desteklenmiştir.

(1)-(6) denklemlerindeki  $E_r(y)$  uygulama bölgesindeki bağıl dielektrik sabiti,  $k_z$  ise z yönündeki yayılım sabitidir.

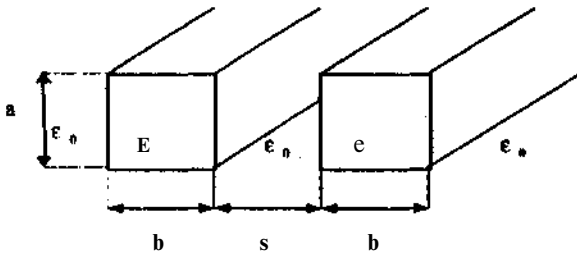
## 2. İKİ DİELEKTRİK ÇUBUK ARASINDAKİ ETKİLEŞİMİN ETKİN DİELEKTRİK SABİTLERİ YÖNTEMİ KULLANILARAK İNCELENMESİ

Bilindiği gibi etkileşimli (coupled) olmayan dielektrik çubukların yayılım sabitleri eşit ise, bu dielektrik çubuklar tam etkileştikleri zaman dielektrik çubuklar arasında maksimum güç transferi olur. Bu durumdaki etkileşim sabiti

$$C = \frac{k_s - k_a}{2} = \frac{JL}{2L} \text{ olarak verilir [1]. Buradaki } k_s \text{ ve } k_a$$

$k_a$  sırasıyla dalga yayılımının olduğu yöndeki simetrik ve antisimetrik yayılım sabitleridir.  $L$  ise maximum güç transferi durumunda dielektrik çubukların uzunluğudur.

Şekil 1'de gösterilen, dielektrik sabitleri  $\epsilon_r$  olan iki paralel dielektrik çubuktan oluşan yapıyı ele alalım.



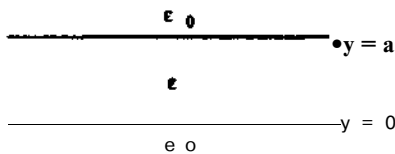
Şekil 1: Etkileşimli dielektrik çubuk geometrisi

Yukarıdaki yapının  $E_y$  modunu desteklediğini varsayalım.

$E_x$  modu sırasıyla y ve x yönündeki E ve H alan bileşenlerine sahiptir. Alana en fazla katkısı olan bileşen  $\phi^y$ 'dir. Dolayısıyla  $\phi^x = 0$  kabul edilebilir.

İki dielektrik çubuk arasındaki etkileşim sabitinin belirlenmesinde, yayılım z yönünde olduğu için  $k_x$  ve  $k_y$ 'nin belirlenmesi gerekir.  $k_x$  ve  $k_y$ 'nin belirlenmesi için y yönündeki yayılım sabiti,  $k_y$ 'nin, belirlenmesi gerekmektedir. Bu hesaplamalar için de etkin dielektrik sabitleri yöntemi kullanılacaktır.

### 2.1 $k_y$ 'nin Belirlenmesi



Şekil 2: y yönündeki 3 tabakalı yapı.

Şekil 2 de görülen üç katmanlı yapı  $k_y$  değerinin hesaplanmasında kullanılmıştır. Bu yapı için ayrışma denklemleri:

$$k_x^2 = \epsilon_r k_0^2 - k_y^2 \quad (7)$$

$$k^2 = k_0^2 + \epsilon_0^2 \quad (8)$$

$$a \mathbf{f} = (\epsilon_r - 1) \mathbf{k} g - k_y^2 \quad (9)$$

olarak verilmiştir.

(7)-(9) denklemlerinde

$k_0$  : 3 tabakalı yapının yayılım sabiti

$k_y$  : dielektrik bölgenin yayılım sabiti

$k_0$  : serbest uzayın yayılım sabiti

$a_0$  : serbest uzayın zayıflama sabiti

$\epsilon_r$  : dielektrik bölgenin bağıl dielektrik sabiti olarak tanımlıdır.

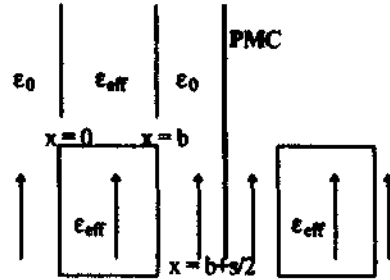
(1)-(6) den temlerinde gösterilen Maxwell denklemlerini ve (7)-(9) denlemlerinde gösterilen seperability denklemleri kullanılarak ve sınır koşulları uygulanarak,

$$a^2 \epsilon_r^2 - k^2 \left( \epsilon_r - \frac{k_y^2}{\epsilon_r} \right) \tan(k_y a) + 2 = 0 \quad (10)$$

elde edilir.

### 2.2 $k_x$ 'nin Belirlenmesi

Yapının simetrik mod uyarımı Şekil 3'de gösterildiği gibi modellenilebilir. Bu şekildeki PMC (Perfect Magnetic Conductor), ideal bir manyetik iletkeni göstermektedir.



Şekil 3: Simetrik modda x yönündeki yapı.

Bu yapı için ayrışma denklemleri

$$k_{zs}^2 = k_0^2 + \xi^2 \quad (11)$$

$$k_{zs}^2 = \epsilon_{\text{reff}} k_0^2 - k_{xs}^2 \quad (12)$$

$$\epsilon_{\text{reff}} = \epsilon_r - \frac{k_y^2}{k_0^2} \quad (13)$$

şeklinde ifade edilir ki burada  $\epsilon_r$ , serbest uzaydaki zayıflama sabiti ve  $\epsilon_{\text{reff}}$ , bir önceki bölümde incelenen 3 tabakalı yapı için etkin dielektrik sabitidir.

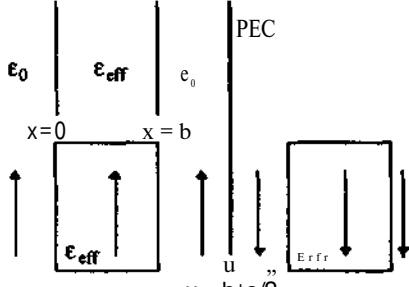
Benzer biçimde (11)-(13) denklemleri ve PMC sınır koşullarının uygulanması ile

$$(1 + \tanh(\xi \frac{s}{2})) \cos(k_{xs} b) + (-\tanh(\xi \frac{s}{2}) - \frac{k_{ys}}{\xi}) \sin(k_{xs} b) = 0 \quad (14)$$

elde edilir.

### 2.3 $k_a$ 'nin Belirlenmesi

Yapının antisimetrik mod uyarımı Şekil 3'de gösterildiği gibi modellenenir. Şekil 4'teki PEC (Perfect Electric Conductor) ideal bir elektrik iletkeni göstermektedir.



Şekil 4: Antisimetrik moda x yönündeki yapı.

Bu durumdaki ayrışma denklemleri

$$k_z^2 = k_0^2 + \xi^2 \quad (15)$$

$$\frac{1}{2} \frac{L}{a} \frac{1}{\epsilon_{eff}} \frac{1}{\epsilon_0} \frac{1}{L} \frac{1}{a} \quad (16)$$

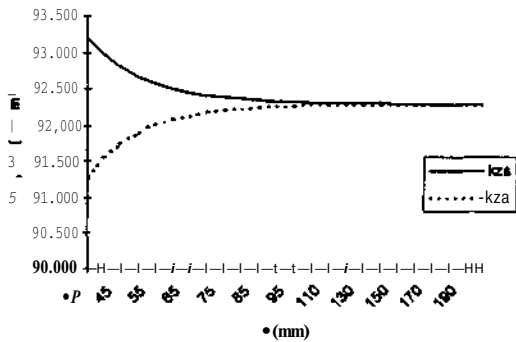
$$E = E - \frac{k^2}{2} \quad (17)$$

şeklinde ifade edilir. Önceki bölümlere benzer bir biçimde

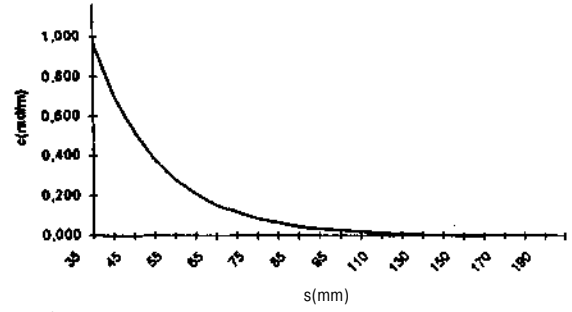
$$(1 + \tanh(\frac{s}{2})) \cos(k_x b) + (-L - J L_s) \frac{1}{\epsilon} \frac{1}{2} \sin(k_x b) = 0 \quad (18)$$

denkleminin çözümü ile  $k_u$  elde edilir.

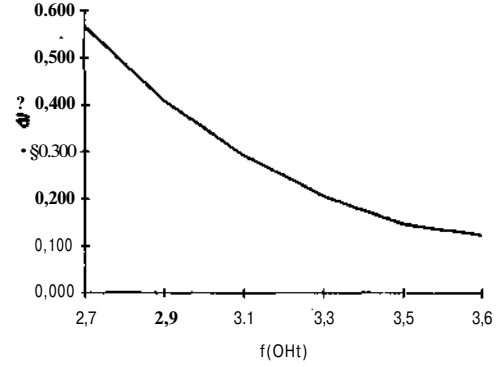
Şekil 1 de verilen yapı ve  $a=92$  mm,  $b=34.2$  mm,  $\epsilon_r=2.53$  değerleri için  $k_B$ ,  $k_M$  ve etkileşim katsayısının,  $C$ , dielektrik çubuklar arası uzaklığa,  $s$ , ve frekansa,  $f$ , göre değişimi Şekil 5-7 de verilmiştir. Şekil 5'te ve 6'da  $f=3.3$ GHz alınarak  $k_s$ ,  $k_a$  ve  $C$ 'nin değişik  $s$  değerlerine göre değişimi, Şekil 7'de ise  $C$ 'nin  $s=60$  mm de değişik frekans değerlerine göre değişimi gösterilmektedir.



Şekil 5:  $k_u$  ve  $k_a$  'nin çubuklar arasındaki uzaklığa ( $s$ ) göre değişimi.



Şekil 6: Etkileşim katsayısının çubuklar arasındaki uzaklığa göre değişimi.



Şekil 7: Etkileşim katsayısının frekansa göre değişimi.

### 3. DİELEKTRİK ÇUBUK ANTENLERİN IŞIMA ÖRÜNTÜSÜ

Dielektrik çubuk antenlerin ışımaya örüntüsünün elde edilmesi için Fourier dönüşümü yöntemi kullanılacaktır. Bu yöntemde bir  $S_a$  açıklık düzleminde yapılan ışımaya, küresel koordinatlar için,

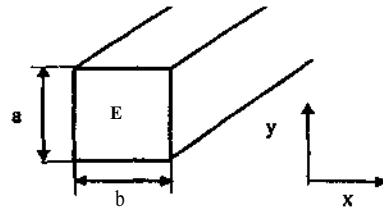
$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = jk_0 \frac{e^{-jk_0 r}}{2\pi a} ((f_x \cos(\theta) + f_y \sin(\theta)) \mathbf{a}_x + \cos(\theta) (f_y \cos(\theta) - f_x \sin(\theta)) \mathbf{a}_y) \quad (19)$$

$$\mathbf{f}_i(k_x, k_y) = f_x \mathbf{a}_x + f_y \mathbf{a}_y \quad (20)$$

$$f_i(k_x, k_y) = \iint_{S_a} \mathbf{J} \cdot \mathbf{E}_a e^{-j(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (21)$$

şeklinde ifade edilir ki burada  $E_a$  açıklık düzlemindeki elektrik alanıdır.

#### 3.1 Tek Çubuk Antenin Işıma Analizi



Şekil 8: Dielektrik çubuk anten.

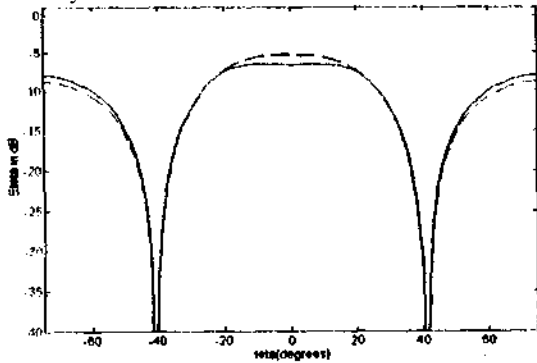
Şekil 8'deki tek bir dielektrik çubuk anten için açıklık düzlemi elektrik alanı

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{x}, y) = \mathbf{E}_{tan}(\mathbf{x}, y, 0) = E_x(\mathbf{x}, y, 0)\mathbf{a}_x + E_y(\mathbf{x}, y, 0)\mathbf{a}_y \quad (22)$$

olarak ifade edilir.  $E_s$  'nın belirlenebilmesi için dielektrik bölgedeki elektrik alanının belirlenmesi gerekir. Dielektrik bölgedeki elektrik alanının belirlenmesi için de bu bölgedeki yayılım sabitlerinin belirlenmesi gerekmektedir. Bu sabitlerin belirlenmesi için de daha önceki bölümde incelenen etkin dielektrik sabitleri yöntemi kullanılacaktır..

### 3.2 Bir Dielektrik Çubuk Anten Dizisinin Işması

Bir dizi için ışma örüntüsü, etkileşim hesaba katılmadığı zama bir çubuk anten için elde edilen ışma örüntüsünün dizi faktörü ile çarpılması sonucu elde edilecektir. Dizi için elde edilen ışma örüntüsüne antenler arasındaki etkileşimi dahil etmek için ise etkileşimli antenlerin yayılım katsayılarının hesaplanmasında önceki bölümlerde verilen yöntem kullanılmıştır. Antenler arasındaki uzaklık,  $s=35$  mm için, antenler arasındaki etkileşim hesaba katılarak ve ihmal edilerek olmak üzere her iki durum için elde edilen sonuçlar Şekil (9)'da gösterilmiştir. Şekil(9)'dan da görüleceği gibi etkileşimin ışma Örüntüsüne etkisi, dielektrik çubuklar birbirine çok yakın yani etkileşimin en fazla olduğu durumda bile, ihmal edilecek kadar azdır. Dielektrik çubuklar birbirinden uzaklaştırıldıkça etkileşim azalacak ve ışma örüntüleri her iki durum için birbirine yaklaşacak, etkileşimin etkisinin bittiği noktada ise tamamen aynı olacaktır.



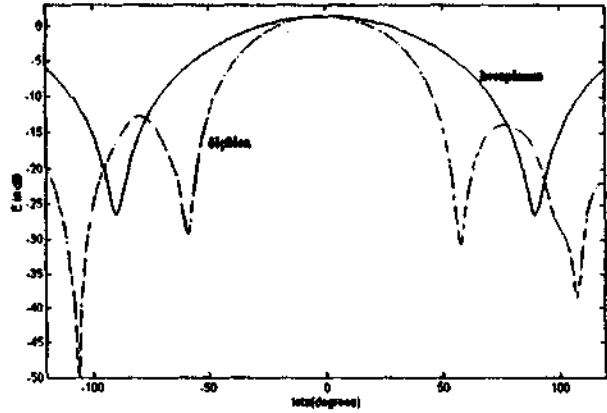
Şekil 9: (—)etkileşimin etkisi yokken ve (---)etkileşimin etkisi varken ışma örüntüleri.

### 3.3 Teorik Sonuçlar ile Ölçüm Sonuçlarının Karşılaştırılması

$a = 34.2\text{mm}$ ,  $b = 34.2\text{mm}$ ,  $\epsilon_r = 2.53$ ,  $f = 3.3\text{GHz}$  için tek bir çubuk antenin teorik olarak elde edilmiş ışma örüntüsü ile Hollanda Delft Teknik Üniversitesi IRCTR' dan alınan ölçüm sonuçları ile karşılaştırılması Şekil (10)'da verilmiştir.

Şekil (10)'da da görüldüğü gibi hesaplanan ışma örüntüsünün band genişliği, ölçülen değerden fazladır. Bu

farkın nedeni, etkin dielektrik sabitleri yöntemi kullanılırken yüzeyin sonsuz uzunlukta kabul edilmesi ve ayrıca ışma örüntüsü hesaplanırken dielektrik çubuğun z yönündeki uzunluğu ihmal edilmiş olmasıdır.



Şekil 10: Tek bir çubuk antenin hesaplanan ve ölçülen ışma örüntüleri.

## 4.SONUÇLAR

Bu çalışmada bir dielektrik çubuk antenin etkin dielektrik sabitleri yöntemi kullanılarak antenler arasındaki etkileşim incelenmiş ve etkileşimli dielektrik çubuklar için ve ışma örüntüsü hesaplanmıştır. Hesaplamalarda sonsuz uzunlukta ve paralel dielektrik çubuklar varsayılmıştır. Kullanılan yöntem oldukça basit olmasına ek olarak antenler arasındaki etkileşimin ve bunun anten boyunca dalga yayılımına etkisini gözlemek ve anlamak açısından çok etkin ve yararlı bulunmuştur.

## 5.KAYNAKÇA

- [1] Uçak S.Ç.; Analysis of the Dielectric-Rod Antennas Using the Method of Effective Dielectric Constants; M. Sc. Thesis, METU, December 1998
- [2] Cullen A. L, Özkan O.; Coupled Parallel Rectangular Dielectric Waveguides Proceedings of the Institution of Electrical Engineers; Vol.122, No. 6 June 1975, pp. 593-599
- [3] V. McLevige W., Itoh T., Mitta R.; New Waveguide Structures for Millimeter-Wave and Optical Integrated Circuits; IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-23, No. 10, October 1975, pp. 788-794



# HAVA ARALIĞI İÇEREN MİKROŞERİT HALKA ANTENLERİN REZONANS FREKANSLARININ BASİT BİR YÖNTEMLE HESABI

Çiğdem S. GÜREL ve Erdem YAZGAN ,  
Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü  
Hacettepe Üniversitesi  
06532 Beytepe-Ankara

E-mail: cigdem@eti.cc.hun.edu.tr, yazgan@eti.cc.hun.edu.tr

## ABSTRACT

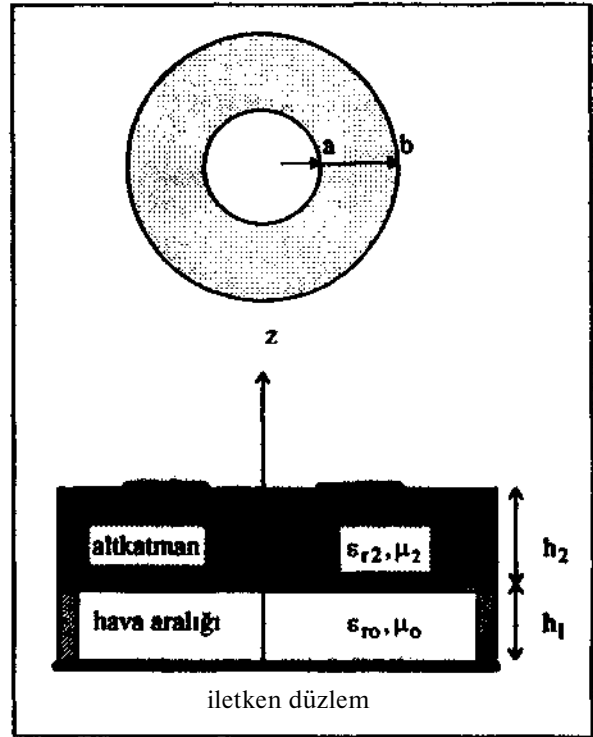
*In this study, a new and simple effective permittivity expression for an annular-ring microstrip antenna with air gap is presented and used in the determination of new resonant frequency results. It is shown that the agreement between the theory and the experiments is good even for the wide gaps and the higher order modes.*

## 1. GİRİŞ

Mikroşerit antenler çeşitli avantajlarından dolayı, diğer anten tiplerine göre bazı avantajlar sağlarlar. Ancak bu antenlerde bandgenişliğinin darlığı ve verimin azlığı önemli birer problemdir. Bu amaçla kullanılan yöntemlerden birisi rezonans frekansının çalışma frekansı olarak seçilmesidir. Bandgenişliğini artırmak ve ayrıca antenin çalışma karakteristiklerini yeni bir anten üretmeden değiştirebilmek üzere kullanılan tekniklerden birisi de alt katman ile toprak düzlemi arasında bir hava açıklığı bırakılmasıdır [1]. Yüksekliği ayarlanabilir bu açıklık ile hem efektif permittivitenin düşmesi hem de katman kalınlığının artmasından dolayı, rezonans frekansının ayarlanması ve bandgenişliğinin de artırılabilmesi mümkün olmaktadır.

Mikroşerit anten çeşitleri içinde, bazı uygulamalarda sağladıktan avantajlar nedeniyle önemli bir yeri olan halka mikroşerit antenlerin literatürde sıkça yer aldıkları gözlenmektedir [2]-[8]. Özellikle rezonans frekansı hesabı ile ilgili olarak yapılmış çeşitli çalışmalar mevcuttur. Bu çalışmalarda özellikle speklal uzayda tam dalga analizi ve kavite modeli tercih edilmektedir. Moment metodu ile çözüme ulaşan tam dalga analizi, hassas sonuçlar sağlayabilmesine rağmen, işlem süresindeki fazlalık ve karmaşık Green's fonksiyonlarının hesabını gerektirmesinden dolayı pratik değildir [4], [6]-[7]. Kavite modeline dayanan analizlerde ise oldukça basit formüllerle sonuca ulaşmak mümkündür, özellikle bazı fiziksel parametrelerin yerine efektif olanların kullanılmasıyla bu modelin güvenilirliği oldukça artırılabilmektedir [2], [5]. Bu çalışmada dairesel halka mikroşerit antenlerde rezonans frekansının hesabı kavite modeli ile gerçekleştirilmiş, yeni

efektif permittivite ve yarıçap genişleme formülleri geliştirilerek, hesaplamalardaki yüzdelik hata oranları azaltılmıştır. Hava aralığının rezonans frekans üzerindeki etkilerinin belirlenmesi için analiz iki katmanlı yapıya da uygulanmış, efektif parametre değerleri verilmiştir.



Şekil 1. Hava aralığı içeren halka mikroşerit anten yapısı

Elde edilen sonuçlar, birçok durumda diğer teorik hesaplara göre daha az yüzdelik hata ile elde edilmiş ve deneysel sonuçlarla iyi bir uyum sağlanmıştır. Hava aralığı kalınlığının artırılmasından yüzdelik hata oranlarının fazla etkilenmediği gözlenmiştir. Böylece, verilen basit formüllerle rezonans frekansının güvenilir hesabının

yapılabileceği ve bu frekansta oluşabilecek kaymaların hava aralığı kontrolü ile azaltılabileceği sonucuna varılmıştır.

## 2. REZONANS FREKANSININ HESAPLANMASI

Rezonans frekansının hesabı amacıyla Şekil-1'de gösterilen iki katmanlı anten için bir eşdeğer tek katmanlı model tanımlanmıştır. Bu modelde toplam alt katman kalınlığı  $h = h_1 + h_2$  ve eşdeğer katman permittivitesi  $\epsilon_{re}$  olarak alınmıştır. Buna göre eşdeğer yapı için rezonans frekansı şu şekilde elde edilebilir:

$$f_{r,nm} = \frac{k_{nm}c}{271 J_{sre}} \quad (D)$$

Eş.(1)'de  $k_{nm}$  halka anten için elde edilmiş olan karakteristik denklemin kökleridir:

$$Jk(kn_m a_e) Y_i; (b_e k_{nm}) - Jk(b_e k_{nm}) Y_i(kn_m a_e) = 0 \quad (2)$$

Eş.(2)'de  $a_e$  ve  $b_e$  efektif iç ve dış yarıçap değerlerini göstermektedir. Eşdeğer katman permittivitesi  $\epsilon_{re}$  ise şu şekilde verilebilir [2]:

$$\epsilon_{re} = \frac{\epsilon_{r2}(h_1 + h_2)}{(h_2 + \epsilon_{r2}h_1)} \quad (3)$$

Mikroşerit antenlerin kavite analizlerinde, kenar alanlarının etkisini de içererek elde edilen sonuçların güvenilirliğini artırmak mümkündür. Bu amaçla fiziksel iç ve dış yarıçap değerleri yerine efektif olanların kullanılması gerekir. Literatürde çeşitli iç ve dış yarıçap genişleme formülleri mevcuttur [2], [8]. Bu çalışmada ise yeni formüller elde edilmiştir. Halka dış yarıçapı için elde edilen ifade:

$$b_e = b + -j\tilde{J}(b'-b)$$

ve

$$b' = b \cdot \left\{ 1 + \frac{2h}{nbz_{r2}} \left[ \begin{matrix} \epsilon_{r2} & + (1.41\epsilon_{r2} + 1.77) + \\ & + \frac{h}{b} (0.268\epsilon_{r2} + 1.65) \end{matrix} \right] \right\}^{1/2} \quad (4)$$

şeklinde elde edilmiştir.

Efektif iç yarıçap değeri ise:

$$a_e = a (b/b_e) \quad (5)$$

olarak bulunmuştur.

Bu çalışmada yeni iç ve dış yarıçap genişleme formüllerine ek olarak, (3) nolu. eşitlikte verilen eşdeğer permittivite ifadesi yerine de yeni bir efektif permittivite tanımı  $\epsilon_{ref}$  elde edilmiştir:

$$\epsilon_{ref} = \frac{1}{2} (s_{re} + 1) + \frac{1}{2} (e_{re} - 1) \left\{ 1 + \frac{\sqrt{W/r}}{W} \right\}^{-1/2} \quad (6)$$

Eşitlikteki  $W$  değeri ise:

$$W = \begin{cases} W_0 = (b - a), & \text{for } h_x = 0, TM_{n1} \text{ modes} \\ W_0 = 4(b - a), & \text{for } h_x = 0, TM_{12} \text{ mode} \\ W_0 = W_0 h_2 / (2h_1 + h_2), & \text{for } h_x \neq 0 \end{cases} \quad (7)$$

olarak tanımlanmıştır.

Böylece iki katmanlı yapının rezonans frekansı değerleri (1)-(7) formülleri kullanılarak elde edilebilir.

## 3. SONUÇLAR

Geliştirilen formülasyonun güvenilirliğini belirleyebilmek üzere öncelikle tek katmanlı, hava aralığı içermeyen bir yapı için sonuçlar Tablo-1'de sunulmuş, bir başka teori [8] ve deney sonuçlarıyla kıyaslanmıştır. Buna göre,  $TM_{n1}$  ve  $TM_{12}$  modları için elde edilen sonuçların yüzdeler hata oranlarının düşük olduğu gözlenmektedir.

Kaynak [8]'de sunulan analizin iki katmanlı yapıya uygulanmamış olması nedeniyle hava aralığı içeren yapıya ait sonuçların kıyaslanması için kaynak [2]'de sunulan sonuçlar kullanılmıştır. Teorik sonuçlar ve karşılık gelen yüzdeler hata değerleri Tablo-2'de verilmiştir. Bu tablodan, elde edilen sonuçların diğer teorik sonuçlara göre deneysel verilerle daha iyi bir uyum içinde olduğu gözlenmektedir. Yüzdeler hata oranları da yeterince düşüktür. Tablo-2'de gözlenen bir diğer sonuç da hava aralığının artmasından modelin güvenilirliğinin fazla etkilenmemiş olmasıdır.

Tablo 1. Teorik ve deneysel rezonans frekansı değerlerinin (GHz cinsinden) hava aralığı içerilmeyen durum için kıyaslanması. Yüzdeler hata değerleri parantez içinde verilmiştir.  $h_1=0$ ,  $b=2a$ ,  $h_2=1.59$ mm.

Mode:	$\epsilon_{r2}$	a (cm)	$f_{meas}$	f-rc [8]	Hesaplanan
$TM_{1,1}$	2.32	2.5	0.877	0.878 (0.11)	0.879 (0.17)
$TM_{2,2}$	2.32	2.5	1.722	1.723 (0.06)	1.731 (0.49)
$TM_{3,3}$	2.32	2.5	2.517	2.515 (0.08)	2.537 (0.77)
$TM_M$	2.32	3.5	0.626	0.623 (0.48)	0.623 (0.48)
$TM_{12}$	2.2	3.0	3.220	3.257 (1.16)	3.224 (0.06)

Tablo 2. Teorik ve deneysel rezonans frekansı değerlerinin (GHz cinsinden) çeşitli modlar ve hava aralığı kalınlık değerleri için kıyaslanması. Yüzdeler hata değerleri parantez içinde verilmiştir.  $a=35\text{mm}$ ,  $b=2a$ ,  $\epsilon_r = 2.32$ ,  $h_2=1.59\text{mm}$  a-Jh^Omm no gap case, b-)h<sub>1</sub>=0.5mm, c-) h<sub>1</sub> = 1.0mm.

Mod:	$f_{\text{meas}}$	$f_{\text{LD}}$	Hesaplanan
	[2]	[2]	
$TM_U$	0.626	0.622 (0.64)	0.623 (0.48)
$TM_{21}$	1.229	1.220(0.73)	1.230 (0.08)
$TM_{31}$	1.800	1.793 (0.39)	1.806 (0.33)
$TM_{12}$	2.757	2.820 (2.29)	2.728(1.05)

-a-

Mod:	$f_{\text{meas}}$	$f_{\text{LD}}$	Hesaplanan
	[2]	[2]	
$TM_U$	0.720	0.714(0.83)	0.717 (0.42)
$TM_{21}$	1.415	1.405(0.71)	1.413(0.14)
$TM_{31}$	2.075	2.057 (0.87)	2.071 (0.19)
$TM_{12}$	3.040	3.123 (2.73)	3.066(1.18)

-b-

Mod:	$f_{\text{meas}}$	$f_{\text{LD}}$	Hesaplanan
	[2]	[2]	
$TM_n$	0.778	0.763 (1.93)	0.768 (1.29)
$TM_{21}$	1.516	1.498(1.19)	1.510(0.40)
$TM_{31}$	2.212	2.185(1.22)	2.209(0.13)
$TM_{12}$	3.240	3.210(0.93)	3.221 (0.59)

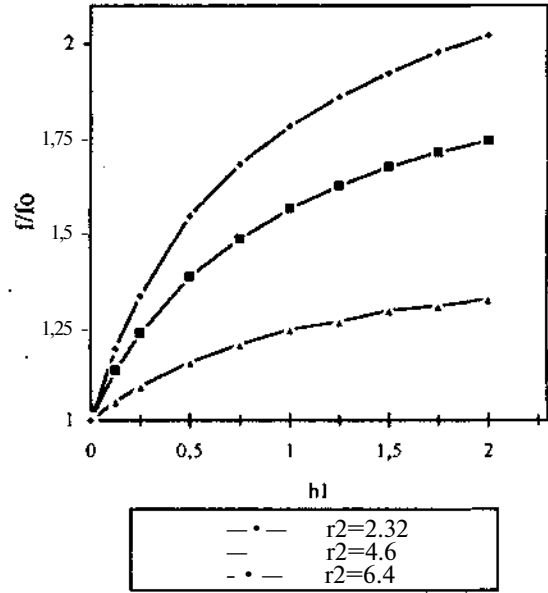
-c-

Şekil-1'de artan hava aralığı kalınlığı ile rezonans frekansının değişimi  $TM_U$  modu için gösterilmiştir. Rezonans frekansları hava aralığı içermeyen duruma ait rezonans frekansı değeri ile normalize edilmiştir. Bu şekilde, hava aralığının özellikle alt katman permittivitesinin büyük değerleri için daha fazla kaymaya neden olduğu gözlenmektedir. Bu durum (3) nolu eşitlikle verilen eşdeğer permittivite ifadesinin hava aralığı kalınlığı ile olan değişimiyle açıklanabilir.

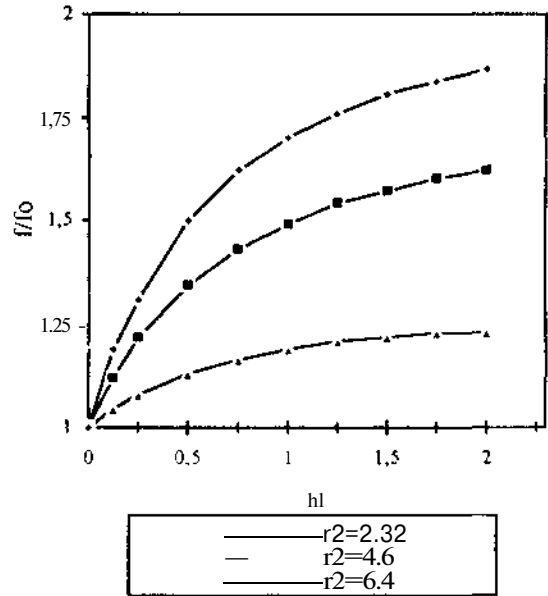
Şekil-2'de ise Şekil-1'de elde edilen değişim aynı yapısal parametreler ve  $TM_{12}$  modu için elde edilmiştir. Bu durum için gözlenen frekans kayma oranlarının  $TM_{12}$

modu durumuna kıyasla biraz daha az olması her iki modun yakın alan dağılımlarının birbirinden farklılık göstermesi ve rezonans frekansının bu dağılımlardan etkilenmesiyle açıklanmaktadır.

Mikroşerit antenlerde bazı durumlarda içerilen üst katmanın rezonans frekansını azaltıcı bir etkisi bilinmektedir. Elde edilen mevcut sonuçlara göre yapıya hava aralığı eklenerek bu değişim azaltılabilir.



Şekil 2.  $TM_U$  modu için elde edilen normalize rezonans frekansı değerlerinin hava aralığı kalınlığı ile değişimi.  $a=2.5\text{mm}$ ,  $b=50\text{mm}$ ,  $h_2=1.5\text{mm}$ .



Şekil 3.  $TM_{12}$  modu için elde edilen normalize rezonans frekansı değerlerinin hava aralığı kalınlığı ile değişimi.  $a=2.5\text{mm}$ ,  $b=50\text{mm}$ ,  $h_2=1.5\text{mm}$ .

yapılabileceği ve bu frekansta oluşabilecek kaymaların hava aralığı kontrolü ile azaltılabileceği sonucuna varılmıştır.

## 2. REZONANS FREKANSININ HESAPLANMASI

Rezonans frekansının hesabı amacıyla Şekil-1'de gösterilen iki katmanlı anten için bir eşdeğer tek katmanlı model tanımlanmıştır. Bu modelde toplam alt katman kalınlığı  $h = h_1 + h_2$  ve eşdeğer katman permittivitesi  $\epsilon_{re}$  olarak alınmıştır. Buna göre eşdeğer yapı için rezonans frekansı şu şekilde elde edilebilir:

$$f_{r,nm} = \frac{k_{nm}}{2\pi\sqrt{\epsilon_{re}}} \quad (D)$$

Eş.(1)'de  $k_{nm}$  halka anten için elde edilmiş olan karakteristik denklemin kökleridir:

$$j; (k_{nm} a_e) Y_1; (b_e k_{nm}) - J^{\wedge} b_e k_{nm} Y_1; (k_{nm} a_e) = 0 \quad (2)$$

Eş.(2)'de  $a_e$  ve  $b_e$  efektif iç ve dış yarıçap değerlerini göstermektedir. Eşdeğer katman permittivitesi  $\epsilon_{re}$  ise şu şekilde verilebilir [2]:

$$\epsilon_{re} = \frac{\epsilon_{r2}(h_1 + h_2)}{(h_2 + s_{r2}h_1)} \quad (3)$$

Mikroşerit antenlerin kavite analizlerinde, kenar alanlarının etkisini de içererek elde edilen sonuçların güvenilirliğini artırmak mümkündür. Bu amaçla fiziksel iç ve dış yarıçap değerleri yerine efektif olanların kullanılması gerekir. Literatürde çeşitli iç ve dış yarıçap genişleme formülleri mevcuttur [2], [8]. Bu çalışmada ise yeni formüller elde edilmiştir. Halka dış yarıçapı için elde edilen ifade:

$$b_e = b + -Jf(b'-b)$$

ve

$$b' = b \cdot \left\{ 1 + \frac{2h}{\pi b \epsilon_{r2}} \left[ \ln\left(\frac{b}{2h}\right) + (1.41\epsilon_{r2} + 1.77) + \frac{h}{b}(0.268\epsilon_{r2} + 1.65) \right] \right\}^{1/2} \quad (4)$$

şeklinde elde edilmiştir.

Efektif iç yarıçap değeri ise:

$$a_e = a (b/b_e) \quad (5)$$

olarak bulunmuştur.

Bu çalışmada yeni iç ve dış yarıçap genişleme formüllerine ek olarak, (3) nolu. eşitlikte verilen eşdeğer permittivite ifadesi yerine de yeni bir efektif permittivite tanımı  $s_{ref}$  elde edilmiştir:

$$\epsilon_{ref} = \frac{1}{2}(\epsilon_{re} + 1) + \frac{1}{2}(\epsilon_{re} - 1) \left( 1 + \frac{10h}{W} \right)^{-1/2} \quad (6)$$

Eşitlikteki W değeri ise:

$$W = \begin{cases} W_0 = (b - a), & \text{for } h_1 = 0, TM_{n1} \text{ modes} \\ W_0 = 4(b - a), & \text{for } h_1 \neq 0, TM_{n2} \text{ mode} \\ W_0 = W_0 h_2 / (2h_1 + h_2), & \text{for } h_1 \neq 0 \end{cases} \quad (7)$$

olarak tanımlanmıştır.

Böylece iki katmanlı yapının rezonans frekansı değerleri (1)-(7) formülleri kullanılarak elde edilebilir.

## 3. SONUÇLAR

Geliştirilen formülasyonun güvenilirliğini belirleyebilmek üzere öncelikle tek katmanlı, hava aralığı içermeyen bir yapı için sonuçlar Tablo-1'de sunulmuş, bir başka teori [8] ve deney sonuçlarıyla kıyaslanmıştır. Buna göre,  $TM_{n1}$  ve  $TM_{n2}$  modları için elde edilen sonuçların yüzdelik hata oranlarının düşük olduğu gözlenmektedir.

Kaynak [8]'de sunulan analizin iki katmanlı yapıya uygulanmamış olması nedeniyle hava aralığı içeren yapıya ait sonuçların kıyaslanması için kaynak [2]'de sunulan sonuçlar kullanılmıştır. Teorik sonuçlar ve karşılık gelen yüzdelik hata değerleri Tablo-2'de verilmiştir. Bu tablodan, elde edilen sonuçların diğer teorik sonuçlara göre deneysel verilerle daha iyi bir uyum içinde olduğu gözlenmektedir. Yüzdelik hata oranları da yeterince düşüktür. Tablo-2'de gözlenen bir diğer sonuç da hava aralığının artmasından modelin güvenilirliğinin fazla etkilenmemiş olmasıdır.

Tablo 1. Teorik ve deneysel rezonans frekansı değerlerinin (GHz cinsinden) hava aralığı içermeyen durum için kıyaslanması. Yüzdelik hata değerleri parantez içinde verilmiştir.  $l^{\wedge}=0, b=2a, h_2=1.59\text{mm}$ .

Mode:	$\epsilon_{r2}$	a (cm)	$f_{meas}$	$f_{rc}$ [8]	Hesaplanan
$TM_{11}$	2.32	2.5	0.877	0.878 (0.11)	0.879 (0.17)
$TM_{21}$	2.32	2.5	1.722	1.723 (0.06)	1.731 (0.49)
$TM_{31}$	2.32	2.5	2.517	2.515 (0.08)	2.537 (0.77)
$TM_{12}$	2.32	3.5	0.626	0.623 (0.48)	0.623 (0.48)
$TM_{12}$	2.2	3.0	3.220	3.257 (1.16)	3.224 (0.06)

Tablo 2. Teorik ve deneysel rezonans frekansı değerlerinin (GHz cinsinden) çeşitli modlar ve hava aralığı kalınlık değerleri için kıyaslanması. Yüzdeler hata değerleri parantez içinde verilmiştir.  $a=35\text{mm}$ ,  $b=2a$ ,  $\epsilon_r = 2.32$ ,  $h_2=1.59\text{mm}$  a-)  $h_1=0\text{mm}$  no gap case, b-)  $h_1=0.5\text{mm}$ , c)  $h_1=1.0\text{mm}$ .

Mod:	$f_{\text{meas}}$	$f_{\text{LD}}$	Hesaplanan
	[2]	[2]	
$\text{TM}_{0,0}$	0.626	0.622 (0.64)	0.623 (0.48)
$\text{TM}_{2,1}$	1.229	1.220 (0.73)	1.230 (0.08)
$\text{TM}_{3,1}$	1.800	1.793 (0.39)	1.806 (0.33)
$\text{TM}_{1,2}$	2.757	2.820 (2.29)	2.728 (1.05)

-a-

Mod:	$f_{\text{meas}}$	$f_{\text{LD}}$	Hesaplanan
	[2]	[2]	
$\text{TM}_{0,0}$	0.720	0.714(0.83)	0.717(0.42)
$\text{TM}_{2,1}$	1.415	1.405(0.71)	1.413(0.14)
$\text{TM}_{3,1}$	2.075	2.057(0.87)	2.071 (0.19)
$\text{TM}_{1,2}$	3.040	3.123 (2.73)	3.066(1.18)

-b-

Mod:	$f_{\text{meas}}$	$f_{\text{LD}}$	Hesaplanan
	[2]	[2]	
$\text{TM}_{0,0}$	0.778	0.763 (1.93)	0.768 (1.29)
$\text{TM}_{2,1}$	1.516	1.498(1.19)	1.510(0.40)
$\text{TM}_{3,1}$	2.212	2.185(1.22)	2.209(0.13)
$\text{TM}_{1,2}$	3.240	3.210(0.93)	3.221 (0.59)

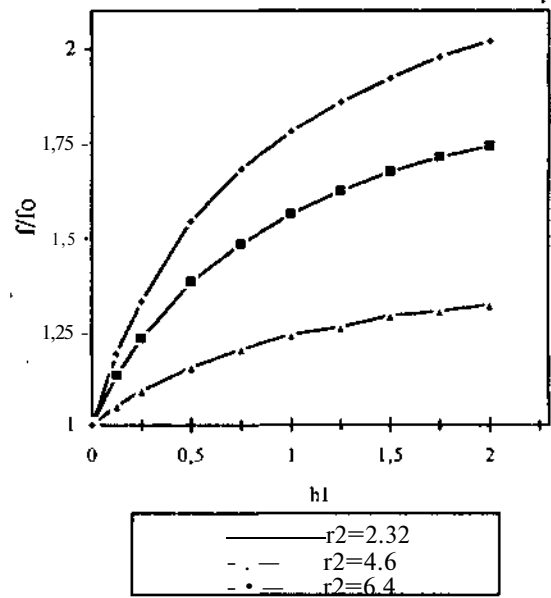
-c-

Şekil-1'de artan hava aralığı kalınlığı ile rezonans frekansının değişimi  $\text{TM}_{0,0}$  modu için gösterilmiştir. Rezonans frekansları hava aralığı içermeyen duruma ait rezonans frekansı değeri ile normalize edilmiştir. Bu şekilde, hava aralığının özellikle alt katman permittivitesinin büyük değerleri için daha fazla kaymaya neden olduğu gözlenmektedir. Bu durum (3) nolu eşitlikte verilen eşdeğer permittivite ifadesinin hava aralığı kalınlığı ile olan değişimiyle açıklanabilir.

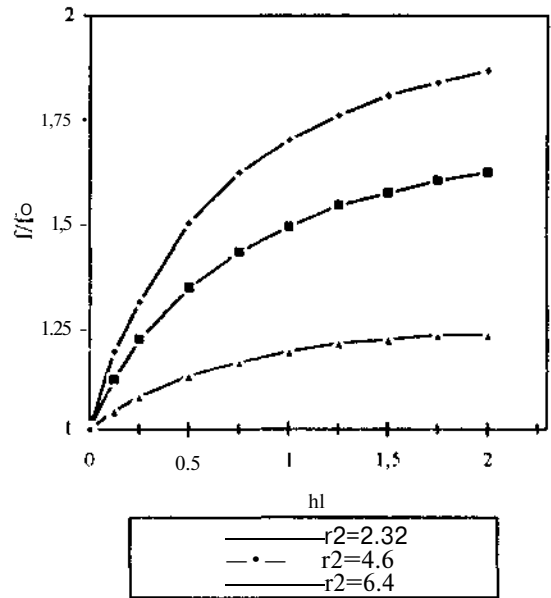
Şekil-2'de ise Şekil-1'de elde edilen değişim aynı yapısal parametreler ve  $\text{TM}_{1,2}$  modu için elde edilmiştir. Bu durum için gözlenen frekans kayma oranlarının  $\text{TM}_{1,2}$

modu durumuna kıyasla biraz daha az olması her iki modun yakın alan dağılımlarının birbirinden farklılık göstermesi ve rezonans frekansının bu dağılımlardan etkilenmesiyle açıklanmaktadır.

Mikroerit antenlerde bazı durumlarda içerilen üst katmanın rezonans frekansını azaltıcı bir etkisi bilinmektedir. Elde edilen mevcut sonuçlara göre yapıya hava aralığı eklenerek bu değişim azaltılabilir.



Şekil 2.  $\text{TM}_{j,}$  modu için elde edilen normalize rezonans frekansı değerlerinin hava aralığı kalınlığı ile değişimi.  $a=25\text{mm}$ ,  $b=50\text{mm}$ ,  $h_2=1.5\text{mm}$ .



Şekil 3.  $\text{TM}_{1,2}$  modu için elde edilen normalize rezonans frekansı değerlerinin hava aralığı kalınlığı ile değişimi.  $a=25\text{mm}$ ,  $b=50\text{mm}$ ,  $h_2=1.5\text{mm}$ .

#### 4. YORUMLAR

Bu çalışmada, hava aralığı içeren dairesel halka mikroşerit antenlerin rezonans frekanslarının basit ve güvenilir bir yöntemle hesabını yapılmış, bu amaçla yeni bir efektif permittivite ifadesi elde edilmiştir. Bu ifade yeni yarıçap genişleme formülleriyle birleştirilerek hesaplamalarda kullanılmıştır. Teoriyle deneyle arasında oldukça iyi bir uyum sağlanmış, modelin güvenilirliğinin artan hava aralığı kalınlığı ile mode index değerlerinden fazla etkilenmediği gösterilmiştir. Geliştirilen basit formüllerin rezonans frekansı hesabında olduğu gibi diğer anten parametrelerinin örneğin giriş impedansı ve yayılım grafiklerinin elde edilmesinde de kullanılabilirliği düşünülmektedir. Model ayrıca farklı dilim açlarına sahip halka geometrilerine de uyarlanabilecek niteliktedir.

#### TEŞEKKÜR

Bu çalışma Hacettepe Üniversitesi Araştırma Fonu tarafından DPT 98K 121710 nolu proje kapsamında desteklenmiştir.

#### 5. KAYNAKLAR

- [1] S. G. Pintzos, R. Pregla, "A simple method for computing the resonant frequencies of microstrip ring resonators," *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol.26, pp. 809-813, October 1978.
- [2] K. F. Lee, J. S. Dahele, "The two-layered annular ring microstrip antenna," *Int. J. Electron.*, pp. 207-217, 1986.
- [3] Bahl, I. J. .Stuchly, S.S. .Stuchly, M. A. , "A New Microstrip Radiator For Medical Applications," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol.28, no. 12, pp. 1464-1468, 1980.
- [4] S. M. Ali, W. C. Chew and J. A. Kong, "Vector Hankel transform analysis of annular ring microstrip antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 30, pp. 637-644, July 1982.
- [5] J. S. Dahele, K. F. Lee, K. Y. Ho, "Mode characteristics of annular ring and circular disk microstrip antennas with and without air gap," *IEEE APS Int. Antennas Propagat. Symp. Dig.*, pp. 55-58, 1983.
- [6] J. S. Dahele, K. F. Lee, and D. P. Wong, "Dual frequency stacked annular ring microstrip antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 35, pp. 1281-1285, November 1987.
- [7] Fan, Z. , Lee, K. F. , "Hankel Transform Domain Analysis of Dual-Frequency Stacked Circular Disk and Annular Ring Microstrip Antennas," vol. 39, no.6, pp. 867-870, 1991.
- [8] J. G. Tagle, C. G. Christodoulou, "Extended cavity model analysis of stacked microstrip ring antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 45, pp. 1626-1635, November 1997.

# YAPAY AĞIZ AÇIKLIKLI RADAR GÖRÜNTÜSÜ OLUŞTURMADA PARAMETRİK SAÇINIM MODELLEME TEKNİKLERİNİN KULLANIMI

**Sinan SEZGİN**  
Radar Sistem Mühendisliği Müdürlüğü  
ASELSAN A.Ş.  
06172 Ankara  
E-mail : sezgin@venus.aselsan.com.tr

**Gülbin DURAL**  
Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü  
Orta Doğu Teknik Üniversitesi  
06531 Ankara  
E-mail : dural@ed.eee.metu.edu.tr

## ABSTRACT

*İŞAR (Inverse Synthetic Aperture Radar) image reconstruction basically depends on scattering center extraction that form descriptive feature vectors of a target. Many different algorithms exist to extract scattering centers from a radar return. All these algorithms fall into one of two large categories: Fourier transform and parametric modelling based techniques. Specifically, one Fourier and two new model based techniques are considered in the scope of this study. They are IFFT (Inverse Fast Fourier Transform), Prony's method and GPOF (Generalized Pencil Of Functions) method. These methods are applied to several different geometries and compared in terms of accuracy and computation which is the original contribution of this paper.*

## 1. GİRİŞ

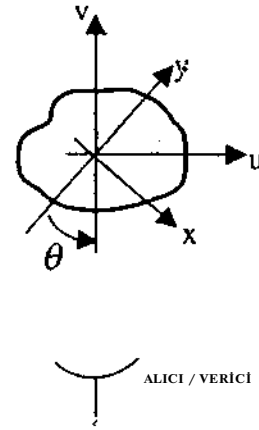
İki boyutlu radar görüntüsü oluşturmanın temelinde cismin saçınım karakteristiklerinin veya merkezlerinin elde edilmesi yatmaktadır. Bu amaçla kullanılacak yöntemler genel olarak iki ana gruba ayrılmaktadır. Bunlar Fourier dönüşümünü ve parametrik modellemeyi kullanan tekniklerdir. Örneklerde de gösterileceği gibi modelleme tabanlı teknikler doğruluk ve ayırtılabilirlik bakımından Fourier tabanlı tekniklere karşı üstünlük sağlamaktadır fakat güvenilirlik, verimlilik ve işlem yükü açısından Fourier tabanlı teknikler öne çıkmaktadır. Bu çalışmada Fourier dönüşümüne dayanan klasik yöntemlerle birlikte bunlara alternatif olabilecek iki yöntem teorik ve pratik açıdan incelenmiştir.

## 2. FOURIER DÖNÜŞÜMÜ İLE GÖRÜNTÜ OLUŞTURMA

Bir cismin radar görüntüsü, o cismin bir çeşit saçınım merkezlerinin haritası olarak tanımlanabilir. Cismin radar görüntüsü ile iki boyutlu frekans tepkesi arasındaki ilişki iki boyutlu Fourier dönüşümü ile açıklanabilmektedir [1,2].

$$g(x, y) = \iint G(f_x, f_y) \exp(j2\pi(f_x x + f_y y)) df_x df_y \quad (D)$$

Burada,  $g(x,y)$  radar görüntüsünü,  $G(f_x, f_y)$  dik koordinatlardaki frekans tepkesini,  $f_x, f_y$  de frekans bileşenlerini göstermektedir. Böylece, Şekil 1 de görülen cismin değişik açılardan ve geniş bir frekans bandında örnekler alınarak elde edilecek frekans tepkesi, iki boyutlu ters Fourier dönüşümü ile cismin iki boyutlu radar görüntüsüne dönüştürülebilir.



Şekil 1. Görüntüleme Geometrisi

Fourier dönüşümüyle hedef görüntüleme kullanılan bir diğer yöntem de Fourier dilim teoremine dayanmaktadır [3,4],

$$g(jc, y) = \int_{-\infty}^{\infty} G(f, \theta) \exp(j2\pi f(jc \cos \theta + y \sin \theta)) df \quad (2)$$

Burada,  $G(f, \theta)$  açısal koordinatlarda iki boyutlu frekans tepkesini göstermektedir, ayrıca  $f_x = f \cos \theta$  ve  $f_y = f \sin \theta$  olarak tanımlanmıştır. Denklem (2)'deki ifade, iki boyutlu radar görüntüsünün, tek boyutlu

süzgeçlenmiş dürtü tepkelerinin açılı bilgisi kullanılarak toplanması sonucu elde edilebileceğini göstermektedir. Denklem (2) tek boyutlu bir ters Fourier dönüşümü ve açılı değerlerine bağımlı bir integralden oluştuğu için, iki boyutlu Fourier dönüşümü tekniğindeki verinin açılısal koordinat sisteminden dik koordinat sistemine aktarılmasının yaratacağı sorunlar ve de gereken bilgisayar zamanının daha fazla olması gibi etkenler geçerli olmayacaktır.

### 3. PARAMETRİK SAÇINIM MODELLEME

Bir cismin radar görüntüsünü oluşturan saçınım merkezlerinin konumları ve büyüklükleri, o cismin frekans tepkesinin ters Fourier dönüşümü ile elde edilebileceği gibi parametrik saçınım modelleme teknikleri kullanılarak da elde edilebilir. Bu çalışmada modelleme tekniklerinden Prony metodu ve Genellenmiş Fonksiyon Kalemleri (Generalized Pencil of Functions - GPOF) metodu incelenmiştir. Modelleme tekniklerinin çekiciliği başlıca iki ana nedenden kaynaklanmaktadır. Bunlardan birincisi modelleme tekniklerinde Fourier dönüşümünde geçerli olan sınırlı ayrıştırılabilirlik gibi bir kısıtlama olmamasıdır. İkinci olarak da bu yöntemlerle saçınım merkezlerinin konumu veya uzaklığı doğrudan bulunabilirken, Fourier dönüşümü ile elde edilen sonuçlarda bu merkezlerin tam konumunu bulmak için maksimum nokta bulma algoritmalarına ihtiyaç duyulmaktadır.

İlk olarak, bir hedef cisme ait  $N$  adet eşit frekans aralıklı radar kesit alanı ölçümlerine sahip olduğumuzu düşünelim. Esasında bu ölçümler, kullanılan frekans bandı için o cismin frekans tepkesini vermektedir. Bu ölçümleri  $f_n = f_0 + n\Delta f$ ,  $n=0, 1, \dots, N-1$ , frekans değerlerinde alınmış  $\{y_n\}_{n=0}^{N-1}$  Sbi karmaşık değerler olarak ifade edebiliriz. Buradaki yaklaşım bu ölçüm değerlerinin,  $N > 2M$  olmak üzere, denklem (3)'de verildiği gibi karmaşık üstel dizilerin toplamı olarak modellenebileceğidir.

$$y_n = \sum_{k=1}^M a_k z_k^n + e_n \quad n = 0, 1, \dots, N-1 \quad (3)$$

Denklem (3)'de verilen  $M$  model derecesini,  $a_k$  ve  $z_k$  parametreleri de genlik ve kök değerlerini göstermektedir. Mevcut radar verileri denklem 3'de verilen şekilde modellenildiğinde  $M$  adet saçınım merkezi için  $a_k$  ve  $z_k$  karmaşık sayılara bağlı olarak genlik ve konum bilgileri elde edilebilmektedir[5]. Bu çalışmada incelenen Prony ve GPOF modelleme teknikleri arasındaki fark da eldeki verilerden bu parametrelerin çıkartılması sırasındaki izlenen yöntemlerden kaynaklanmaktadır. Hedef görüntüsü oluşturmakta kullanılan menzil profillerini çıkartmak iki şekilde gerçekleştirilebilmektedir. Bunlardan birincisinde, frekans tepke verileri denklem (3)'de verildiği gibi modellenmiş, sonra bu ifadeye ters ayrık Fourier dönüşümü (IDFT) uygulanmıştır. İkinci yöntemde ise saçınım merkezlerinin konumları doğrudan  $z_k$  karmaşık parametrelerinin açılı değerlerinden elde edilebilmektedir.

### 3.1 Prony Metodu

Daha önce de belirtildiği gibi Denklem (3)'de verilen ifadedeki  $a_k$  ve  $z_k$  parametrelerinin bulunması için bu çalışmada kullanılan yöntemlerin birincisinde Prony metodu esas alınmıştır. Uygulanan algoritmanın temeli şu şekilde özetlenebilir: Eldeki  $y_n$  sinyali, denklem (4)'de verilen sabit katsayılı lineer homojen fark denklemini sağlamaktadır [6].

$$\sum_{k=0}^M b_k y_{n-k} = 0, \quad b_0 = 1 \quad M < n \leq N \quad (4)$$

Denklem (5)'de verilen  $B_x$  polinomunun köklerini kullanarak  $z_k$  parametrelerinin değerini elde etmek mümkün olmaktadır.

$$B_x = \sum_{k=0}^M b_k x^{-k} = \prod_{k=1}^M (1 - z_k x^{-1}) \quad (5)$$

Bu yöntemle  $z_k$  değerleri bulunduğundan sonra, denklem (3) kullanılarak  $a_k$  parametreleri de kolaylıkla elde edilebilmektedir.

Prony metodu ile model parametrelerinin bulunmasında bahsedilmesi gereken bir nokta da, bu yöntemin sinyaldeki gürültüye karşı çok hassas olmasıdır. Nispeten düşük sinyal-gürültü oranlarında yukarıdaki temel algoritma kullanıldığında hatalı parametre değerleri bulunabilmektedir. Bu yüzden, daha düşük sinyal-gürültü oranlarında Prony metodunun kullanılabilmesi için çeşitli yöntemler geliştirilmiştir. Bu yöntemler içinden, çoğunlukla Tek Değer Ayrıştırma (Singular Value Decomposition - SVD) yöntemi tercih edilmektedir. [7].

### 3.2 GPOF Metodu

Model parametrelerinin hesaplanmasında kullanılacak bir diğer yöntem de GPOF metodudur. Bu yöntem hem gürültüden Prony metoduna göre daha az etkilenmektedir, hem de işlemsel açıdan daha verimlidir. Prony metodu ile sonuca, zor bir matris denkleminin çözülmesi ve bu çözüm sonucundaki polinomun köklerinin bulunmasını içeren iki adımda ulaşılmaktadır. GPOF metodunda ise sonuca, genellenmiş bir özdeğer (eigenvalue) problemini çözerek doğrudan tek adımda varılmaktadır. GPOF metodu ile geliştirilen algoritma şu şekilde özetlenebilir[8]. İlk olarak denklem (6)'da verilen bilgi vektörleri tanımlanmaktadır.

$$y = [y_0, y_1, \dots, y_{L-1}]^T \quad (6)$$

Denklem (6) temel alınarak denklem (7) ve (8)'deki matrisler oluşturulur.

$$y = [x_0, x_1, \dots, x_{L-1}]^T \quad (7)$$

$$Y_2 = [x_0, x_1, \dots, x_{L-1}]^T \quad M < L < N - M \quad (8)$$



SVD uygulandıktan sonra  $Y$ , denklem (9)'daki gibi ifade edilebilir.

$$Y_i = USV'' \quad (9)$$

Denklemden kullanılan  $H$  eşlenik-devriği (conjugate-transpose) ifade etmektedir. Bu ayrıştırmanın ardından gerçekleştirilen birkaç matematiksel adımdan sonra denklem (10)'da verilen özdeğer probleminde ulaşılmaktadır.

$$(z_k I - A) V'' p_k = 0, \quad A = S' U'' Y_2 V \quad (10)$$

Denklem (10)'da da görüldüğü gibi  $z_k$  değerleri  $A$  matrisinin özdeğerleridir. Daha önce de belirtildiği gibi  $z_k$  parametrelerinin bulunmasıyla, denklem (3) kullanılarak  $a_i$  parametreleri de hesaplanmaktadır.

#### 4. UYGULAMALAR

Önceki bölümlerde teorisine değinilen yöntemler çeşitli simülasyon verileri üzerinde denenmiştir. Kullanılan veriler bir matris içine yerleştirilmiş olup, matrisdeki herbir satır temsil ettiği açı veya radar darbesi için menzil profili elde etmek için kullanılmıştır. Herbir sütun da, çapraz veya dik menzil bilgisinin oluşturulmasında kullanılmış ve Doppler profili olarak tanımlanmıştır.

##### 4.1 Yapay Saçınım Merkezleri ile Simülasyon

Bu uygulamada kullanılan veriler, noktasal saçınım merkezler kümesinin uygulanan değişik frekans ve açılarda verdiği tepkelerin teorisi kullanılarak elde edilmiştir [9,10]. Bir uçağın saçınım merkezleri olabilecek noktaları ele alınmış (iki adet burun kısmında, iki adet kuyruk kısmında ve ikişer adet de kanat uçlarında olmak üzere toplam 6 adet saçınım merkezi), bu yapının simülasyon radar verileri hesaplanmış ve üç yöntem bu veriler üzerine uygulanarak Şekil 2'de verilen görüntüler elde edilmiştir.

##### 4.2 B-727 Simülasyonu

Bu uygulamada ise Naval Research Laboratory-ABD (NRL) tarafından sağlanan simüle B-727 radar verileri kullanılmıştır. Simülasyonda darbe içi frekansı 9 GHz, darbe tekrarlama sıklığı 20KHz ve band genişliği 150MHz olan bir radar kullanılmıştır. Menzil profili ve çözünürlüğü darbelerin geri dönüş zamanına ve darbe genişliğine bağlı olmakla beraber, görüntünün ikinci boyutu olan çapraz menzil, bu çalışmanın konusu olan yöntemler ile elde edilmiştir. Bu uygulama kapsamında elde edilen görüntüler Şekil 3'de verilmiştir.

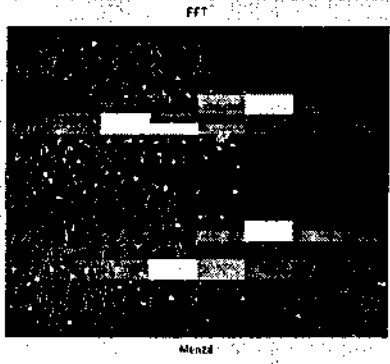
İki simülasyon örneğinde de görüldüğü gibi saçınım merkezleri konum doğruluğu ve ayrışımı bakımından, GPOF ve Prony metodları ile elde edilen görüntüler. Hızlı Fourier Dönüşümü (FFT) ile elde edilen görüntülere göre daha iyi sonuçlar vermiştir. Fakat görüntülerin elde edilmesi için geçen zaman FFT ile yapılan çalışmada daha azdır. Prony ve GPOF metodlarını birbirleriyle karşılaştırdığımızda çok yakın sonuçlar elde edilmiş olduğu görülmektedir, bunun yanında işlem zamanı GPOF metodunda daha azdır.

#### 3. SONUÇLAR

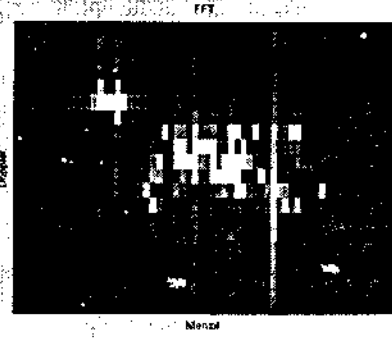
Burada Yapay Ağız Açıklıklı Radar (ISAR) ile iki boyutlu radar görüntüsü oluşturulması açıklanarak, bu işlemde kullanılabilecek yeni bir yöntem incelenmiştir. ISAR görüntüsü oluşturmada kullanılan klasik yöntem olan Fourier dönüşümü yanında, parametrik saçınım modellemeyi temel alan teknikler incelenmiştir. Örneklerde de görüldüğü gibi parametrik modelleme tabanlı teknikler doğruluk ve ayrıştırabilirlik bakımından Fourier tabanlı tekniklere karşı üstünlük sağlamaktadır fakat güvenilirlik, verimlilik ve işlem yükü açısından Fourier tabanlı teknikler öne çıkmaktadır.

#### 4. KAYNAKÇA

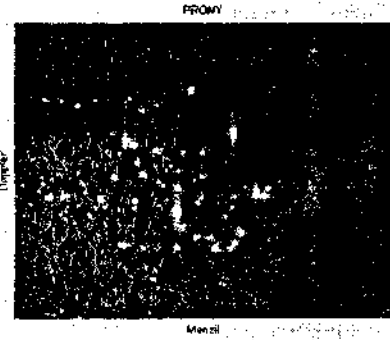
- [1] Mensa. D.L., *High Resolution Radar Imaging*. Artech House Inc. 1981.
- [2] Dural, G., Moffatt, D.L., "ISAR Imaging to Identify Basic Scattering Mechanisms", *IEEE.Trans. Antennas and Prop.*, vol. AP-42. no. 1, pp. 99-110, 1994.
- [3] Levitt. R. M., "Reconstruction Algorithms: Transform Methods". *Proc. IEEE.*, vol. 71, no. 3, pp. 390-408, 1983.
- [4] Merserau, R.M., Oppenheim, A.V., "Digital Reconstruction of Multidimensional Signals From Their Projections". *Proc. IEEE.*, vol. 62, no. 10, pp. 1319-1338, 1974.
- [5] Hurst, M.P., Mitra, R., "Scattering Center Analysis Via Prony's Method", *IEEE.Trans. Antennas and Prop.*, vol. AP-35, no. 8. pp. 986-988, 1987.
- [6] Hildebrand F.B., *Introduction to Numerical Analysis*, 2nd ed. McGraw-Hill Inc. 1974.
- [7] Kumaresan, R., Tufts, D.W., "Estimating the Parameters of Exponentially Damped Sinusoids and Pole-Zero Modeling in Noise". *IEEE.Trans. Acoust., Speech, Signal Processing*, vol. ASSP-30, no. 6, pp. 833-840, 1982.
- [8] Hua, Y., Sarkar, T.K., "Matrix Pencil Method for Estimating Parameters of Exponentially Damped/Undamped Sinusoids in Noise", *IEEE.Trans. Acoust., Speech, Signal Processing*, vol. ASSP-38, no. 5, pp. 814-824, 1990.
- [9] Jain, A., Patel, I., "Simulations of ISAR Image Errors", *IEEE.Trans. Instrumentation, Measurement*, vol. 39, no. 1, pp. 212-218. 1990.
- [10] Wehner D.R., *High-Resolution Radar*. Artech House Inc. 1987.



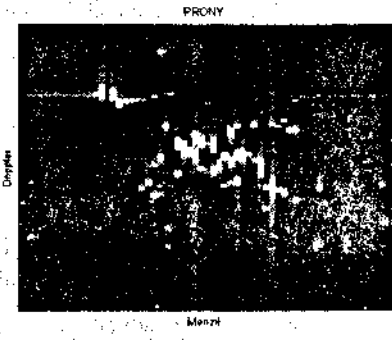
(a) FFT ile elde edilen görüntü



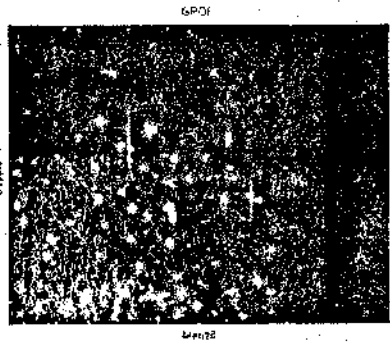
(a) FFT ile elde edilen görüntü



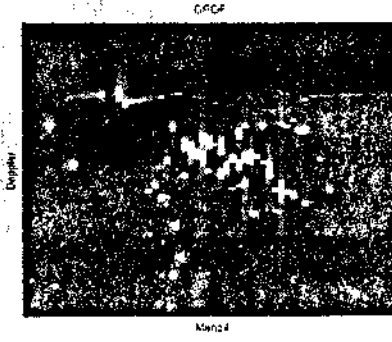
(b) Prony metodu ile elde edilen görüntü



(bi) Prony metodu ile elde edilen görüntü



(c) GPOF metodu ile elde edilen görüntü



(e) GPOF metodu ile elde edilen görüntü

Şekil 2. Yapıy savınım merkezleri ile simülasyonu

Şekil 3. B-727 Simülasyonu

# KÜÇÜK ANTEN DİZİLERİNDE BAĞLAŞIM DENGELENMESİ

Şencan Tuncer\*, Tolga Çiloğlu\*\* ve Tuncay Birand\*\*

\*Başarı Elektronik, PK 1. 06750 Akyurt, Ankara  
sencant@başarı.com.tr

\*\* Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü, ODTÜ, 06531, Ankara  
ciloglu@ed.eee.metu.edu.tr, birand@ed.eee.metu.edu.tr

## Abstract:

*The total array pattern of an antenna array is generally expected to have certain properties. Depending on the application, the total array pattern may be required to presene a low sidelobe level  $\nu > hile$  scanning different angles, have a mainlobe that conforms to a specific shape, have a null in a specific direction etc. For small antenna arrays, mutual coupling effects can cause a considerable variaüon in the aetive element patterns, depending on the position the element occupies in the array. Due to these variations, excitation coefficients derived from Standard heam-shaping algorithms may not yield a pattern with the expected performance. in (his paper, a mutual coupling compensation technique has been summarised and extended to include arrays of dissimilar elements (or elements which are not oriented toface the same direction). The technique is based on the calculation ofthe coupling matrix from the isolated and aetive element patterns. When the coupling matrix is calculated, it is possible to derive new excitation coefficients, which can then be used to achieve the total array pattern expected from an ideal, uncoupled array. Thus, it is possible to employ the beam-shaping techniques developed for ideal arrays. On which conditions the coupling matrix is expected t o be scan-independent is also explained.*

## 1. Giriş

Genel olarak, bir anten dizisinin ışma örüntüsü, izole eleman örüntüsü ile dizideki yerleşime göre hesaplanan dizi faktörünün çarpımı olarak tanımlanır. Bu tanım, dizideki bütün elemanların aynı ışma örüntüsüne sahip olduğu varsayımıyla yapılır. Büyük diziler için bu, kabul edilir bir varsayım olabilir; elemanların gördükleri çevreler birbirlerine benzer. Ancak küçük dizinlerde karşılıklı bağlaşım elemanların aktif ışma örüntüleri arasında büyük farklara sebep olabilir.

Eleman sayısı fazla olan dizilerde elemanların aktif eleman örüntülerinin birbirine yakın olması, bildik ışın sentez tekniklerinin (Chebyshev, Taylor vs. [1]) az hata yapılarak kullanılmasını mümkün kılar. Küçük dizilerde ise bu tekniklerin doğrudan kullanımı bağlaşım nedeniyle istenilen sonucu vermeyebilir. Steyskal ve Herd [2] tarafından

önerilen yöntem, bunların ve bağlaşım gözönüne alınmayarak geliştirilmiş diğer tekniklerin kullanılabilmesini sağlar. [2]'deki yöntem, bağlaşım matris elemanlarının hesaplanarak, alınan sinyal vektörünün bağlaşısız dizi sinyal vektörüne dönüştürülmesi esasına dayanır. [2]'de doğrusal diziler için verilen ifadeler Danwood, Fletcher ve Hilton tarafından [3] düzlemsel dizinleri kapsayacak şekilde genişletilmiştirler.

## 2. Doğrusal Dizilerde Bağlaşım Matrisi

$$\begin{matrix} i e / \\ y \\ u = \sin \theta \end{matrix} \quad \begin{matrix} Y & Y & Y & -Y \end{matrix}$$

. <-d->

Şekil 1. Doğrusal dizi

Doğrusal dizilerde (Şekil 1) toplam dizi örüntüsü

$$F(u) = \sum_n a_n f_n(u) e^{jnkdu} \quad d) \quad (1)$$

şeklinde yazılabilir. Bu ifadede  $f_n(u)$  elemanın aktif eleman örüntüsü,  $a_n$  de uyarım katsayısıdır. Toplam dizi örüntüsü, ortalama bir örüntü  $f(u)$  ve bir sapma terimi  $\delta T_n(u)$  cinsinden yazılabilir [2].

$$\begin{aligned} F(u) &= \sum_n a_n f_n(u) e^{jnkdu} \\ &= f^a(u) \sum_n a_n e^{jnkdu} + \sum_n a_n \delta f_n(u) e^{jnkdu} \end{aligned} \quad (2)$$

Çoğu kez ikinci terim örüntünün istenen özelliklere sahip olmasını engellemektedir. Bu terimi belirli açılarda sıfır yapacak şekilde  $a_n$  değerleri seçilmesi mümkündür. Ancak [2]'de yapılan çalışmalar, tek kip elemanlardan oluşan dizilerde bu terimin her açı için sıfır yapılmasının mümkün olduğunu göstermiştir. Tek kip antenler, ışma örüntüleri yayılım (veya alım) yönünden bağımsız olan antenlerdir. Bu, farklı yönlerden gelen sinyallerin anten açıklığında yarattığı elektriksel veya manyetik akımların sadece genlik olarak farklılık göstermesi anlamına gelir. Dağılım şekli değişmez. Böyle antenlerden oluşan dizinlerde her açı için geçerli olan bir bağlaşım matrisi elde etmek mümkündür.

Doğrusal anten dizisinde m'inci elemanın karmaşık aktif eleman örüntüsü

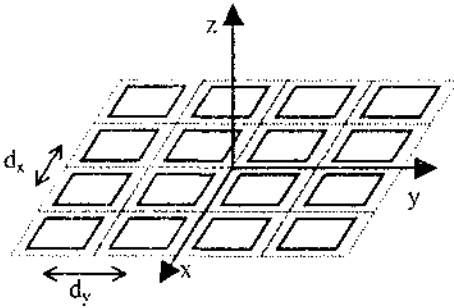
$$g_m(u) = f(u) \sum_n c_{m,n} e^{jnkdu} \quad (3)$$

şeklinde. Bu ifadede f(u) elemanın izole eleman örüntüsü, c<sub>m,n</sub> de m ve n elemanları arasındaki bağlaşım katsayısıdır. Bu ifadede c<sub>m,n</sub> aktif eleman örüntüsünün Fourier seri katsayıları olduğu görülebilir. Katsayılar

$$c_{m,n} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi/kd}^{\pi/kd} \int_{-\pi/kd}^{\pi/kd} f(u) e^{-jnkdu} du \quad (4)$$

ifadesi ile hesaplanabilir. Bu ifadenin kullanılması için iki şart vardır. Integral limitleri görünür uzayın içinde olmalı (|u| ≤ 1, d > X/2) ve f(u) integral limitleri içinde bir sıfır noktasına sahip olmamalıdır.

### 3. Düzlemsel diziler



Şekil 2 Düzlemsel dizi

İki boyutlu dikdörtgen yerleşimli diziler için (şekil 2) i elemanın aktif eleman örüntüsü ifadesi

$$g(u,v) = f(u,v) \sum_m \sum_n c'_{m,n} e^{jmkdu} e^{jknv} \quad (5)$$

şeklinde yazılabilir. Bu ifadede c'<sub>i</sub>, i elemanı ve (m,n) eleman; arasındaki bağlaşım katsayısı, u ve v yön kosinüsleridir (J=sinθcos<t>, v=sinθsin4)). Doğrusal dizilerde olduğu gibi c'<sub>m,n</sub>, aktif örüntü ifadesi Fourier dizisi katsayılarıdır.

$$c'_{m,n} = \frac{k^2 d_x d_y}{(2\pi)^2} \int_{-\pi/kd_x}^{\pi/kd_x} \int_{-\pi/kd_y}^{\pi/kd_y} f(u,v) e^{-jmkdu} e^{-jknv} du dv \quad (6)$$

Bağlaşım katsayılarının bu şekilde hesaplanması, doğrusal dizilerde olduğu gibi iki şarta bağlıdır: İntegral görünür uzayda olmalı (u<sup>2</sup>+v<sup>2</sup> ≤ 1, (1/d<sub>x</sub>)<sup>2</sup>+(1/d<sub>y</sub>)<sup>2</sup> ≤ (2/λ)<sup>2</sup>) ve f(u,v) integral ümitleri içinde sıfır olmamalıdır.

Bağlaşım matrisi elemanlarının bu şekilde hesaplanması için dizinin dikdörtgen yerleşime sahip olmasına gerek yoktur. Dizinin x ve y eksenlerinde düzgün aralıklı yerleşime sahip olması yeterlidir. Bu durumda üçgen veya altıgen yerleşimlerde de, denklem (6)'nın yerleşime uygun şekilde değiştirilmesi ile C matrisi elemanları için ifade bulunabilir [3].

### 4. Rastgele yerleşimli dizilerde C matrisi hesaplanması

Bahsi geçen elemanlar arası uzaklık sınırlandırılmasına uymayan düzlemsel dizilerde de C matrisi aktif eleman örüntülerinden hesaplanabilir [3], Aktif eleman örüntüsünün bağlaşım katsayılarına bağlı ifadesi

$$g'(\theta, \phi) = f(\theta, \phi) \sum_{n=1}^N c_{i,n} X e^{j k(x(n)u(\theta, \phi) + y(n)v(\theta, \phi))} \quad (7)$$

şeklinde. Burada N toplam eleman sayısıdır; x(n) ve y(n) de n'inci elemanın bulunduğu noktayı belirtmektedir. Bu ifade 0 ve <φ>ye bağlı fonksiyonel bir eşitsizliktir. Bu ifadeyi bir matris eşitliğine dönüştürmek için moment yöntemundan yararlanılabilir.

İki boyutlu bir dizinde ilgi alanı 0 < θ < π/2 ve Q ≤ φ ≤ 2π bölgesidir. Bu durumda iki kompleks değerli fonksiyonun standart iç çarpım tanımı

$$\langle f(\theta, \phi), g(\theta, \phi) \rangle = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} f(\theta, \phi) g(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi \quad (8)$$

şeklinde (\* karmaşık eşlenik anlamına gelmektedir). (8) denkleminin iki tarafının N tane doğrusal bağımsız test fonksiyonu (t<sup>m</sup>(θ, φ)) ile iç çarpımı alınırsa N tane N bilinmeyenli doğrusal bağımsız denklem elde edilir:

$$\langle t^m(\theta, \phi), g'(\theta, \phi) \rangle = \sum_{i=1}^N c_{i,n} \times \langle t^m(\theta, \phi), f(\theta, \phi) e^{j k(x(n)u(\theta, \phi) + y(n)v(\theta, \phi))} \rangle \quad (9)$$

Bu denklem kümesi ile i'inci elemanın bağlaşım katsayıları hesaplanır. Bağlaşım matrisinin tümü

$$C = (F^{-1}G)^T \quad (10)$$

olarak yazılabilir. Burada F ve G matrisleri, elemanları

$$F_{n,m} = \langle t^m(\theta, \phi), f(\theta, \phi) e^{j k(x(n)u(\theta, \phi) + y(n)v(\theta, \phi))} \rangle \quad (11.a)$$

$$G_{n,m} = \langle t^m(\theta, \phi), g^n(\theta, \phi) \rangle \quad (11.b)$$

olan NxN matrislerdir.

Test fonksiyonları  $r(0,0) = f(\theta, \phi) e^{jk(x(n)u(\theta, \phi) + y(n)v(\theta, \phi))}$  olarak seçilirse N tane doğrusal bağımsız fonksiyon elde edilir. Test fonksiyonlarının bu şekilde seçilmesi Galerkin yöntemi olarak adlandırılır.

C matrisinin bulunması ile, karşılıklı bağlaşım durumunda istenen örüntüyü verecek katsayılar ( $w_n$ ), istenen örüntüyü bağlaşım ortamında verecek katsayılar ( $i_n$ ) cinsinden yazılabilir:

$$\begin{pmatrix} w_1 \\ \vdots \\ w_N \end{pmatrix} = (G^{-1}F) \begin{pmatrix} i_1 \\ \vdots \\ i_N \end{pmatrix} \quad (12)$$

## 5. Farklı türden elemanlardan oluşan dizinler için C matrisi hesaplanması



Şekil 3. Elemanların aynı yöne bakmadıkları durum

Düzlemsel bir dizide elemanların hepsi aynı türden değilse veya elemanların hepsi aynı yöne doğrultulmamışlarsa, (Şekil 3) her elemanın aktif eleman örüntüsü aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$g^n(\theta, \phi) = \sum_{n=1}^N c_{i,n} f^n(\theta, \phi) e^{jk(x(n)u(\theta, \phi) + y(n)v(\theta, \phi))} \quad (13)$$

Burada  $f$ , n'inci elemanın izole eleman örüntüsüdür. Bu durumda da C matrisi elemanlarını hesaplamak için Galerkin yöntemi kullanılabilir. Eğer test fonksiyonları  $f^n(0,0) - f^n(0, <I>) e^{jk(x(n)u(0, \phi) + y(n)v(0, \phi))}$  şeklinde seçilirse N tane doğrusal bağımsız denklem elde edilir, C matrisi (10) ile bulunur. Elde edilmek istenen toplam dizi örüntüsü

$$F(u, v) = \sum_n i_n f_n(u, v) e^{jk(x(n)u(\theta, \phi) + y(n)v(\theta, \phi))} \quad (14)$$

şeklinde yazılabilirse, istenen bu örüntünün aynısı bağlaşım ortamında  $w_n$  katsayıları kullanılarak oluşturulabilir:

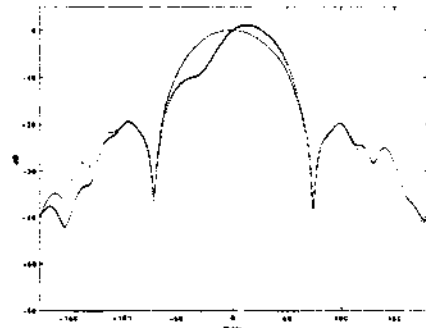
$$F(u, v) = \sum_n w_n g^n(u, v) \quad (15)$$

## 6.

Steyskal ve Herd'in bağlaşım dengeleme tekniği üzerine TARA projesi çerçevesinde çalışmalar yapıldı. 1996 yılında başlayan TARA (Transportable Atmospheric Radar Antenna) projesi, Delft Teknik Üniversitesi ve Orta Doğu

Teknik Üniversitesinin ortaklaşa devam ettirdikleri bir çalışmadır. TARA anteni, dielektrik çubuk antenler tarafından aydınlatılan, biri almaç, diğeri verici olarak kullanılan iki parabol yansıtıcıdan oluşmaktadır. Işını  $0^\circ$ ,  $\pm 15^\circ$  ve  $\pm 30^\circ$  açılara doğrultmak için ayrı dielektrik çubuk dizinleri kullanılmaktadır. TARA için öngörülen çok alçak yan kulakçık seviyesi ancak aydınlatıcı dizi örüntüsünün dikkatle yapılmış senteziyle mümkün olacağı görülmüştür. Bu amaç doğrultusunda MATLAB® kullanılarak yazılan program ile aktif eleman örüntü bilgisinden bağlaşım matrisi elde etmek ve bağlaşım dengelemesi için gereken uyarım katsayılarını bulmak mümkündür.

Bağlaşımın etkisini görmek için izole dielektrik çubuk örüntüsü ve varsayılan bir bağlaşım matrisi sonucu ortaya çıkacak aktif eleman örüntüsü karşılaştırılabilir (Şekil 4). Burada, dielektrik çubuğun yarım dalga boyu uzaklığa bir başka çubuk yerleştirildiğinde etkisi görülmektedir. Örüntü değişimi %19 bağlaşım varsayımıyla hesaplanmıştır.



Şekil 4. İzole ve Bağlaşımli eleman örüntüleri  
— İzole örüntü, • Bağlaşımli örüntü

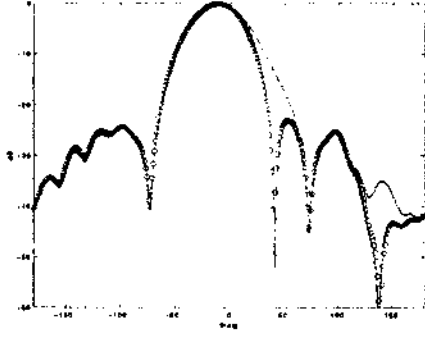
Toplam dizi örüntüsündeki şekil değişiklikleri ve bağlaşım dengeleme ile hesaplanan uyarımların kullanılması ile elde edilen toplam dizi örüntüsü, tek kipli elemanlar için dengelemenin başarılı olduğunu göstermektedir (Şekil 5.).

İdeal (izole) ve bağlaşımli örüntüler, uyarım katsayı oranları  $1 \cdot e^{*77}$  olduğu durum için hesaplanmıştır. Dengelemeli örüntü ise bağlaşım matrisi hesaplanması sonucu ortaya çıkan yeni uyarım katsayılarıyla hesaplanmıştır.

## 7. Sonuç

Steyskal ve Herd'in tek kipli elemanlardan oluşan küçük anten dizilerinde bağlaşım dengeleme yöntemi tanıtılmıştır. Dengeleme yöntemi, alma veya gönderme açısından bağımsız olan bağlaşım matrisinin bulunmasına, bu matris bilgisi ile eleman uyarım katsayılarını değiştirmeye dayanmaktadır. Bir dizin için bağlaşım matrisi yerleşim değişmedikçe aynı olduğu için bir kere hesaplandıktan sonra farklı uyarım katsayısı vektörleri için kullanılabilir.

Bu teknik, ideal dizinler için geliştirilmiş ışın sentez yöntemlerinin kullanımını mümkün kılar.



Şekil 5 İdeal, Bağlaşım ve bağlaşım dengelemeli toplam dizi örüntüleri

— İdeal örüntü, • Bağlaşım örüntü  
o Dengelemeli örüntü

Bağlaşım dengelemesi için gerekli olan bağlaşım matrisinin hesaplanması, doğrusal ve dikdörtgen yerleşimli düzlemsel diziler için gösterilmiştir. Bu ifadelerin geçerli olması için elemanlararası uzaklık sınırlandırması olduğu belirtilmiştir. Bu sınırlamaya uyulamadığı zaman Galerkin yönteminin uygulanması gösterilmiştir. Galerkin yöntemiyle rastgele yerleştirilmiş düzlemsel dizilerde bağlaşım matrisi hesaplanabilir. Bu yöntem de genişletilerek farklı izole örüntüye sahip elemanlardan oluşan dizilerde bağlaşım matrisi ifadelerinin çıkarımı verilmiştir. Farklı doğrultulara bakan elemanlardan oluşan dizilerde, farklı izole örüntülere sahip oldukları yorumu yapılarak bu ifadeler kullanılabilir. Bağlaşımın aktif eleman örüntüsündeki etkileri ve bağlaşım dengelemenin sonuçlarını göstermek için, TARA projesi çerçevesinde yapılan çalışmalardan bir alıntı yapılmıştır. Burada parabol yansıtıcıyı aydınlatmak için kullanılan dielektrik çubuk antenin ölçülmüş izole örüntüsü ve bu örüntünün yarım dalga boyu uzaklığa yerleştirilmiş bir başka çubuk ile varsayılan etkileşim yüzünden bozulması gösterilmiştir. Daha sonra, varsayılan bağlaşım matrisi, bu aktif eleman örüntüleri kullanılarak hesaplanmış, yeni eleman uyarım katsayıları bulunmuştur. İdeal, dengeleme yapılmamış ve dengeleme yapılmış durumdaki toplam dizi örüntüleri karşılaştırılmış, dengeleme sonrası elde edilen örüntünün bağlaşım ortamında elde edilecek örüntüyü takip ettiği gözlenmiştir.

## 8. Kaynakça

- [1] Mailloux, R. J, Phased Array Antenna Handbook, Artech House, 1994, sayfa 111-145
- [2] Steyskal, H., Herd, I.S. "Mutual Coupling Compensation in Small Array Antennas", IEEE Trans. AP-38, sayfa 1971-1975. 1990
- [3] Danvood, P., Fletcher, P.N., Hilton, G.S. "Mutual Coupling Compensation in Small Planar Array Antennas", IEE Proc.-Micro\ v. AP..Vol. 145.. No.1. 1998.

# GENETİK ALGORİTMA İLE GENİŞ BANDLI MİKROŞERİT DETEKTÖR TASARIMI

Sedef KENT Tayfun GÜNEL

İstanbul Teknik Üniversitesi  
Elektrik-Elektronik Fakültesi

Elektronik ve Haberleşme Bölümü, 80626, Maslak, İstanbul  
E-mail : kent@ehb.itu.edu.tr tgunel@ehb.itu.edu.tr

## ABSTRACT

*This work presents design approach based on Genetic Algorithm for a broadband Schottky diode detector. Experimental results confirm the validity of this approach for a broadband and nonlinear microwave circuit design.*

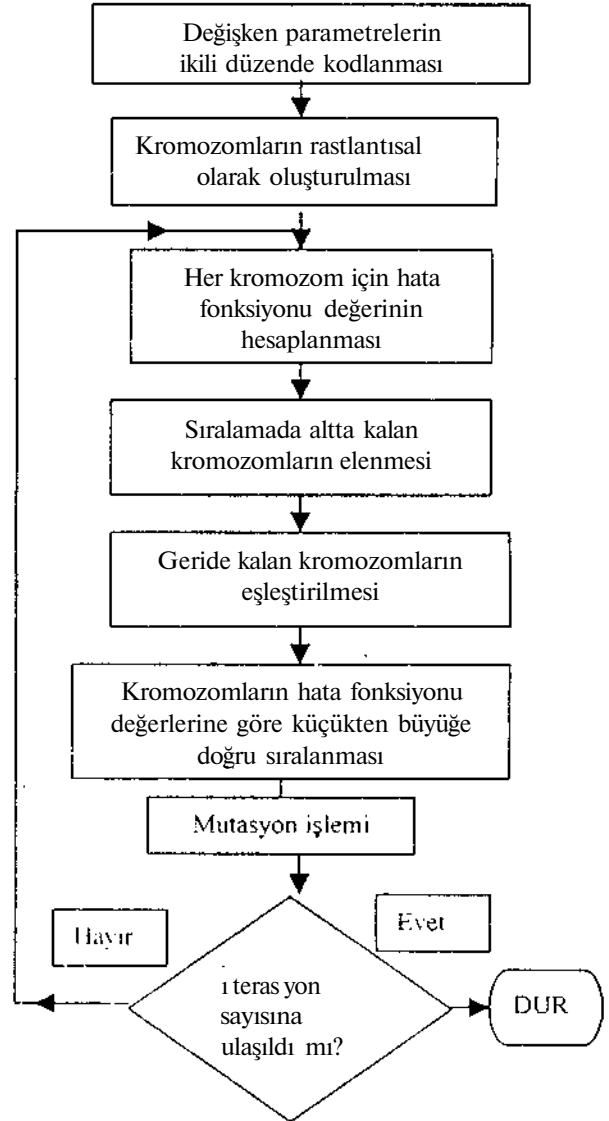
## 1. GİRİŞ

Mikrodalga detektörleri mikrodalga ölçme ve alıcı sistemlerinin önemli parçalarıdır ve literatürde geniş olarak incelenmişlerdir [1]-[3]. Bu çalışmada 8-12 GHz frekans bandında çalışmak üzere Hewlett Packard 5082-2705 50 LID tipi Schottky engelli diyodu kullanılarak mikroşerit hatlı bir detektör tasarımı için Genetik Algoritma (GA) dayalı yeni bir yaklaşım sunulmuştur. Ölçüm sonuçları da tasarım yaklaşımının doğruluğunu göstermektedir.

Genetik algoritma, doğal genetik oluşuma dayanarak geliştirilmiş bir global optimizasyon algoritmasıdır [4]. GA son yıllarda işaret işleme, elektromagnetik ve mikrodalga konularında yaygın olarak kullanılmaktadır [5]-[13]. Genetik algoritmada her kromozom, gen adı verilen ikili sayılarla kodlanmış parametrelerden meydana gelmektedir ve kromozomlara sırasıyla eşleme, çaprazlama ve mutasyon işlemleri uygulanmaktadır. Genetik algoritmanın akış diyagramı Şekil 1 de verilmiştir. Bu çalışmada çok sayıda parametresi olan geniş bantlı mikroşerit detektör devresi GA yardımıyla tasarlanmıştır.

## 2. DETEKTÖR TASARIMI

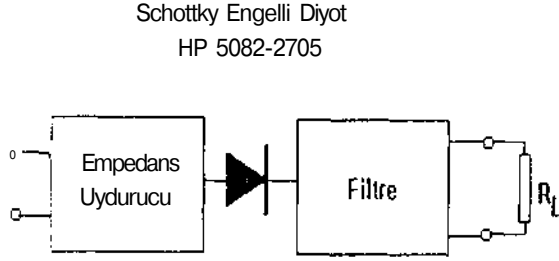
Tasarımda kullanılan malzemenin bağıl dielektrik sabiti  $\epsilon_r=2.35$ , dielektrik malzemenin kalınlığı 0.787 mm ve iletken kalınlığı da 0.0039 mm. olarak seçilmiştir.



Şekil 1. Genetik algoritmanın akış diyagramı

Empedans uydurucu devrelerin karakteristik empedans değerleri ve uzunlukları GA kullanılarak hesaplanmıştır.

Detektörün blok şeması Şekil 2 de gösterilmiştir. 8-12 GHz aralığında diyot empedansı ise Tablo 1 de verilmiştir.



Şekil 2. Detektör devresinin blok diyagramı

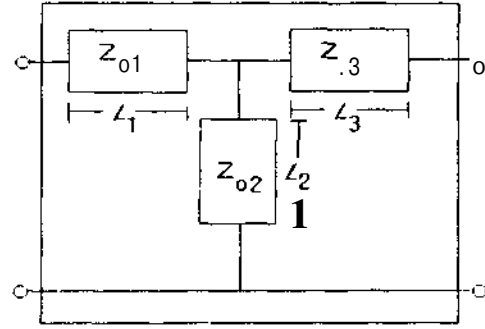
Tablo 1. Diyot empedansının frekansla değişimi

Frekans (GHz)	Ölçülen Divol Empedansı $\angle \theta$
8.0	38-J30
8.25	35-J29.5
8.5	32-J29.5
8.75	28-J28
9.0	24.5-J26
9.25	22-J23.5
9.5	19-J21
9.75	17-J18
10.0	15-J16
10.25	13-J13
10.5	11.5-J9.5
10.75	115-J9.5
11.0	9.5-J5
11.25	8.5-J2.5
11.5	7.5-j0
11.75	6.5+J2.25
12.0	5.75+J5.25

İmpedans uydurucu devrenin topolojisi Şekil 3 te gösterilmiştir. İmpedans uydurucu devrenin karakteristik empedans değerleri ve uzunlukları GA ile belirlenecek parametreler olarak seçilmiştir. Bu parametreler genetik algortmada kromozomu oluşturmaktadır. Bu parametrelerin değerleri GA'yı uygun şekilde değiştirilerek aşağıdaki hata fonksiyonunun değeri en aza indirgenmeye çalışılmıştır.

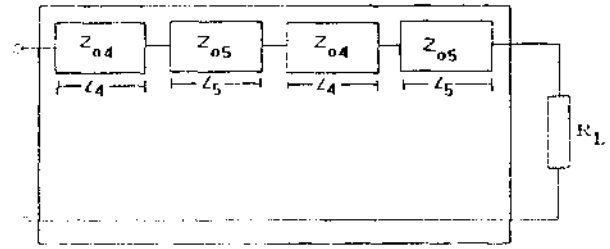
$$E = \sum_{s=1}^x (Z_g^h(f_s) - Z_r^i(f_s))^2 \quad (1)$$

Yukarıdaki bağıntıda  $Z_g^i(f_0)$  istenen giriş empedans değeri.  $Z_r^i(f_0)$  ise giriş empedans uydurucu devrenin (ya da çıkıştaki filtrenin) her bir örnek frekansındaki (f) kromozom değeri için hesaplanan giriş empedansının değerini göstermektedir. Karakteristik empedans için araştırma aralığı  $15Q \leq 7_m \leq 120$  ü. (i=1,2,3,4,5) olacak şekilde alınmıştır. Girişteki empedans uydurucu devre elemanlarının uzunlukları için ise araştırma aralığı  $\hat{A}/10 \leq l_i \leq A/2$ , (i=1,2,3) olacak şekilde seçilmiştir.  $l_i$  10 GHz deki dalga boyu olarak alınmıştır. Filtre elemanlarının uzunlukları  $\hat{A}4$  olacak şekilde seçilmiştir. Girişteki empedans uydurucunun tasarımı için örnek frekansları  $8 \cdot 0.25n$  (n=0,1,... 16) GHz olacak şekilde alınmıştır. Çıkıştaki alçak geçiren yapıdaki mikroserit filtre ise 0-800 MHz frekans aralığındaki video işaretini geçirecek şekilde tasarlanmıştır ve Şekil 4 te blok diyagramı verilmiştir. Çıkıştaki filtrenin giriş empedansı ise  $Z_r^i(f_0) = R_L = 50Q$ . ( $f_k = 100k$  MHz, k=0,1,...8) and  $Z_g^i(f_{RF} \pm f_0) = (U_{f_k} := 8 + 0.25n$  GHz, n=0,1... 16) olacak şekilde seçilmiştir.



Şekil 3. Giriş empedans uydurucu devre

Genetik algortmada her bit 0 ya da 1 ile kodlanmıştır. Her



Şekil 4. Çıkış filtresi

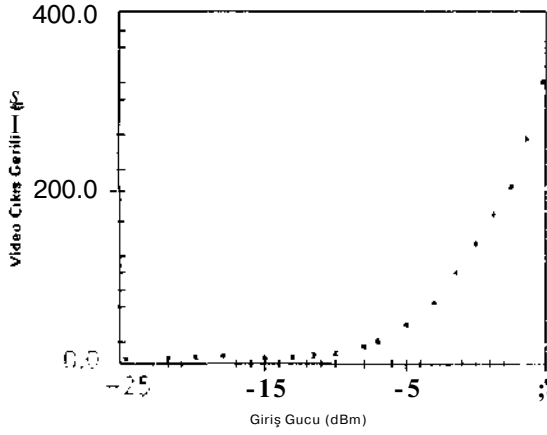
bir değişken için 12 adet bit kullanılmıştır. Toplam kromozom sayısı, her kromozomdaki toplam bit sayısına eşit olacak şekilde alınmıştır. (1) ifadesi ile verilen hata fonksiyonunun değeri her kromozom için hesaplanmış ve en küçük değerden en büyük değere doğru sıralanmıştır. Daha sonra bu kromozomların sıralamada altta kalan yarısı alınmış ve geride kalan kromozomlar kendi aralarında rastlantısal olarak seçilen bir noktadan itibaren eşleşme işlemine tabi tutulmuşlardır. Mutasyon işleminde ise rastgele seçilen kromozomdaki bir bitin değeri 0 ise 1 veya 1 ise 0 yapılarak lokal minimum yerine global minimum değerinin elde edilmesi sağlanmıştır. Toplam iterasyon sayısı olarak 35



değeri seçilmiştir. Elde edilen sonuçlar Tablo 2 de gösterilmiştir.  $R_L = 50 \Omega$  için devre girişindeki duran dalga oranı (VSWR) 8-12 GHz aralığında maksimum 1.3 olarak bulunmuştur.  $R_L \rightarrow \infty$  için video çıkış gerilimi ve giriş gücü ile gerilim duyarlılığının değişiminin 10 GHz deki değerleri sırasıyla Şekil 4 ve Şekil 5 te gösterilmiştir.

Tablo 2. Genetik algoritmadan elde edilen sonuçlar

Devre Parametresi	Giriş Empedans Uydurucu Devre			Çıkış Filtresi	
	$Z_{01}$	$Z_{02}$	$Z_{03}$	$Z_{04}$	$Z_{05}$
Karakteristik Empedans ( $\Omega$ )	33	15	51	25	121
Uzunluklar (mm)	$L_1$	$L_2$	$L_3$	$U$	$U$
	5.0	7.79	0.99	5.57	5.57



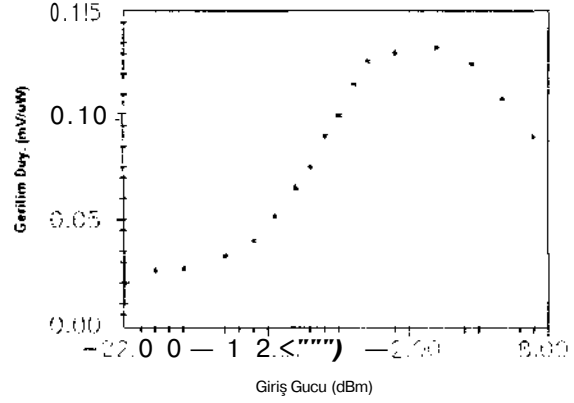
Şekil 4.  $R_L \rightarrow \infty$  için 10 GHz'de video çıkış geriliminin giriş gücü ile değişimi

### 3. SONUÇLAR

Bu çalışmada genetik algoritma kullanılarak geniş bantlı Schottky diyotlu detektör tasarımı gerçekleştirilmiştir. Devrenin ölçüm sonuçları da bu tasarım yaklaşımının doğruluğunu kanıtlamaktadır. Bu yaklaşım, karmaşık ve uzun hesaplamalar gerektiren geniş bantlı empedans uydurucu devrelerin analitik yöntemle dayalı sentez probleminde de bir alternatif getirmektedir. Bu yaklaşımın diğer bir yararı da sentez işleminin optimizasyon işlemi ile bir arada yürütülmesini sağlanmasıdır. Ayrıca yöntemin kolay uygulanabilir olması da geniş bantlı ve çok sayıda parametrelili diğer mikrodalga devrelerinin sentezi için bir seçenek oluşturmaktadır.

### 4. KAYNAKÇA

- [1] HarriMin. R.G. ve Polozec, X.L., "Nonsquare-law behaviour of diode detectors analysed by the Ritz-Galerkin method." *IEEE Trans. MTT*, Vol. 42, pp.840-845. 1994.
- [2] Drozdovskaia, L.M., "Improved self-protected microwave detector," *Electronic Letters*, Vol. 31, pp.657-658. 1995.



Şekil 5.  $R_L \rightarrow \infty$  için 10 GHz de gerilim duyarlılığının giriş gücü ile değişimi

- [3] Nârhi, T., "Nonlinearity characterisation of microwave detectors for radiometer applications," *Electronic Letters*, Vol. 32, pp.224-225, 1996.
- [4] Holland, J. H., "Genetic algorithms," *Scientific American*, no. 6, pp.44-50, 1992.
- [5] Haupt, R.L., "An introduction to genetic algorithms for electromagnetics," *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, Vol. 37, pp.7-15, 1995.
- [6] Tang, K.S., Man, K.F., Kwang. S. ve He, Q., "Genetic algorithms and their applications." *IEEE Signal Processing Magazine*, Vol. 13, pp.22-37, 1996.
- [7] Weile. D.S. ve Michielssen, E., "Genetic algorithm optimization applied to electromagnetics: A review," *IEEE Trans. AP*, Vol. 45, pp.343-353. 1997.
- [8] Kent. S. ve Günel, T., "Dielectric permittivity estimation of cylindrical objects using genetic algorithms," *J. Microwave Power and Electromagn. Energy* Vol. 32, pp.109-113. 1997.
- [9] Karaboğa, D., Güney, K., Karaboğa, N., ve Kaplan, A., "Simple and accurate effective side length expression obtained by using a modified genetic algorithm for the resonant frequency of an equilateral triangular microstrip antenna," *Int. Journal of Electronics*. Vol.83, pp.99-108, 1997.
- [10] Turhan-Sayan, G., Leblebicioğlu, K. ve İnan, S., "Input signal shaping for target identification using genetic algorithms." *Microwave and Optical Technology Letters*. Vol. 17, No.2, pp. 128-132, 1998.
- [11] Günel. T. ve Kent, S., "An optimisation approach for the synthesis of microstrip radial stub." *Int. J. Electron. Commun. AEÜ* no. 4. pp.337-340. 1998.
- [12] Günel. T., "A new approach for the synthesis of nonreciprocal and nonsymmetric nonuniform transmission line impedance matching sections." *Int. J. Electron. Commun. AEÜ* no. 5. pp.274-276, 1998
- [13] Wemer. P.L., Mitra, R. ve Wvmer. D.H., "Extraction of equivalent circuits for microstrip components and discontinuities using the genetic algorithm," *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, Vol. 7, pp.333-335, 1998.

# AKTİF MİKRODALGA ELEMANLARININ YAPAY NÖRON AĞI İŞARET-GÜRÜLTÜ MODELİ YARDIMIYLA GENİŞ BANDLI PERFORMANS ANALİZİ

HamidTORPİ

Bedri Artuğ ÇETİNER

Filiz GÜNEŞ

YTÜ Elektrik-Elektronik Fak. Elektronik ve Haberleşme Müh.Böl.

80750 Beşiktaş-İSTANBUL Fax:212 2594967,E-mail:torpi@yildiz.edu.tr , bctiner@yildiz.edu.tr

## ABSTRACT

This paper deals with optimisation of performance characterisation for a microwave transistor relying on neural network techniques. The method we used consists of two parts. In the first part, having fixed the signal and noise parameters at an operating frequency of a bias condition, a scattering parameter of the performance characterisation for a bilateral transistor is given and utilised in determining the maximum stable gain ( $G_{j-max}$ ) and its termination couple ( $F_s$ ,  $F_j$ ) subject to the noise ( $F_{req}$ ) and input VSWR ( $V_{req}$ ). Second part is the modelling of signal and noise behaviours of microwave transistors through neural network approach for the whole operating ranges including frequency, bias conditions and configuration types. By combining these two parts, performance optimisation of a microwave transistor has been achieved at required input VSWR, ( $AV_{req}$ ) noise ( $AF_{req}$ ) range for whole operating frequency band. With the aid of this technique performance analysis of any microwave device for whole operation frequency band is achieved so that microwave amplifier design can be now easily achieved.

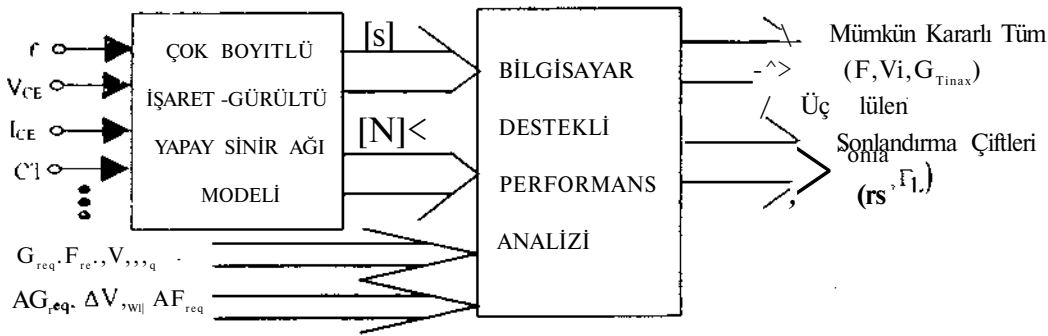
## 1. GİRİŞ

Bu çalışmada aktif mikrodalga elemanı (Transistör, FET, MESFET...vs) yapay sinir ağı gürültü-ışaret eşdeğeri ile modellenmiştir [1],[2]. Aktif elemanın performans analizi [3],[4] te verilen metotla

gerçeklenmiştir. Performans analizinde kullanılan metod [3] geometrik incelemelere dayanarak mümkün ( $F, V_i, G$ ) uçluları ve bunlara ait ( $F_s, FL$ ) sonlandırma çiftlerinin hesaplanmasına dayanmaktadır.

Aktif elemanın yapay Sinir ağı (YSA) ile modellenmesi analize esneklik kazandırmıştır. Böylelikle  $f, V_{CE}, I_{CE}$  (Yada aktif elemanın tipine göre kutuplamanın etkisini temsilen  $V_{DS}, IDS$ ), CT (Konfigurasyon tipi: Ortak emetörlü, ortak bazlı, ortak kollektörlü,..., gibi) serbest değişken alınmak suretiyle analiz yapmak mümkündür. Hatta YSA modeline istenirse sıcaklık gibi parametrelerde eklenerek YSA eşdeğerinin giriş serbest değişkenlerinin ( $f, V_{CE}, I_{CE}, CT$ ) sayısı istenildiği kadar artırılabilir. Bu çalışmada kullanılan metod Şekil-1 de verilen blok diagram ile özetlenebilir.

Bu çalışmada buraya kadar özetlenen sözkonusu serbest değişkenlere bağlı olarak aktif mikrodalga elemanın analizi gerçekleştirilmiştir. Sonuçta Şekil 1'de verilen blok diagramı yardımıyla serbest değişkenlerden birine bağlı olarak diğerleri sabit tutulmak suretiyle aktif elemanın  $G_{OM} \times G_t \cdot F_{in} \cdot \dots \cdot v_s$  gibi işaret ve gürültü özellikleri analiz edilebilir [4]. Bu çalışmada özellikle geniş bantlı kuvvetlendirici tasarımına yönelik olarak istenilen kazanç değerinin belirli bir tolerans değeri içinde geniş bir band boyunca sabit kalmasını sağlayacak şekilde aktif mikrodalga elemanın giriş ve çıkış sonlandırılmaları tayin edilmiştir. Elde edilen analiz sonuçları



Şekil-1 Aktif Mikrodalga Elemanlarının Performans Analizi İçin Kulandan Sistemin Blok diagramı

kullanılarak geniş bantlı mikrodalga kuvvetlendirici tasannu kolaylıkla gerçekleştirilebilir.

## 2. AKTİF MİKRODALGA ELEMANININ KÜÇÜK-İŞARET VE GÜRÜLTÜ DAVRANIŞININ BELİRLENMESİ

Belli bir konfigürasyon tipinde bir kutuplama noktası civarındaki mikrodalga transistorünün küçük-ışaret ve gürültü performansı oü-domeninde saçılma S ve gürültü N parametre vektörleri sıklıkla verilir. Ölçülmüş performans parametre datası tablo-formunda aşağıdaki gibi verilebilir:

$$\begin{bmatrix} f_M & : & \mathbf{S}^{(1)} & \mathbf{N}^{(1)} \\ & : & s^{(2)} & n^{(2)} \\ & & & \\ f_N & : & s^{(N)} & n^{(N)} \end{bmatrix} \quad (0)$$

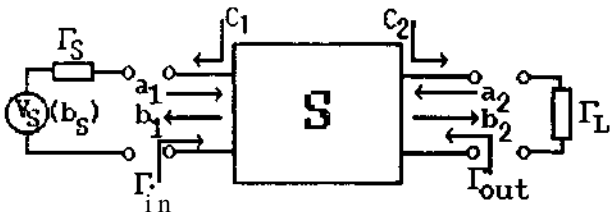
Burada  $S^{(1)}, N^{(1)}, \dots, S^{(M)}, N^{(M)}$  sırasıyla, saçılma ve gürültü vektörleridir ve  $f_1, \dots, f_N$  örnek çalışma frekansları ve  $S^{\wedge}$  and  $N^{\wedge}$  performans vektörleri aşağıdaki gibi verilebilir.

$$\begin{bmatrix} S^{(N)} \end{bmatrix}^{-1} = \begin{bmatrix} S_{11}^{(N)} & \Phi_{11}^{(N)} & S_{12}^{(N)} & \Phi_{12}^{(N)} \\ S_{21}^{(N)} & \Phi_{21}^{(N)} & S_{22}^{(N)} & \Phi_{22}^{(N)} \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$\begin{bmatrix} N^{(N)} \end{bmatrix}^{-1} = \begin{bmatrix} F_{opt}^{(N)} & |\Gamma_{opt}|^{(N)} & \Phi_{opt}^{(N)} & R_N^{(N)} \end{bmatrix}$$

$S^{(k)}$ , ve  $N^{(k)}$  performans vektörleri bir kere hesaplandığında, aktif mikrodalga eleman Şekil 1'deki gibi  $f_c$  frekansında bir kara kutu ile temsil edilebilir.

(1) ve (2) 'de verilen ifadeler YSA modelini eğitmek için kullanılmıştır. Sonra, performans-parametre vektörleri  $S^{(k)}, N^{(k)}$  arzu edilen bir  $f_c$  frekansında devrenin çıkışı, 4 frekansı girilerek elde edilebilir. Ölçülen performans parametre çok bojutlu fonksiyonundan hareketle, sonsuz bo\utlu diğer ifadeyle çalışma koşullarını içeren performans parametre fonksiyonukestirimi yapılmaktadır[2].



Şekil 1 Mikrodalga Elemanınin kara kutu ile temsil edilmesi

Bir aktif elemanın dönüştürücü güç kazancı, yüke aktarılan güçle kaynaktan çekilebilecek en büyük güce oranı şeklinde hesaplanır. Dönüştürücü güç kazancı S parametreleri,  $F_s$  ve

TL sonlandırılmasının ronksiyonu olarak aşağıdaki gibi verilebilir :

$$G_T(\Gamma_S, \Gamma_L, S) = \frac{(1 - |\Gamma_L|^2) |S_{21}|^2 (1 - |C_S|^2)}{|1 - \Gamma_{out} \Gamma_L|^2 |1 - S_{22} \Gamma_S|^2} \quad (3)$$

Aktif elemanın sırasıyla giriş ve çıkış konjüge uygunsuzluk kaybı olan  $M_m$  ve  $M_{out}$  aşağıdaki gibi verilebilir.

$$M_{in} = \frac{P_{A,S}}{P_m} = M_m(\Gamma_S, \Gamma_L, S) = \frac{|1 - \Gamma_{in} \Gamma_S|^2}{(1 - |\Gamma_{in}|^2)(1 - |\Gamma_S|^2)} \quad (4)$$

$$M_{out} = \frac{P}{\Gamma_L} = M_{out}(\Gamma_S, \Gamma_L, S) = \frac{|1 - \Gamma_{out} \Gamma_L|^2}{(1 - |\Gamma_L|^2)(1 - |\Gamma_{out}|^2)} \quad (5)$$

burada

$$\Gamma_{out} = S_{22} + \frac{S_{12} S_{21} \Gamma_S}{1 - S_{11} \Gamma_S}, \quad \Gamma_{in} = \Gamma_{11} + \frac{S_{12} S_{21} \Gamma_L}{1 - S_{22} \Gamma_L} \quad (6)$$

Bir aktif mikrodalga elemanınin gürültü figürü, giriş ve çıkıştan elde edilebilecek işaret-gürültü oranının oranı şeklinde tanımlanır. N vektörü gürültü figürü F'in kaynak sonlandırma yansıma katsayısı  $F_s$  'e bağlılığın tanımlar. Bunlar arasındaki bağlantı aşağıdaki gibidir:

$$F(\Gamma_S, N) = F_{min} + 4 \frac{R_N}{Z_0} \frac{|\Gamma_S - \Gamma_{opt}|^2}{(1 - |\Gamma_S|^2)(1 + |\Gamma_{opt}|^2)} \quad (7)$$

Bir sonuç olarak aktif mikrodalga elemanlarının bütün çalışma frekanslarında kara kutu ile karakterizasyonu özellikle önemli olmaya başlamıştır. İki kapılı aktif elemanın bir çalışma frekansında S ve N vektörlerini belirledikten sonra,  $(F_s, F_L)$  sonlandırma çiftü çalışma bandında  $G_T, F, M_m, M_{out}$ , performans fonksiyonlarını uzlaştırmak suretiyle belirlenebilir. Bir tipik örnek [3] de verilmiştir. Burada  $(F_s, F_L)$  çifti bir çalışma frekansında istenilen F ve  $M_m$  kararlı en büyük kazanç  $G_T$  için hesaplanmıştır

## 3. YAPAY SİNİR AĞI MODELİ

### 3.1 Kullanılan Yapay Sinir Ağı Yapıları

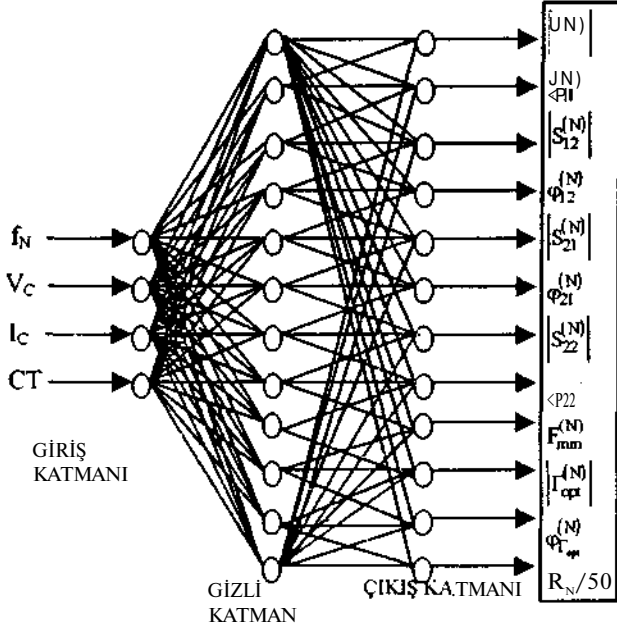
RBF ve MLP ileri beslemeli nöron ağlarıdır. MLP çok katmanlı bir nöron ağı yapısıdır. Bir MLFNın yapısı n-katmanlı ağ için aşağıdaki denklemlerle verilir.

$$y_j = f(\sum w_{ij} x_j - d_j) \quad (8)$$

Burada JJ bir katmanın çıkışı,  $W_j$ , önceki katmana olan ağırlıklar,  $X_j$  önceki katmanın çıkışı,  $g_j$  eşik ve / değişimim sigmoid şeklinde olan bir eşik(aktivasyon) fonksiyonudur.

### 3.2 Ağ Yapılarının Tanıtımı

Bu çalışmada modelleme için iki değişik tipte yapay sinir ağı kullanılmıştır. Bunlardan birincisinde aktif mikrodalga elemanm modellemek için yeterli olduğu bulunan, çıkış katmam düğüm sayısı gizli katman düğüm sayısına eşit çok katmanlı algılayıcı (MLP) kullanılmıştır. MLFyi eğitmek için geriye yayüm algoritması kullanılmıştır.



Şekil.2 MLP kulamlarak geliştirilen Aktif Mikrodalga Elemanı YSA eşdeğer devre modeli

$x$   $f_k$  frekansım,  $(V_{DS}, I_{DS})$  kutuplama noktasını ve konfigürasyon tipini içeren 4-boyutlu giriş vektörü,  $y$  ise  $S$ - ve  $N$ - parametrelerini veren  $I_2$ -boyutlu çıkış vektördür.  $x$  ve  $y$  arasındaki ilişki çok boyutlu ve nonlineerdir. Böyle çok boyutlu nonlineer bir ilişkiyi modellemek için, Şekil 2'de gösterilen üç katmanlı bir MLP kullanılmıştır.

## 4 PERFORMANS ANALİZİ

### 4.1 Dar Bandlı performans Analizi

Girişte kısaca açıklanan performans analizinin ana başlıkları aşağıdaki gibi sıralanabilir. Daha ayrıntılı bilgi için [3]'e bakınız.

(i) İlk olarak aktif mikrodalga elemanının  $F_{in}$  düzlemindeki mümkün 12 farklı kararlılık durumu gerek ve yeter koşullarıyla birlikte elde edilir. Böylelikle  $T_{in}$  düzleminde verilen frekansta  $S$  parametrelerini kullanarak koşulsuz kararlı bölgeler elde edilmiş olur.

(ii) İkinci adımda Herbir kararlılık durumu için giriş VSWR ile sınırlanan  $G_r$ 'nin mümkün kararlı en büyük değeri hesaplanır. Bu analiz  $F_{in}$  düzlemindeki  $G_r$  kazanç daireleri ailesinin ve kartezyen koordinat sisteminde  $(r_g^2 - G_T)$  kazanç değişimlerinin geometrik yaklaşımlarına dayandırılmıştır. Burada  $r_g$ ,  $G_T$  dairelerinin yarıçapıdır.

(iii) Gürültü ( $F$ ) ve giriş VSWR ( $V^{\wedge}$ ) çifti  $F_s$ - düzleminde  $F$ =sabit ve  $V_j$ =sabit dairelerinin iç ve dış teğet pozisyonlarının analiz edilmesi ile elde edilir.  $F_L$  'nin değiştirilmesinin bir sonucu olarak,  $T_1$  ve  $T_2$  daireleri ile sınırlanan bu iki dairenin, mümkün birbirinden farklı beş bağıl pozisyonu için fin düzlemine beş farklı çözüm bölgesi olarak transfer edilir.

(iv) Bu son aşamada. kararlılık tarafından şekillenen konfigürasyon, sınırlanmış kazanç ve  $T_1$  ve  $T_2$  daireleri hep beraber analiz edilerek en büyük kararlı kazanç ve ona karşı gelen sonlandırılmalar elde edilir. Gerçekleştirilen simülasyon programından nümerik çıkış olarak sırasıyla  $F, V_i, G_{Tmax}, r_g, r_L$  verilen frekans, kutuplama koşulu ve konfigürasyon tipi için elde edilir. Bu da performans eğrilerinin elde edilmesine olanak verir ki böylece dar bantlı kuvvetlendirici tasannu basitçe ihtiyaca göre kazanç, gürültü ve giriş VSWR arasında ayarlama yaparak gerçekleştirilebilir.

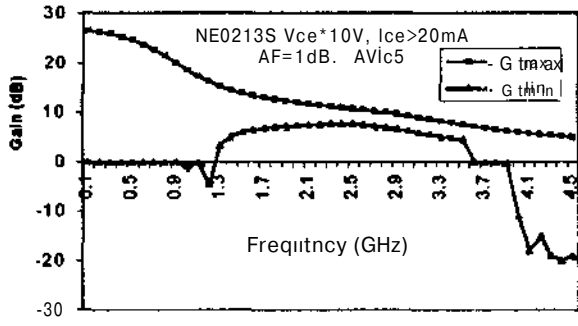
### 4.2 Eşdeğer YSA Modelini Kullanarak Dar Bandlı Analizin Geniş Bandlı Analize Genişletilmesi

Şekil 1'de verilen bilgisayar destekli performans analiz bloğunun çok boyutlu işaret-gürültü YSA bloğuna eklenmesi ile oluşturulan sistem yardımıyla istenilen gürültü figürü sayısı  $F$ , ile arzulanan yada müsaade edilen giriş duran dalga oram (VSVVR)  $V$ , parametrelerini de sisteme serbest değişken olarak katmak mümkündür. Böylece  $f, V_C, I_C, C_T, V_i, F_i$  serbest değişkenlerine bağlı olarak  $F_m$ - ( $Z_m$ ) veya  $FL$ -( $Z_L$ ) düzlemlerinde mümkün çözüm bölgeleri ile koşulsuz kararlı çalışma bölgelerinin arakesiti olarak çözüm bölgesi şekillendirilebilir. Bu çözüm bölgesi üzerinden ise istenilen özelliklerde yada hangi özelliklerde bir kuvvetlendirici tasarlanabileceği açık olarak görülebilir.

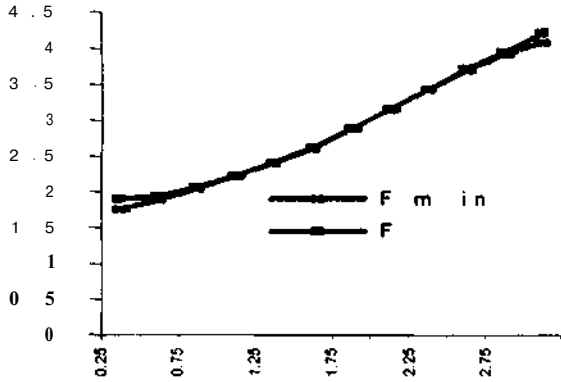
Sisteme AF ve AV, istenilen tolerans bölgesi içerisinde çözüm bölgesi belirlenir. Bu çözüm bölgesi üzerinden öncelikle hangi frekans bandında istenilen kazanç değerine ulaşılacağı tesbit edilir. Daha sonra istenilen AG toleransı simülatöre girilerek tolerans sınırları içinde elde edilebilecek kazanç değerleri ve bunları sağlayan çıkış ve giriş sonlandırılmaları hesaplanılır.

## 5. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

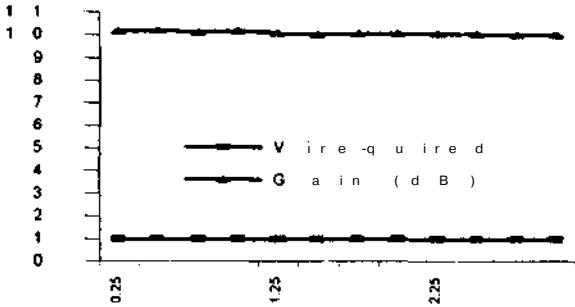
NE02135 transistörü için elde edilen neticeler aşağıda verilmiştir. Şekil 3'de sözkonusu transistor için  $V_{CE} = 10V$  ve  $I_{CE} = 20mA$  kutuplama koşulu altında  $AF = 10dB$  ve  $AV = 5$  için mümkün çözüm bölgesi görülmektedir. Çözüm bölgesi  $G_{Tmax}$  ve  $G_{Tmin}$  değerleri arasındadır. Şekil 3 incelenirse 0-3GHz'e kadar 10dB kazancın elde edilebileceği



Şekil 3. NE021325 VCE= 10V ve ICE=20mA için mümkün tasarım bölgesinin belirlenmesi



Şekil 4 Simülör neticesi elde gürültü F değerlerinin frekansa bağlı olarak  $F_{min}$  ile karşılaştırılması



Şekil 5. Simülör neticesi elde edilen kazanç değerleri ve bunlara karşı gelen  $V_{required}$  değerlerinin frekansla değişimi

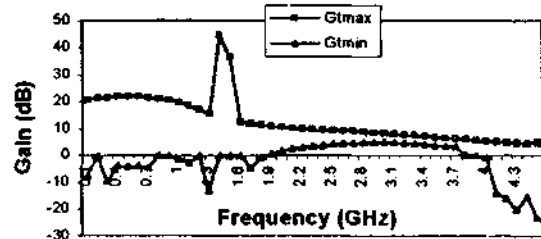
bilgisi görülür. O halde  $AG=0.2$  toleransı içinde yaklaşık 10 dB kazanç veren noktalar için giriş ve çıkış sonlandırılmasının alması gereken değerler simülör yardımıyla hesaplatılır. Buna ait sonuçlar Tablo 1'de verilmiştir. Şekil 4'de elde edilen Gürültü F ile minimum gürültü  $F_{min}$  ile karşılaştırılması verilmiştir. Şekil 5'te ise elde edilen kazanç değerleri ve bunlara karşı gelen  $V_{required}$  (giriş VSWR) değerleri çizdirilmiştir. Tablo 1'de Şekil 3 ve 4'te verilen grafiklere ait nümerik sonuçları da görmek mümkündür. Şekil 5'de ise  $V_{CE}=10V$  ve  $I_{CE}=10mA$  için mümkün tasarım bölgesi görülmektedir. Şekil 6'dan 1.5 GHz civarında 40 dB'lik bir kazancın elde edilebileceği bilgisini

yada 0-3.5 GHz frekans bölgesinde 9 dB civarında bir kazançta sahip bir kuvvetlendirici tasarlanabileceği bilgisini okuyabiliriz. Yada 1GHz'e kadar yaklaşık 20dB'lik kazancın elde edilebileceği görülür. Tüm bu ve benzeri bilgileri sözkonusu tasarım bölgesi üzerinden elde edebiliriz.

Tablo 1. NE02135 transistörü için elde edile nümerik sonuçlar (Giriş-Çıkış Sonlandırılma,  $F_{min}$ , Kazanç,...)

f (GHz)	$V_{i}$	Gain	$F_{min}$	F	Reflection Coefficient for Load (r <sub>l</sub> )		Reflection Coefficient for Source (r <sub>s</sub> )	
					Real	Imaginar	Real	Imaginar
0.25	1	10.171	1.7645	1.9	-0.7514	-0.5866	-0.3178	0.13
0.5	1.02	10.179	1.8876	1.94	-0.7937	-0.4838	-0.3203	0.0917
0.75	1	10.109	2.0438	2.06	-0.8155	-0.3339	-0.3522	0.0554
1	1	10.16	2.2189	2.22	-0.7822	-0.1666	-0.401	0.0193
1.25	1	10.081	2.4092	2.41	-0.7149	-0.0372	-0.4489	-0.0193
1.5	1	10.026	2.6024	2.62	-0.6435	0.0396	-0.4838	-0.0606
1.75	1	10.046	2.8737	2.87	-0.5736	0.0846	-0.5084	-0.1068
2	1	10.051	3.1511	3.15	-0.5082	0.1193	-0.5252	-0.1606
2.25	1	10.039	3.4362	3.44	-0.438	0.1577	-0.5363	-0.2266
2.5	1	10.011	3.6937	3.71	-0.3543	0.2071	-0.5399	-0.3082
2.75	1	10.007	3.917	3.95	-0.2368	0.2733	-0.5334	-0.4101
3	1	10.002	4.0792	4.21	-0.0625	0.3652	-0.5121	-0.5344

NE02135 Vce=10V Ice=10mA  
AF=1dB, AVI=5



Şekil 6. NE021325 VCE= 10V ve ICE=10mA için mümkün tasarım bölgesinin belirlenmesi

## 6. KAYNAKÇA

- [1] F.Güneş, F.Gürgeç, H.Torpi, " Signal-Noise Neural Network Model For Active Microwave Device" , IEE Proceedings-Circuits Devices and Systems Vol. 143, No. 1, February 1996, pp. 1-8.
- [2] F.Güneş, H.Torpi, F.Gürgeç, " Multidimensional Signal-Noise Neural Network " , IEE Proceedings-Circuits Devices and Systems Vol. 145, No. 2, April 1998, pp. 11-117.
- [3] F.Güneş, B.A Çetiner, "A novel Smith chart formulation of performance characterisation for a microwave transistor", IEE Proc. Circuits Devices Syst. Vol. 145. No. 6. December 1998, pp. 419-428.
- [4] Güneş, F., Torpi, H., Çetiner, B. A., "Neural Network Modeling of Active Devices for use in MMIC". to be published in Artificial Intelligence in Engineering.

# İKİ BOYUTLU ELEKTROMAGNETİK SAÇICILARIN FONKSİYONEL MODELLEMESİ

**Barış BOZKURT, Kemal ÖZMEHMET**

Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü  
Dokuz Eylül Üniversitesi

Buca-İZMİR

E-mail : baris.bozkurt@eee.deu.edu.tr

E-mail: kemal.ozmehmet@eee.deu.edu.tr

## ABSTRACT

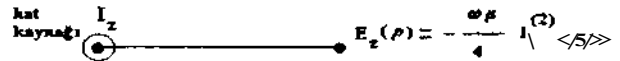
General functional modelling of a two-dimensional electromagnetic scatterer is formulated and applied to an infinite length strip for TE mode. Formulation is based on collocation method. Using the electric line source radiation property, discretization of the structure is done. Resultant electric field equation is obtained in matrix form, by considering the each segment as an individual electric line source. Same procedure is applied for TM mode and error function is illustrated

## 1. GİRİŞ

İki boyutlu cisimlerin elektromanyetik alanlarla etkileşimi, yüksek frekans iletici, alıcı, ve mikroşerit teknolojisinde önemli bir yer tutmaktadır. Genel elektromanyetik kuramdaki, topraktan saçınım, bir boyutta sonsuz üç boyutlu mükemmel iletken saçıcıların (silindir ve mikroşerit hatlar gibi) analizi sunulan çözümler tanımlanabilecek örneklerdir. Fonksiyonel modelleme, iki boyutlu saçıcıların genel formda tanımlanmasına olanak verir. TE ve TM modlarının analizi temel denklemleri içerir. Herhangi bir uyartım bu iki mod cinsinden ifade edilerek çözüm yapılabilir. Bu kapsamda TM modu göz önüne alınacak ve sonsuz uzunluklu elektrik hat kaynağının ışınım ifadesi kullanılarak saçıcıya uygulanacaktır. Saçıcı N adet küçük hücreye bölünmüş ve her hücreye bağımsız birer elektrik hat kaynağı olarak bakılarak sonuç denklem elde edilmiştir. Bu yöntem, integral denkleminin Green's fonksiyonu tanımlanarak çözümlenmesi yapılmadan, bir matris denklemi şeklinde tanımlanmasına olanak verir. Aslında bu yöntem nokta-eşleme (point-matching-collocation) yönteminin bir başka uygulama biçimidir(1). Benzer yapıdaki saçıcıların, fonksiyonel olarak tanımlanarak genel bir çözümün bulunması, aynı yapıya sahip diğer saçıcıların çözümlenmesinin kolayca yapılmasını sağlamaktadır. Bu bildiride genel fonksiyonel saçıcı tanımı yapılarak, formülasyon verilmiş ve özel bir uygulama olarak sonsuz uzunluklu mükemmel iletken şerit saçıcıya uygulanmıştır. Sonucun güvenilirliği, hata fonksiyonu ile denetlenmiştir.

## 2. GENEL FONKSİYONEL SAÇICI TANIMI VE GEOMETRİSİ

Sonsuz uzunlukta bir elektrik hat kaynağının oluşturduğu elektrik alan ifadesi ve geometrisi Şekil 1'de gösterilmiştir.(2)

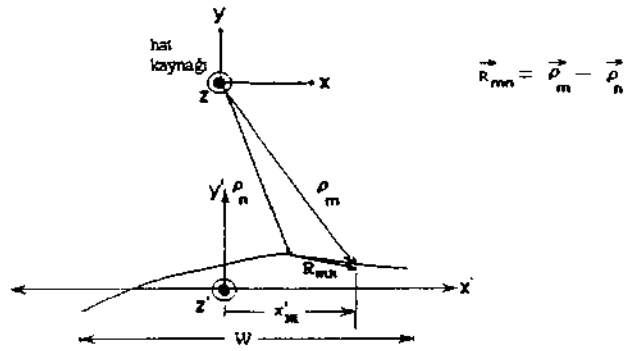

$$E_z(\rho) = -j \frac{\omega \mu}{4} I_z (2)$$

Şekil-1.Sabit akımlı sonsuz uzunlukta bir hat kaynağının oluşturduğu elektrik alan

Burada P dalga sayısı ( $2K/X$ ) ve  $H_0^{(2)}$ , 0. Düzey-2 derece Hankel fonksiyonunu göstermektedir.

z ekseninde sonsuz uzunlukta bir cisim ele alındığında, TE<sup>2</sup> modunda, bölümlenmiş olan her hücre, sonsuz uzunlukta bir hat kaynağı gibi davranacaktır

Bir elektromanyetik saçıcının genel fonksiyon modellemesi ve geometrisi Şekil-2'de gösterilmiştir (3)



Şekil-2 Mükemmel iletken bir saçıcının fonksiyonel modellemesi.

Çözümlenelerde genel fonksiyon ifadesi kullanılacak ve  $f(x)$  olarak formülize edilecektir

Saçıcı z' ekseninde sonsuzdur. x'y' düzleminde ise analitik olarak bir f(x') fonksiyonu ile tanımlanır.

Gelen ve saçılan elektrik alanların tanjant bileşenlerinin,  $E^{sdcn}$  ve  $E^{sn*lm}$ , şerit yüzeyindeki sınır koşulu kullanılarak elektrik alan denklemi yazılır.

$$E^{gelen} + E^{saçılan} = 0 \quad \text{da kısaca } \epsilon_0 E + E^* = 0$$

Şekil-2'de gösterilen m alt indisli hücre gözlem, n alt indisli hücre ise kaynak hücresi olarak seçilir ve sınır koşulları gözlem hücresi üzerine uygulanırsa, (her hücrenin birbirinden bağımsız, sonsuz uzunluklu birer hat kaynağı olduğu düşünülerek) denklem-1 elde edilir.

$$E^s(p_m) = - \sum_{n=1,2,\dots,N} E^s(R_{mn}) \quad (D)$$

Denklem 1'de verilen elektrik alan ifadeleri, vektör argümanları farklı, sekili'de belirtilen, elektrik hat kaynağı ifadesidir.

Vektör argümanlarının, fonksiyonel ifadeleri ise;

$$P_m = -a_y [d - f(x'_m)] + a_x x'_m \quad (2)$$

$$P_n = a_y C^d - f(x'_n) + a_x x'_n \quad (3)$$

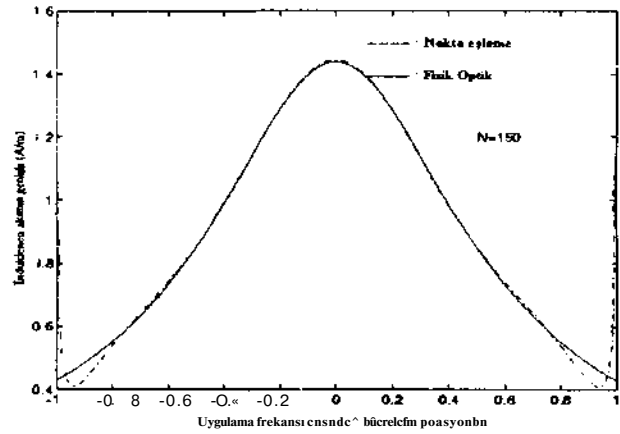
$$R_{mn} = a_y [K(x'_m) + f(x'_n)] + a_x (x'_m - x'_n) \quad (4)$$

Burada d uzunluğu, elektrik hat kaynağı ile x' eksenindeki en kısa uzaklıktır.  $a_x$  ve  $a_y$  sırasıyla, x ve y eksenleri üzerindeki birim vektörlerdir.

Denklem-1'de kaynak ve gözlem noktalarının aynı hücreyi gösterdiği yani,  $R_{mn} = 0$  olması durumunda, Hankel fonksiyonu sonsuza gideceğinden, saçıcı üzerinde, uygulanan dalga boyuna göre çok küçük bir kalınlık seçilerek denkleme uygulanır. Kaynak noktaları saçıcı yüzeyinde, gözlem noktaları hücrelerin orta noktalarında seçilir. Bu durumda  $R_{mn} = t/2$  olacaktır. Modellemenin şerit saçıcıya uygulanması sırasında kalınlık  $0.01 X$  seçilerek çözümleme yapılmıştır.

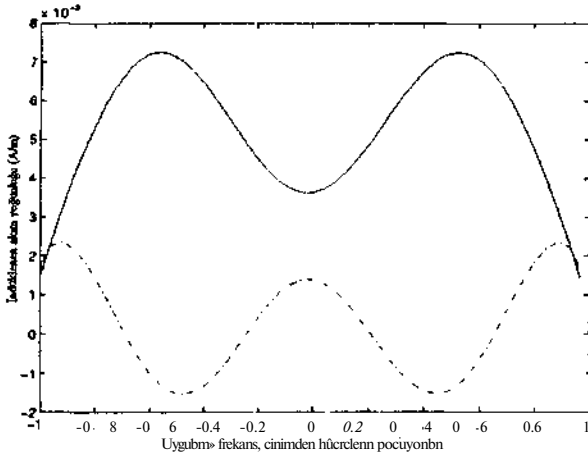
#### 4. SAYISAL SONUÇLAR

Uzunluğu  $2X$ , hat kaynağına uzaklığı  $0.5^{\wedge}$  ve kalınlığı, t, uygulanan dalga boyuna göre çok küçük bir şerit için fonksiyon ifadesi,  $f(x') = t/2 [-w/2, w/2]$  ile tanımlanacak olursa, 2.,3. ve 4. denklemlerdeki vektör ifadeleri, denklem 1'de yerine konularak, her hücre için 1.denklem kullanılırsa N bilinmeyenli, N denklem elde edilecektir. Bu doğrusal denklem sistemi, basit matris işlemleri ile çözümlenerek, bilinmeyen akım yoğunluğu  $N \times 1$ 'lik bir vektör halinde elde edilir  $TE^*$  modunda sonuçlar fizik optik çözümü ile karşılaştırılmıştır. (Şekil-3). Şekilde, sunulan çözüm sürekli çizgi ile, fizik optik çözümü kesikli çizgi ile gösterilmiştir.

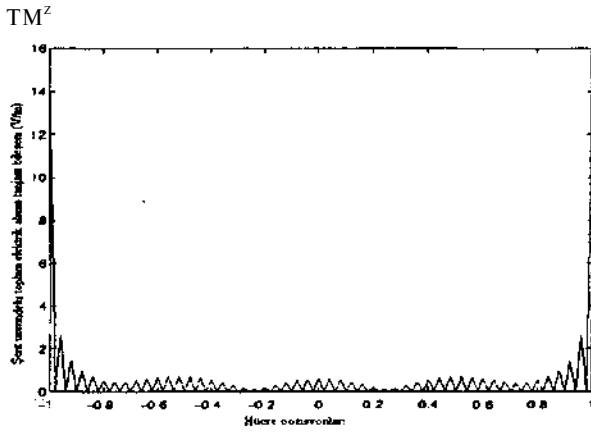


Şekil-3. Şerit saçıcı üzerinde indüklenen akım yoğunluğu -  $TE^z$

$TM^z$  moduna ait benzer bir çözüm yapılmış, bu çözümlemede  $TE^*$  modundaki elektrik hat kaynağı yerine, magnetik hat kaynağı ifadesi kullanılmıştır (Şekil-4). Elde edilen akım yoğunluğu ifadesinden yararlanarak, şerit tekrar  $2N$  hücreye (ya da daha fazla) ayrılarak her hücrede oluşan saçılan alan ve gelen alan ifadelerinin toplamının sifira ne kadar yakın olduğunun araştırılması yapılmıştır (Şekil-5). N adet hücre noktası dışındaki noktadaki hata, temel hatayı belirtir. Şekilde sürekli çizgi ile gösterilen akımın gerçel, kesikli çizgi ile gösterilen akımın sanal kısmıdır.



Şekil-4. Şerit saçıcı üzerinde indüklenen akım yoğunluğu -



Şekil-5. TM modu için hata fonksiyonu

#### 4.SONUÇ

Farklı şerit kalınlıkları için, çözüm tekrarlanmıştır. Kalınlık 0.005A. ve daha alt değerler için hata fonksiyonu artış göstermektedir. Meixner etkisinin bulunduğu uç bölgelerde hata en büyük değerine ulaşmaktadır. Bir yüksek frekans tekniği olan fizik optik çözümü, bu bölgede akım yoğunluğunun sifra çok yakın olduğu sonucunu verir, orta frekans bölgesinde şeritin uç kısımlarındaki akım yoğunlaşması artacağı gözönüne alınacak olursa sunulan matris denklem çözümün orta ve yüksek frekans bölgesinde doğru yanıt verdiği görülür. Şerit uzunluğu arttıkça aynı frekans bölgesi için sonuç fizik optik çözümü ile aynı yanıtı vermektedir.

#### 5. KAYNAKÇA

- (1) Matthew N. O. Sadiku (1992). Numerical Techniques in Electromagnetics. London, Tokyo: CRC Press
- (2) Constantine A. Balanis (1989). Advanced Engineering Electromagnetics. New York: John Wiley & Sons.
- (3) Roger F. Harrington (1968). Field Computation by Moment Methods. Malabar, Florida : Robert E. Krieger Publishing Company.



# DÜZLEMSEL ELEKTROMAGNETİK DALGANIN KAYIPLI DİELEKTRİK ORTAMDAN GEÇİŞİNDE GÖZLENEN OPTİMUM İLETKENLİK KAYBI

Taner Oğuzer

Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü  
Dokuz Eylül Üniversitesi, Tınaztepe Kampusu  
Buca, İzmir, Tel:0(232)4531008/1171  
E-mail: taner.oguzer@eee.deu.edu.tr

**ABSTRACT:** We considered the simple lossy dielectric slab here. This medium is characterized generally by relative dielectric constant  $\epsilon_r$ , relative permeability  $\mu_r$  and conductivity  $\sigma$ . If a plane wave comes to this slab normally, there is a power loss due to the medium conductance during the propagation of this plane wave through slab. Here we observed that the conductive loss has an optimum value and we also examined the dependence of this optimum to the parameters of the problem.

## 1-GİRİŞ

Elektromagnetik alanlarla iletişimin yaygınlaştığı çağımızda bu dalgaların değişik ortamlardan geçişinin incelenmesi önemli bir konudur. Böyle bir geçiş için en basit yapılardan birisi iki düzlem arasında kalmış kayıplı bir dielektrik dir. Bu yapıya bir düzlemsel dalga geldiğinde, bir kısım enerji iletilir ve yapının öbür tarafına geçer, bir kısım enerji de yansır ve geri döner. Ortamın iletkenliğinden dolayı bir kısım enerji ortamın içinde yutulur ve ısıya dönüşür, buna iletkenlik kaybı diyoruz.

Yukarıda anlatılan yayılım probleminde, ortamın iletkenlik sabitinin sıfır olduğunu düşünürsek, bu bir mükemmel dielektriktir ve bu durumda kayıp yoktur. Aynı ortamın çok büyük (sonsuz) doğru artan bir iletkenlik sabiti olduğunu düşünürsek buda mükemmel iletken bütünü gelen enerjiyi geri yansır. Bu haldede kayıp yoktur. Dolayısıyla bu iki uç durumdada kayıp sıfır olduğunu biliyorsak arada bir optimum (maksimum) nokta olduğunu talimin edebiliriz.

Ortamın iletkenlik ve yalıtkanlık özelliğini belirleyen parametre  $n/\cos\theta$  olmasına rağmen problemin analizinin yapılarak iletkenlik kaybının (Pd) parametrelere bağımlılığını incelemek gerekir. İşte bu çalışmada Pd'nin optimum değerinin parametrelere bağımlılığı incelendi ve bir rezonans olayı olduğu görüldü

## 2-ÇÖZÜM

Problemin geometrisi Şekil 1'de verildiği gibi iki düzlem arasında kalan kayıplı bir dielektrik ortamdır. Bu

ortamın dielektrik sabiti  $\epsilon_2$  (reel), magnetik geçirgenliği  $\mu_2$ , iletkenlik sabiti  $\sigma$  ve kalınlığı  $d$  dir. Düzlemsel bir elektromagnetik dalga bu ortama dik olarak gelmektedir. Problem böyle bir dalganın bu ortamdaki geçişinin incelenmesidir [1]. Şekil 1'de belirtilen üç ayrı ortamdaki elektrik alanlar şöyle tanımlanır.

$$\vec{E}^1 = (E_{1o}e^{jk_2z} + E_{1r}e^{-jk_2z})\vec{a}_y \quad (D)$$

$$\vec{E}^2 = (E_{2o}e^{jk_2z}e^{-\alpha z} + E_{2r}e^{-\alpha(z+d)}e^{-jk_2(z+d)})\vec{a}_y \quad (2)$$

$$\vec{E}^3 = E_{3o}e^{k_1z}\vec{a}_y \quad (3)$$

Yukarıdaki denklemlerdeki bazı parametreler şöyle verilmektedir.

$$k_{z2} = \omega\sqrt{\mu_2\epsilon_2} \quad (4)$$

$$a = \omega\sqrt{\frac{\mu_2\epsilon_2}{2}} \left[ \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon_2}\right)^2} - 1 \right]^{1/2} \quad (5)$$

$$k_{z1} = \omega\sqrt{\frac{\mu_1\epsilon_1}{2}} \left[ \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon_2}\right)^2} + 1 \right]^{1/2} \quad (6)$$

Magnetik alanlar da düzlemsel dalga yaklaşımıyla bulunur. Elektrik ve magnetik alan vektörlerinin yönlerinde Şekil 1'de gösterilmiştir. Yukarıdaki formüllerde gelen dalganın şiddeti  $E_o$  nun bilindiğini kabul ederiz ve  $E_o = E_{1o}/\epsilon_2$ ,  $E_{1r}$  ve  $E_{2o}$  yansıyan ve geçen dalgaların şiddetleridir ve bulunması gereken parametrelerdir. Sınır koşulları iki ayrı düzlemde uygulanır. Bu şartlar  $z=0$  düzleminde  $E^1(z=0) = E^2(z=0)$  ve  $H^1(z=0) = H^2(z=0)$ .  $z=-d$  düzleminde sınır şartları  $E^2(z=-d) = E^3(z=-d)$  ve  $H^2(z=-d) = H^3(z=-d)$  dir

Enerjinin korunumuda aşağıdaki denklemlerle verilir [2].

$$P_i + P_d + j2\omega W_m \sim W_e = 0 \quad (7)$$

$$P_t = \frac{1}{2} \iint_S \vec{B} \cdot \vec{H} \, d\vec{S} \quad (8)$$

$$P_a = \frac{1}{2} \iiint_V \sigma |\vec{E}|^2 \, dV \quad (9)$$

$$* \iint_{A_{JJ}} |\vec{W}|^2 \, dV \quad (10)$$

$$W_e = \frac{1}{4} \iiint_V \epsilon_2 |\vec{E}|^2 \, dV \quad (11)$$

$P_e$  S yüzeyinden çıkan güçtür.  $W_m$  ve  $W_e$ 'de V hacminde depolanan magnetik ve elektrik enerjilerdir. Yukarıdaki bütün parametreler zaman ortalama cinsindedir ve V hacminde ikinci bölgede, iki düzlem arasında kalan sonlu bir bölgedir. Denklem (7) gerçek ve sanal kısımlarına ayrıldığı zaman iki denklem elde edilir. Gerçek kısım şöyledir.

$$\frac{1}{2} \iint_S \text{Re}(\vec{E} \times \vec{H}) \cdot d\vec{S} + P_a = 0 \quad (12)$$

İkinci ortamdaki elektrik ve magnetik alan ifadeleri burada yerine konursa denklem (12) ispat edilir.

Bulmaya çalıştığımız parametre V hacmi içinde (2. bölgede) yutulan güç  $P_a$ 'dir. Bu iletkenlik kaybı (9) denkleminden elde edilir veya (12) denkleminde  $\vec{E}$  ve  $\vec{H}$  (2. bölgedeki elektrik ve magnetik alan vektörleri) yerine  $z=0$  ve  $z=-d$  düzlemlerindeki sınır değerleri yerine konulabilir. Böylece  $P_a$  aşağıdaki gibide elde edilir.

$$P_a = P_r - P_t - P_e = \frac{1}{2\eta_0} E_{io}^2 (1 - |F|^2 - |f|^2) \quad (13)$$

Burada  $P_r$  ve  $P_t$  yansıyan ve iletilen güç.  $r_0$  havanın özgül impedansı. ayrıca R ve T de yansıma ve iletme katsayılarıdır. Bu çalışmada Pd şaikanda anlatılan iki ayrı yöntemle elde edildi.

### 3- ELDE EDİLEN SONUÇLAR

Burada iletkenlik kaybının gelen güce oranı (PJ/PI) incelendi. Sonuçlar yukarıda anlatılan iki ayrı yöntemle elde edildi ve aynı sonuçlar bulundu.  $\eta_0$  parametresinin bize iletkenlik hakkında genci bir bilgi verdiğini biliyoruz. Fakat bu yeterli olmayıp problemin

analizinin verilen geometri için yapılması gerekir. Buna göre artan  $\alpha/\omega$  m sürekli olarak artan bir iletkenlik vermesi gerekir, fakat PJ/PI bir maksimum değere sahiptir. Şekil 2'de PJ/PI 'nin a/m 'ya bağlılığı farklı  $\epsilon_2$  değerleri için gösterilmiştir. Artan a/co, zayıflama katsayısını (attenuation constant) artırır, alan hızla zayıflar ve dolayısıyla iletkenlik kaybıda azalır. Öte yanda a/co azalınca iletkenlik azaldığı için  $P_a/P_t$  yine azalır ve arada bir optimum değer vardır. Ayrıca bu optimum değer artan  $\epsilon_2$  ile azalır ve hafifçe pozisyonu artar. Şekil 3'de Pd/PI "nin  $\epsilon_2$  ye farklı a/m değerleri için bağlılığı gösterilmiştir. Bu değişim belli bir değerden sonra başlayan ve sürekli osilasyonlar şeklindedir. Bu osilasyonların başlaması için geçiş kalınlığının (penetration depth) ikinci ortamın kalınlığına oranının (8/d) 0.5 'den büyük olması gerekir. Çünkü küçük 8/d değerleri için iki düzlemin birbiriyile etkileşimi zayıf olur. Dolayısıyla a/a büyünce dalgalanma daha büyük bir  $\epsilon_2$  değerinde başlar. Ayrıca bu osilasyonların maximum değerlerinde, ikinci ortamın kalınlığının (d) aynı ortamdaki dalga boyunun ( $\lambda_2$ ) yansının katları olduğunu gözledik ( $d=n_2 \lambda_2/2$ ). Toplam reaktif güçde  $2o)(W_m - W_e)$  bu maksimumlarda sıfır olmaktadır. Dolayısıyla bu osilasyonların bir rezonans olayı olduğunu söyleyebiliriz.

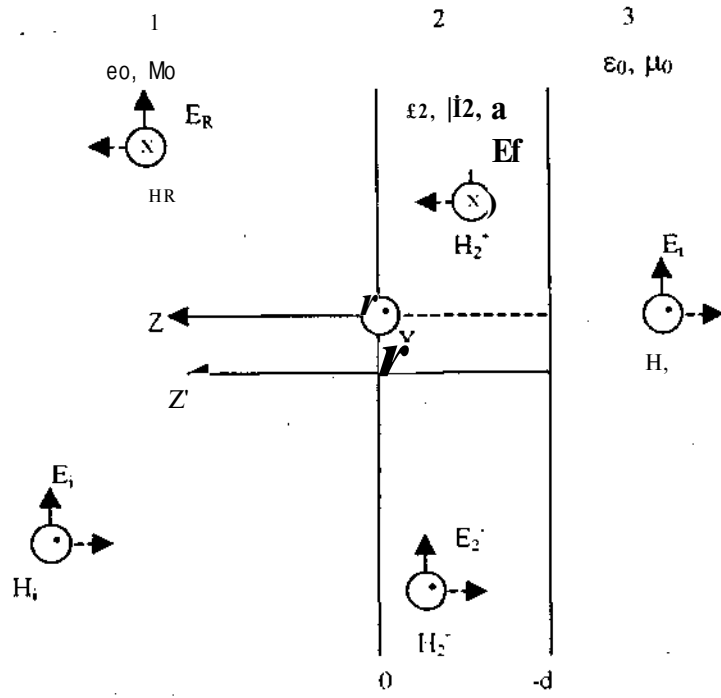
Şekil 4(a)'da Pd/PI'nin a/o'ya bağlılığı farklı kalınlık (d) değerleri için çizildi ve d andıkça iletkenlik kaybının arttığı gözlemlendi. Ayrıca belli bir kalınlıktan sonra iletkenlik kaybı sabit kalır. Bu saturasyon küçük o/a değerleri için daha büyük bir kalınlıkta oluşur (Şekil 4(b)): Çünkü küçülen  $n/m$  geçiş kalınlığını artırır, dolayısıyla d. 6/d'yi yaklaşık olarak 0.5 de tutacak şekilde daha kalın bir değere ulaşır.

### 4-SONUÇ

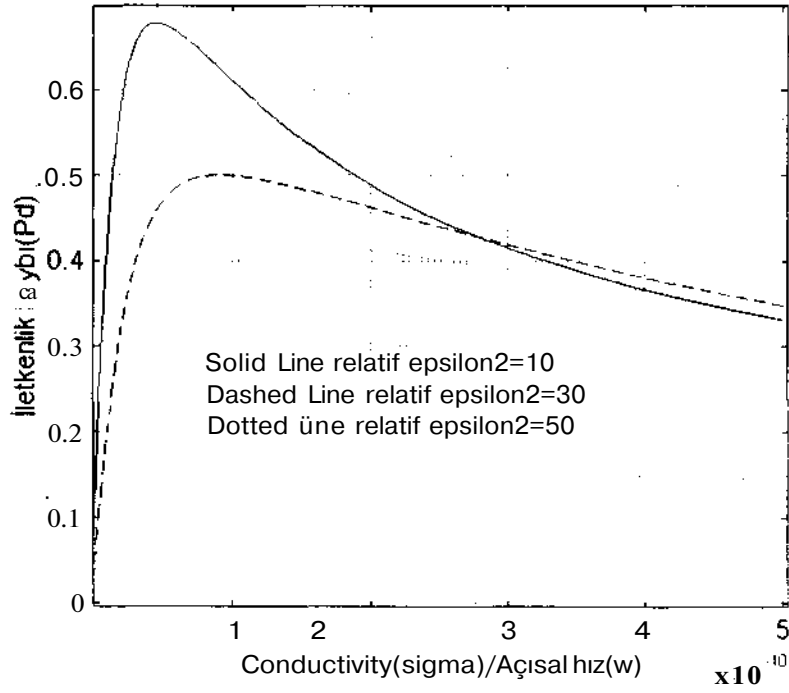
Bu çalışmada düzlemsel dielektrik ortamdan elektromagnetik bir düzlemsel dalganın geçişi incelendi. İletkenlik kaybında bir optimum gözlemlendi ve bu optimum elektromagnetik teoride iletkenliğin modelleniş şekliyle izim edildi. Fakat iletkenliğin atomik düzeydeki izah şeklinden kaçınıldı

### REFERANSLAR

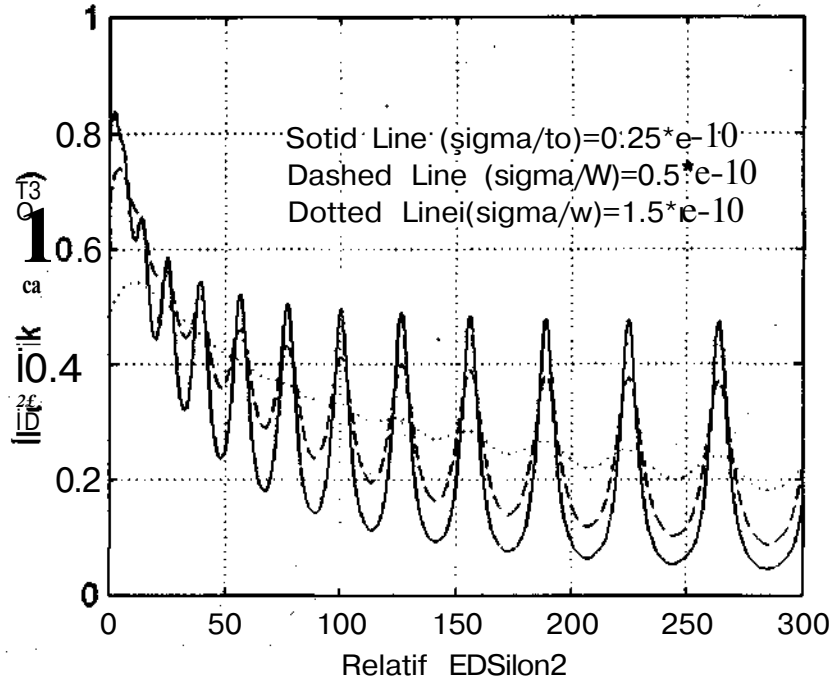
- [1] David K.Çlncng. "Field and Wave Electromagnetics" Addison-NVcsley. i w;
- [2] Constanime A. Balanis. "Advanced Engineennng Electromagnetics" John \\ile\ and Sons. 1989



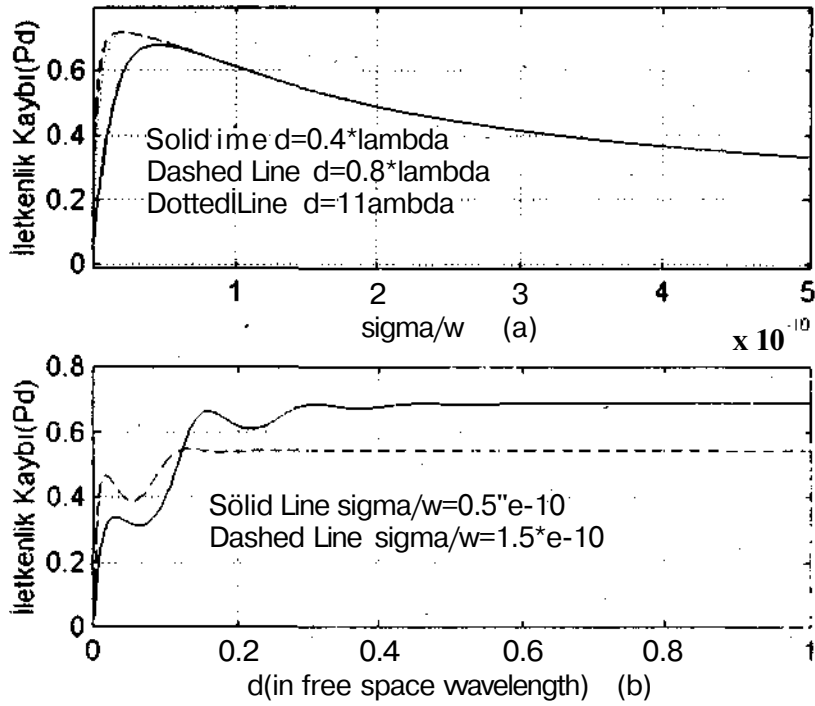
Şekil 1: Problemin geometrisi



Şekil 2: İletkenlik kaybının ( $P_d$ )  $a/\lambda$ 'ya üç farklı relatif dielektrik sabiti (ikinci ortamın) için bağılılığı gösterilmiştir. Kalınlık (ikinci ortamın)  $d=0.4 \cdot \lambda$  (boş uzay için) dir.



Şekil 3: İletkenlik kaybının (Pd) ikinci ortamın relatif dielektrik sabitine üç ayrı  $a/\omega$  değeri için bağılılığı gösterildi. Kalınlık  $0.4 \cdot \lambda$  (boş uzay için) dir.



Şekil 4: (a) İletkenlik kaybının (Pd)  $a/\omega$ 'ya üç farklı kalınlık için bağılılığı gösterildi. İkinci ortamın relatif dielektrik sabiti 10 dur (b) İletkenlik kaybının (Pd) kalınlığa bağılılığı iki ayrı  $a/\omega$  değeri için gösterildi. Kalınlık boş uzaydaki dalga boyu cinsinden ve ikinci ortamın relatif dielektrik sabiti 10 dur.

# KAMA ŞEKLİNDEKİ BİR DİELEKTRİK MADDENİN MİKRODALGA İLE ISITILMASI

Sedef KENT

istanbul Teknik Üniversitesi  
Elektrik-Elektronik Fakültesi  
Elektronik ve Haberleşme Bölümü  
80626, Maslak, istanbul  
E-mail : kent@ehb.itu.edu.tr

Emin Fuad KENT

istanbul Teknik Üniversitesi  
Makina Fakültesi  
Termodinamik Anabilim Dalı  
80191 Gümüşsüyü istanbul  
fkent@burgaz.mkn.itu.edu.tr

## ABSTRACT

*This work deals with the effect of the container shape on microwave heating. By putting waste materials into specially designed wedge shape containers, the speed of heating is drastically improved. The total energy absorbed in a material is estimated by the absorption coefficient, and the absorption of the electromagnetic energy depends largely on the wedge angle. To determine the absorption coefficient, the inner electric field is calculated for different wedge angles under the plane wave illumination. The temperature distributions are also presented for two different wedge angles.*

## 1. GİRİŞ

Mikrodalga ile ısıtma tekniği endüstriyel, ticari, tıbbi ve bilimsel alanda yaygın olarak uygulama alanı bulmaktadır [1]. Mikrodalgalarla ısıtma atık maddelerin imhası için çevresel olarak güvenilir bir yöntemdir. Atıkların yok edilmesi sırasında yüksek verim en önemli faktördür.

Elektromagnetik olarak ısıtılacak cismin kompleks dielektrik sabiti

$$\epsilon = \epsilon_0 (\epsilon' - j \epsilon'') \quad \text{--} \quad \epsilon_0, (\epsilon' - j \epsilon'' / \cos \delta) \quad (1)$$

olarak ifade edilir. Burada  $\epsilon_0 = 8.85418 \cdot 10^{-12}$  F/m boşluğun dielektrik geçirgenliği,  $\epsilon'$  and  $\epsilon''$  bağıl dielektrik sabitinin reel ve sanal kısımları,  $\delta$  S/m cinsinden iletkenlik,  $\omega$  ise alanın açısal frekansıdır. Ortamın kayıp faktörü  $f''$

$$\epsilon'' = \epsilon' \tan \delta \quad (2)$$

şeklinde tammanır ( $S$  kayıp açısıdır).

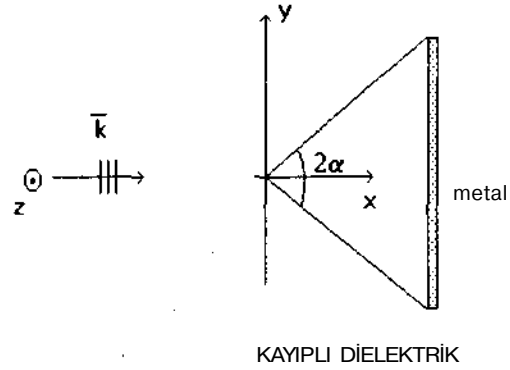
Cismin içindeki alan dağılımı bilinirse temel ısıtma denklemi: [2]

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho_{\text{total}} \quad (3)$$

olarak yazılır. Cisim içindeki elektrik alanı  $E$  gelen alandan farklıdır ve ışın optik tekniği, iteratif teknikler, integral denklem, varyasyonel teknikler, moment metodu gibi sayısal bir yöntemle çözümlenmelidir [3] - [4].

## 2. TEMEL DENKLEMLER

Şekil 1 de görüldüğü gibi bir harmonik dalganın kayıplı dielektrik bir cismi aydınlattığını varsayalım. Kayıplı maddenin magnetik geçirgenliği serbest uzayınki gibi olsun ( $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  H/m) ve cisim metal bir düzlemle sonlandırılınsın. Zaman faktörü  $\exp(+j \omega t)$  olarak alınsın.



Şekil 1. Problem geometrisi

Gelen elektrik alan bileşeni  $E_z$  sadece  $z$  bileşenine sahiptir.

$$E_z = E_0 \exp(-j k r) \quad (4)$$

$E_0$  sabit,  $k$  serbest uzay propagation vektörüdür.

$$k = k_0, \quad k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \quad (5)$$

$k_0$  dalga sayısı,  $\lambda$  serbest uzay dalgaboyu,  $r$  yarıçap vektörüdür.

$$\mathbf{r} = \mathbf{e}_x x \quad (6)$$

Bu durumda elektrik alan

$$\mathbf{E}_i = e_2 E_0 \exp(-j k_0 x) \quad (7)$$

şeklinde ifade edilir. +x doğrultusunda propagasyon yapan ve E ile karakterize edilen üniform düzlem dalgaya ilişkin magnetik alan ise [5]

$$\mathbf{H} = -e_y (E_0 / 1207i) \exp(-jk_0 x) \quad (8)$$

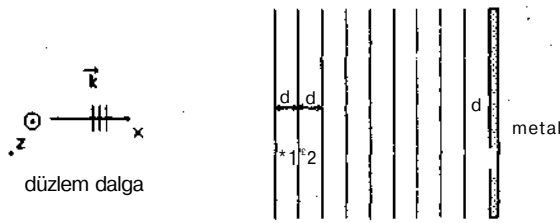
$r = |E| / |H|$  oranı dalga empedansını verir ve boşlukta

$$\eta_0 = (\mu_0 / \epsilon_0)^{1/2} = 120 \pi \approx 377 \Omega \quad (9)$$

Bu yaklaşımda kayıplı dielektrik malzeme Şekil 2 de görüldüğü gibi sonsuz sayıda kaskat bağlı transmisyon hattı olarak modellenmiştir. Hat sayısını N olarak sınırlar ve ilk hattın bir metal levha ile sonlandırıldığını kabul edersek, her transmisyon hattı seçilen malzemeye bağlı olarak farklı bir dielektrik sabitine ve karakteristik empedansa sahip olacaktır.  $r_j$  i. hattın karakteristik empedansdır ve

$$\eta_i = |E_i| / |H_i| = \eta_0 / (\epsilon_i)^{1/2} \quad (10)$$

şeklinde tanımlanır.



Şekil 2. Kayıplı dielektrik cismin transmisyon hat modeli

$\gamma$  i. hattın propagasyon sabitidir.

$$\gamma_i = j \omega (\mu_0 \epsilon_i)^{1/2} \quad (11)$$

$Z_L$  empedansı ile sonlandırılmış, karakteristik empedansı  $r$  olan sonlu bir transmisyon hattının giriş empedansı Şekil 3 te de görüldüğü gibi [6]

$$Z_{in} = \eta \frac{Z_L + \eta \tanh \gamma l}{\eta + Z_L \tanh \gamma l} \quad (12)$$

dir. Yük yansımaya katsayısı

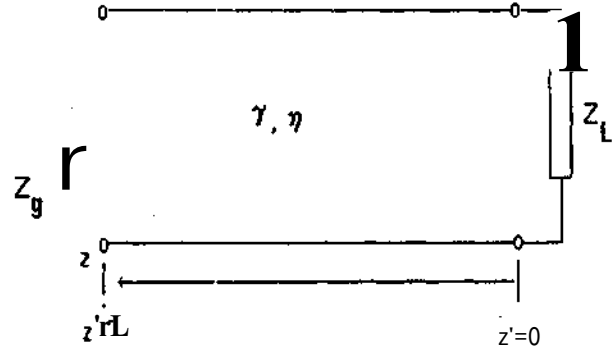
$$\Gamma = \frac{Z_L - \eta}{Z_L + \eta} \quad (13)$$

ve transmiyon karsayısı

$$T = \frac{2\eta}{Z_L + \eta} \quad (14)$$

veya

$$x = 1 + \Gamma \quad (15)$$



Şekil 3.  $Z_L$  yükü ile sonlandırılmış transmisyon hattı

Duran dalga oranı S ise

$$S = \frac{|E|_{max}}{|E|_{min}} = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|} \quad (16)$$

şeklinde dir. Soğurma katsayısı ne kadar büyükse, toplam enerji de o kadar büyük olacaktır, i. hattaki sıcaklık artışı

$$AT = e^{-\alpha} |E_s|^2 \quad (17)$$

olur.

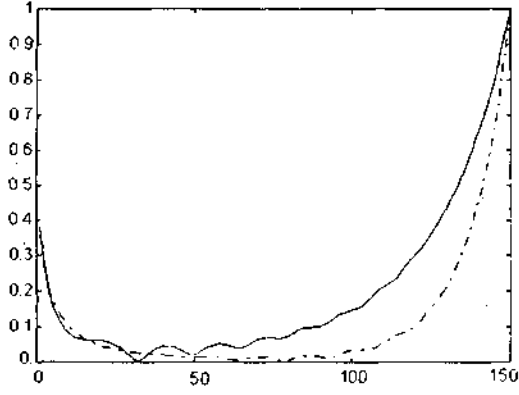
### 3. SAYISAL SONUÇLAR

Özel olarak tasarlanmış kama şeklinde bir kabın atık malzeme ile doldurulduğu varsayılmış ve iç elektrik alan kaskat bağlı transmisyon hat modeli ile hesaplanmıştır V şeklindeki geometri dolayısıyla kabın ucuna yaklaştıkça dielektrik sabitleri azalır. Cisim içindeki yansımaya katsayısı iki farklı atık malzeme ve açı değeri için hesaplanmıştır. Şekil 4-(a) and (b) köşe açısının 15° ve 55° olması durumunda yansımaya katsayılarını göstermektedir. Uygulanan frekans 2.45 GHz, hat sayısı N=150 dir.

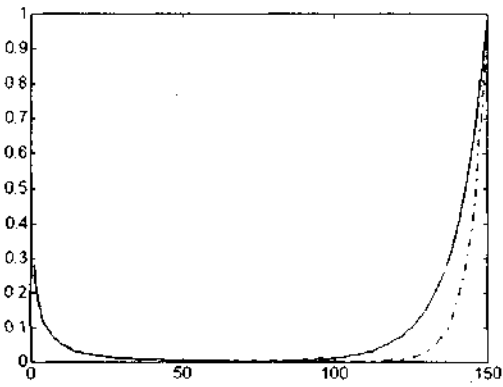
15° and 55° lik köşe açıları ve  $\epsilon = 81 - j10$  için elektrik alan dağılımı Şekil 3-(a) ve (b) de.  $\epsilon = 57.3 - j15.8$  için ise Şekil 6-(a) ve (b) de verilmiştir. Şekil 5-(a) içteki elektrik alanının hızla azaldığını; göstermektedir. Şekil 5-(b) de ise duran dalgalar gözlenmektedir. Benzer karakteristikler  $f = 57.3 \cdot 10^8$  Hz Şekil 6-(a) ve (b) de de görülmektedir.

Aynı köşe açısı, ve  $\epsilon = 81 - j10$  için sıcaklık dağılımları Şekil 7-(a) ve (b) de verilmiştir. Şekil 7-(a) sıcaklık dağılımının köşede maksimum olduğunu ve metale yaklaştıkça  $h^2 \cdot I$

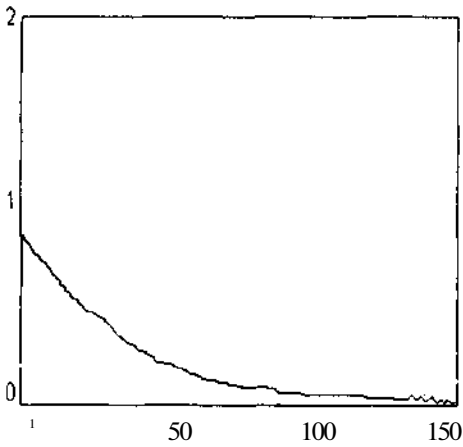
azaldığını göstermektedir. Şekil 7-(b) de birkaç sıcaklık tepesi gözlenmiştir. Pratikte bu tepeler V şeklinde bir yapı içinde ısıtma yapmanın avantajlı yanını göstermektedir.



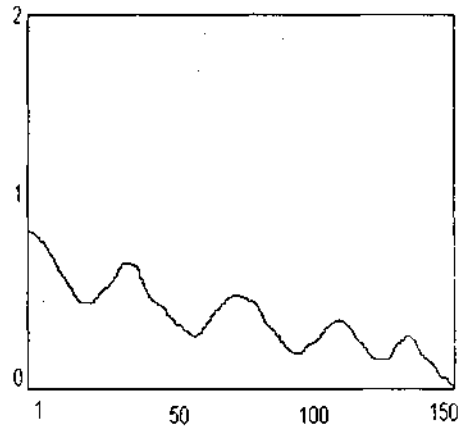
Şekil 4 (a) 15° köşe açısı için yansıma katsayısı,  $e=81-j 10$  (düz çizgi),  $e=57.3-j 15.8$  (kesikli çizgi)



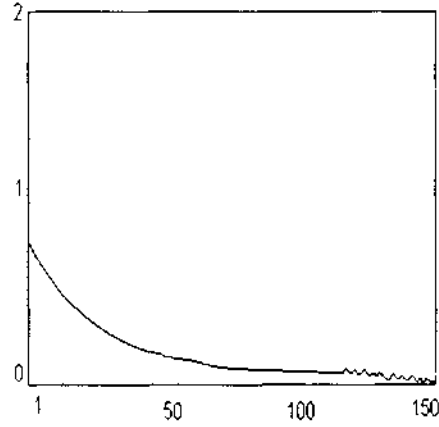
Şekil 4 (b) 55° köşe açısı için yansıma katsayısı,  $e=81-j10$  (düz çizgi),  $e=57.3-j 15.8$  (kesikli çizgi)



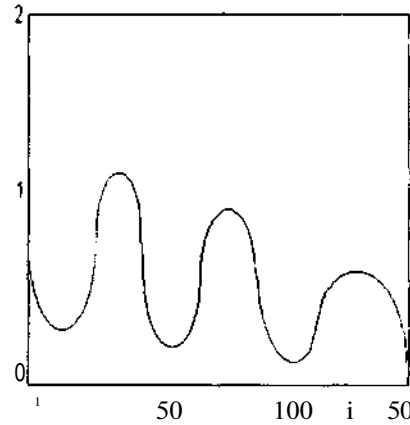
Şekil 5-(a) 15° köşe açısı ve  $e=81-j 10$  için elektrik alan dağılımı



Şekil 5-(b) 55° köşe açısı ve  $e=81-j 10$  için elektrik alan dağılımı



Şekil 6-(a) 15° köşe açısı ve  $E=57.3-j15.8$  için elektrik alan dağılımı



Şekil 6-(b) 55° köşe açısı ve  $e=57.3-j 15.8$  için elektrik alan dağılımı

Bu durumda elektrik alan

$$E_1 = e_z E_0 \exp(-j k_0 x) \quad (7)$$

şeklinde ifade edilir. +x doğrultusunda propagasyon yapan ve E ile karakterize edilen üniform düzlem dalgaya ilişkin magnetik alan ise [5]

$$H = -e_y (E_0 / 1207) \exp(-j k_0 x) \quad (8)$$

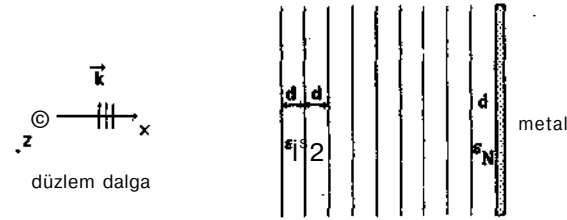
$T = |E| / |H|$  oranı dalga empedansını verir ve boşlukta

$$\eta_0 = (\mu_0 / \epsilon_0)^{1/2} \approx 120 \pi \approx 377 \Omega \quad (9)$$

Bu yaklaşımda kayıplı dielektrik malzeme Şekil 2 de görüldüğü gibi sonsuz sayıda kaskat bağlı transmisyon hattı olarak modellenmiştir. Hat sayısını N olarak sınırlar ve ilk hattın bir metal levha ile sonlandırıldığını kabul edersek, her transmisyon hattı seçilen malzemeye bağlı olarak farklı bir dielektrik sabitine ve karakteristik empedansa sahip olacaktır.  $r_1$  i- hattın karakteristik empedansdır ve

$$\eta_i = |E_i| / |H_i| = \eta_0 / (\epsilon_i)^{1/2} \quad (10)$$

şeklinde tanımlanır.



Şekil 2. Kayıplı dielektrik cismin transmisyon hat modeli

$\gamma_i$  i. hattın propagasyon sabitidir.

$$\gamma_i = j \omega (\mu_0 \epsilon_i)^{1/2} \quad (11)$$

$Z_L$  empedansı ile sonlandırılmış, karakteristik empedansı  $r_1$  olan sonlu bir transmisyon hattının giriş empedansı Şekil 3 te de görüldüğü gibi [6]

$$Z_{in} = \eta \frac{Z_L + \eta \tanh \gamma l}{\eta + Z_L \tanh \gamma l} \quad (12)$$

dir. Yük yansımaya katsayısı

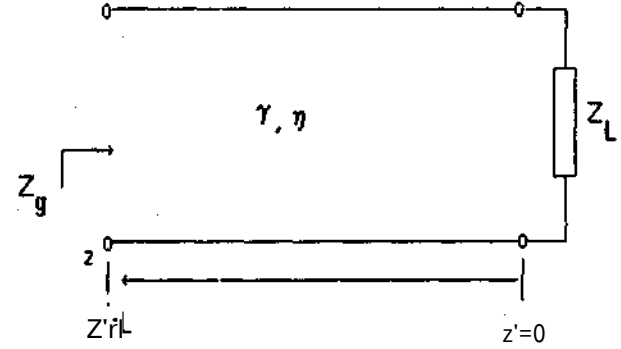
$$\Gamma = \frac{Z_L - \eta}{Z_L + \eta} \quad (13)$$

ve transmisyon katsayısı

$$T = \frac{2 Z_L}{Z_L + \eta} \quad (14)$$

veya

$$x = 1 + \Gamma \quad (15)$$



Şekil 3.  $Z_L$  yükü ile sonlandırılmış transmisyon hattı

Duran dalga oranı S ise

$$S = \frac{|E|}{|E|_{\min}} = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|} \quad (16)$$

şeklinde dir. Soğurma katsayısı ne kadar büyükse, toplam enerji de o kadar büyük olacaktır, i. hattaki sıcaklık artışı

$$AT = \epsilon_i'' |E_i|^2 \quad (17)$$

olur.

### 3. SAYISAL SONUÇLAR

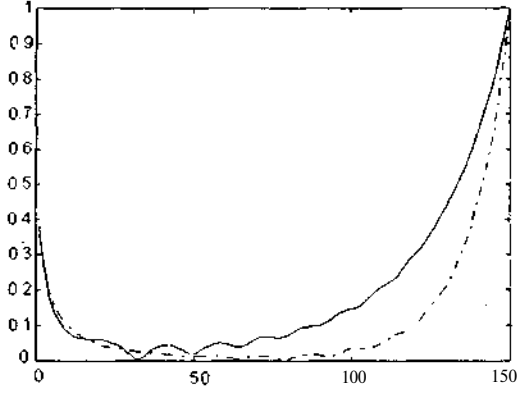
Özel olarak tasarlanmış kama şeklinde bir kabın atık malzeme ile doldurulduğu varsayılmış ve iç elektrik alan kaskat bağlı transmisyon hat modeli ile hesaplanmıştır. V şeklindeki geometri dolayısıyla kabın ucuna yaklaştıkça dielektrik sabitleri azalır. Cisim içindeki yansımaya katsayısı iki farklı atık malzeme ve açı değeri için hesaplanmıştır. Şekil 4-(a) and (b) köşe açısının 15° ve 55° olması durumunda yansımaya katsayılarını göstermektedir. Uygulanan frekans 2.45 GHz hat sayısı N=150 dir.

15° and 55° lik köşe açıları ve  $\epsilon = 81 - j10$  için elektrik alan dağılımı Şekil 5-(a) ve (b) de.  $\epsilon = 57.3 - j15.8$  için ise Şekil 6-(a) ve (b) de verilmiştir. Şekil 5-(a) içteki elektrik alanının hızla azaldığını göstermektedir. Şekil 5-(b) de  $\hat{r}$ 'e duran dalgalar gözlenmektedir. Benzer karakteristikler  $F = 57.3 - j15.8$  Şekil 6-(a) ve (b) de de görülmektedir.

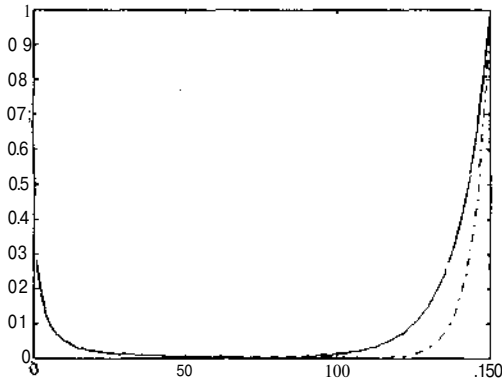
Aynı köşe açısı ve  $\epsilon = 81 - j10$  için sıcaklık dağılımları Şekil 7-(a) ve (b) de verilmiştir. Şekil 7-(a) sıcaklık dağılımının köşede maksimum olduğunu ve metale yaklaştıkça  $h_i^2$ '



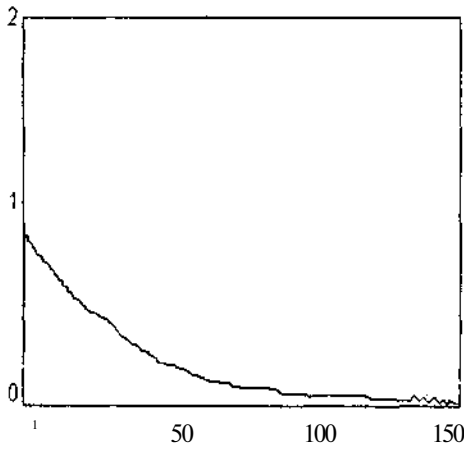
azaldığını göstermektedir. Şekil 7-(b) de birkaç sıcaklık tepesi gözlenmiştir. Pratikte bu tepeler V şeklinde bir yapı içinde ısıtma yapmanın avantajlı yanını göstermektedir.



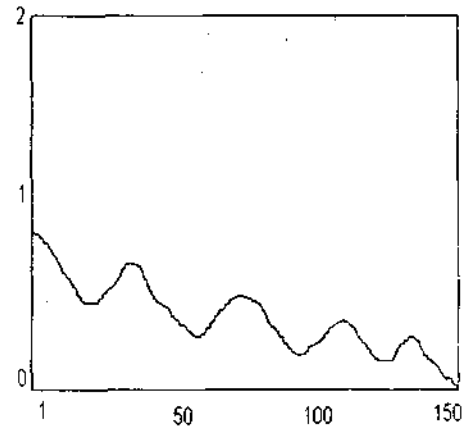
Şekil 4 (a) 15° köşe açısı için yansımaya katsayısı,  $e=81-j!0$  (düz çizgi),  $e=57.3-j 15.8$  (kesikli çizgi)



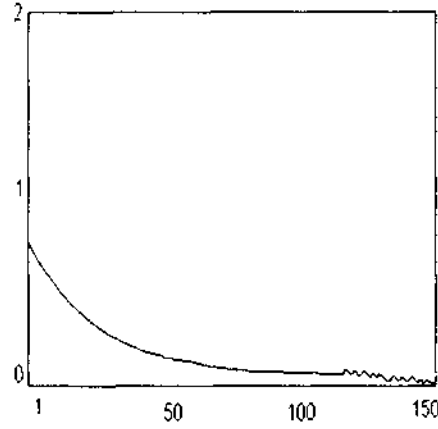
Şekil 4 (b) 55° köşe açısı için yansımaya katsayısı,  $E=81-j!0$  (düz çizgi),  $e=57.3-j 15.8$  (kesikli çizgi)



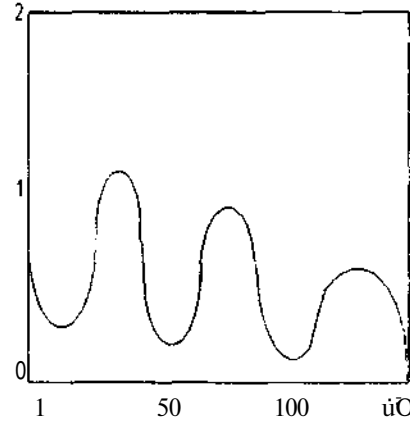
Şekil 5-(a) 15° köşe açısı ve  $e=81-j 10$  için elektrik alan dağılımı



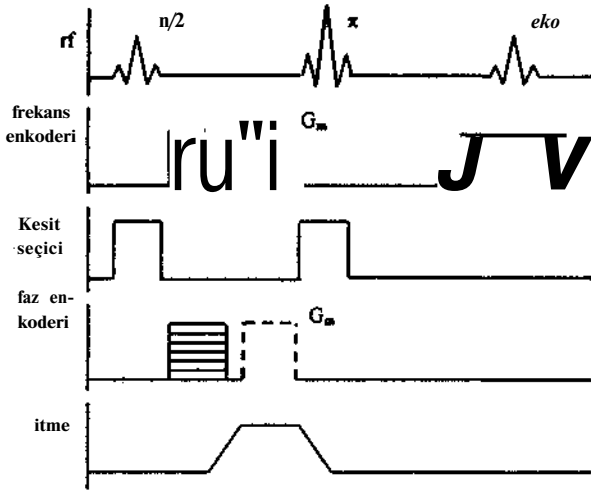
Şekil 5-(b) 55° köşe açısı ve  $e=81-j!0$  için elektrik alan dağılımı



Şekil 6-(a) 15° köşe açısı ve  $e=57.3-j!5.8$  için elektrik alan dağılımı



Şekil 6-(b) 55° köşe açısı ve  $e=57.3-j!5.8$  için elektrik alan dağılımı



Şekil 1 : Harekete duyarlı eden MR darbe dizisi

x-y düzleminde görüntü alan standart FID sinyali:

$$S(t, g_y) = \iint M^0(x, y) e^{-j(\gamma g_y x + \gamma g_y y)} dx dy \quad (1)$$

T süresince  $G_m$  uygulandığında

$$S_g(t, g_y) = \iint M^0(x, y) e^{-j\gamma(g_y x + G_m \tau + g_y y)} dx dy \quad (2)$$

itmeyle beraber her bir nokta x yönünde  $Ax$  kadar kayar

$$S_{mg}(t, g_y) = \iint M^0(x, y) e^{-j\gamma(g_y x + G_m \tau(x + \Delta x) + g_y y)} dx dy \quad (3)$$

$Ax$ ,  $x$  ve  $y$ 'den bağımsız olduğu için onunla ilgili faz terimini integralin dışına alabiliriz

$$S_{mg}(t, g_y) = e^{-j\gamma G_m \tau} \iint M^0(x, y) e^{-j\gamma(g_y x + G_m \tau + g_y y)} dx dy \quad (4)$$

MR görüntüsünü elde etmek için FID sinyaline geri Fourier dönüşümü uygulanır. Böylece kompresyon uygulanmamış MR görüntüsünü  $M_g$  ile temsil edersek

$$M_g(x, y) = IFT(S_g(Lg_y)) \quad (5)$$

kompresyon uygulanmış MR görüntüsü

$$M_{mg} = IFT(S_{mg}(t, g_y)) = e^{-j\gamma G_m \tau} M_g(x, y) \quad (6)$$

olur. İki görüntünün oranı alındığında x yönündeki yerdeğiştirmelerle doğru orantılı faz görüntüsü elde edilmiş olur.

$$\phi = \gamma G_m \tau \Delta x \Rightarrow \Delta x = \frac{\phi}{\gamma G_m \tau} \quad (7)$$

Yerdeğiştirme görüntüsünün elde edilmesi bu şekilde açıklandıktan sonra elastisite dağılımının bulunabilmesi için

görüntü oluşturma tekniği geliştirildi ve bu algoritma benzetim modelleri ile test edildi.

### 3. ELASTİSİTEDE BENZETİM MODELLERİ

#### 3.1 İleri Problem

Birçok fizik problemde geri problemin (GP) çözülebilmesi için ileri problemin (İP) tam anlamıyla anlaşılması gerekir. Elastografide İP'yle bilinen bir elastisite dağılımı, sınır koşulları ve deformasyon karşısındaki yerdeğiştirmeler hesaplanır. Bulunan yerdeğiştirmelerden sekildeğiştirme (strain) ve gerilme (stress) de hesaplanabilir. Bu çalışmada İP sonlu elemanlar yöntemi (SEY) ile çözülmüştür [7].

3 boyutlu deforme olmuş bir hacimde Kartezyen koordinatları  $X=(x_1, x_2, x_3)$  diye tanımlanırsa yerdeğiştirme vektörü de  $U=(u_1, u_2, u_3)$  olarak tanımlanabilir. Dış kuvvet karşısındaki deformasyonunu açıklamak için, doku isotropik süreğen elastik bir ortam olarak modellenebilir. Böyle bir durum için gerilme/şekildeğiştirme bağıntısı verilmiştir [4,5]

$$\tau_{ij} = 2J\epsilon_{ij} + \hat{A}S_{ij}e_{mn} \quad (8)$$

burada  $\mu$  ve  $\lambda$ , E'nin Elastic Modulus,  $\nu$ 'nin de Poisson oranı olarak tanımlandığı Lamé sabitleridir.

$$\mu = \frac{E}{2(1 + \nu)}, \quad \lambda = \frac{E\nu}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)} \quad (9)$$

$\epsilon_{ij}$  yerdeğiştirmeyi,  $E_{ij}$  gerilimi ve  $\delta_{ij}$  ise aşağıdaki gibi tanımlanan Kronecker delta'yı ifade etmektedir.

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{if } i = j \\ 0 & \text{if } i \neq j \end{cases} \quad (10)$$

$$e_{mn} = \text{div}U = e_{11} + e_{22} + e_{33} \quad (11)$$

Statik dengede Newton'un hareketi tanımlayan 2. kanununun en genel formu

$$\sum_{j=1}^3 \frac{\partial \Gamma_{ij}}{\partial x_j} + f_i = 0, \quad i = 1, 2, 3 \quad (12)$$

$f_i$ , de, x, yönünde birim hacim eksi etki eden kütle kuvveti olarak verilmiştir. Sekildeğiştirme tensörüyle yerdeğiştirme tensörü  $\langle * \rangle$  arasındaki bağıntı

$$\langle * \rangle = \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (13)$$

olabilirse homojen bir ortam için 8. ve 13. denklemleri 12. denkleme koyarak

$$\mu \nabla^2 u_i + (\lambda + \mu) \frac{\partial e_{nn}}{\partial x_i} + F_i = 0 \quad (14)$$

denklemini elde ederiz. Daha açık haliyle

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{E}{2(1+\nu)} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} \delta_{ij} \frac{\partial u_n}{\partial x_n} \right] + f_i = 0 \quad (15)$$

15. denklem açılmış haliyle yerdeğıştirmeler cinsinden mekanik kütlelerin denge koşullarını açıklayan üç denklem verir. Bu model yalnızca kompres edilebilen maddeler için geçerlidir. Kompres edilemeyen maddede ( $\nu=0.5$ ), Lamé sabiti,  $X$ , sonsuza yaklaşır ve mekanik kütlelerin denge koşullarını açıklayan denklemler daha farklı olur. Yumuşak dokuların Poisson oranı 0.5'e yakındır [5]. Bu çalışmada Poisson oranı 0.492 alınmıştır.

Bu çalışmada yukarıdaki diferansiyel denklemler iki boyutta, yüzey yerdeğıştirme durumunda varsayılarak, verilen sınır koşullarıyla nümerik olarak çözülmüştür. Mekanik sınır koşulları :

$$\left( \sum_j \Gamma_{ij} n_j - F_i \right) / s(u, -uf) = 0, \quad i=1,2,3 \quad (16)$$

$n_j$  kütle yüzeyindeki birim normal vektörünün  $j$ 'ninci komponenti olarak verilmiştir. Denklemden de görülebileceği gibi sınır koşulları kuvvet olarak da, yerdeğıştirme olarak da tanımlanabilir.

### 3.2 Görüntü Oluşturma Algoritması (Geri Problem)

GP'de bilinen sınır koşulları ve yerdeğıştirmelerden elastisite dağılımı çözülmüştür.

GP çözümünde ilk koşul olarak, elastik dağılımı  $E$  olan homojen bir yapı varsayılır. Bu yapıya kompresyon uygulandığında, yapı,  $\vec{U} = (\epsilon, \nu)$  yerdeğıştirmesi gösterir.  $AE$  inhomojenitesine sahip bir yapıya kompresyon uygulandığında ise yerdeğıştirme dağılımı  $\vec{U} + A\vec{U}$  olur. Eğer bu elastik inhomojenite küçük ise, yerdeğıştirme dağılımındaki pertürbasyonla elastisitedeki pertürbasyon arasında lineer bir bağıntı olduğunu varsayabiliriz [6].

$$AU = S \& E \quad (17)$$

.kirada  $S$  matrisi duyarlılık (sensitivity) matrisidir. Bu matrisin her kolonu. SEY gridindeki her bir elemanın elastisitesini %1 mertebesinde arttırarak İP çözümünden elde edilen yerdeğıştirmelerin ilk durumdaki yerdeğıştirmelerle oranı alınarak bulunur. Elastisite dağılımını bulmak için

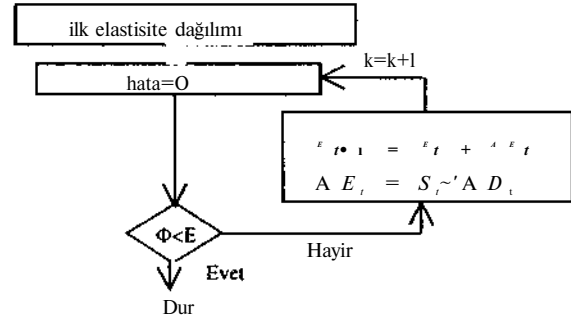
$$AE = S'AD$$

$$S' = yapayters\{S\} \quad (18)$$

$$E = E_{jkk} + .A\epsilon$$

formülasyonu kullanılır.

İlk çözümde de yaklaşık elastisite dağılımının çözülebilmeye rağmen her iterasyonda elastisite dağılımını ve duyarlılık matrisini güncelleştirerek iteratif bir yöntemle izlenebilir. Bu yöntemle İP'den elde edilen yerdeğıştirmelerden elastisite dağılımı tam olarak bulunabilmektedir.



Şekil 2 : İteratif yöntem için akış-çizelgesi

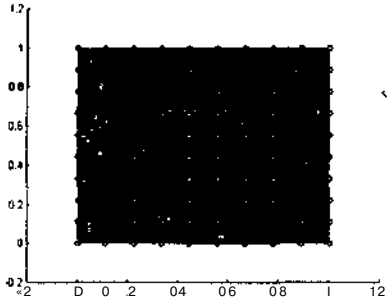
Duyarlılık matrisinin bulunması tekil değer ayrışmasıyla (singular value decomposition) yapılmıştır. Bu ayrışmada  $S$  matrisi  $D$ ,  $E$  ve  $V^T$  matrislerinin çarpımı olarak ifade edilir.  $D$  ve  $V$  matrisleri kare ve ortogonal matrisler olduğundan tersleri devriğine eşittir.  $E$  ise diogonal bir matristir ve tersi her bir elemanın tersi alınarak bulunur. Böylece  $S' = PTT^T D^T$  olarak bulunabilir. O zaman  $AE = VL^{-1} D^T AU$  olarak ifade edilebilir. Yani  $AE$  dağılımı  $V$  matrisinin herbir kolonunu  $Z^{-1} D^T AU$  çarpımının bir elemanı ile çarpıp üstüste ekleyerek elde edilebilir.  $V$  matrisinin ilk kolonlarında görüntünün düşük frekanslı bileşenleri bulunurken, son kolonlarında da yüksek frekanslı bileşenleri bulunmaktadır.  $E$  matrisinin elemanları bize tekil değerleri verir ve son değerleri problemin yapısına göre oldukça düşük olabilir.  $X^{-1} D^T AU$  çarpımında bu değerlerin tersi alındığından bunlar çok yüksek değerler çıkabilir ve elastisite görüntüsünü oluştururken eklenen son görüntüler görüntü gibi çıkabilir. Böylece her problemin yapısına uygun olarak son görüntülerden birkaçı atılabilir (truncation).

## 4. BENZETİM SONUÇLARI

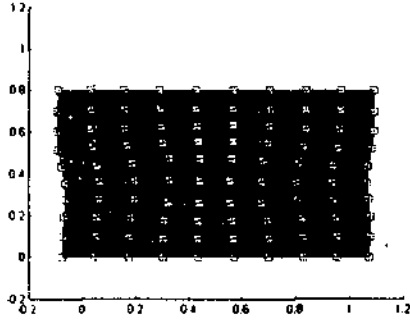
İP ve GP çözümlerinde ortasında çevresi yumuşak dokuyla çevrili ortasında sert kütle olan fantom tasarımı kullanılmıştır.

### 4.1 İP Çözümleri

İP'de SEY çözümünde dikkenar üçgenler kullanılmıştır. 162 elemanla 100 noktada çözüm yapılmıştır. Şekil 3'te yerdeğıştirme dağılımının ilk hali, Şekil 4'te ise basınç uygulandıktan sonraki hali gösterilmiştir.



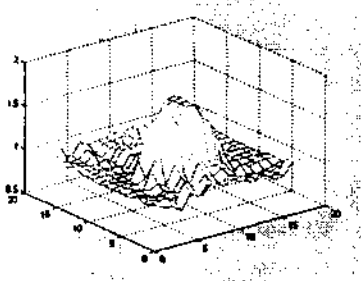
Şekil 3: Çevresi yumuşak dokuyla çevrili ortasında sert kütle olan fantom tasarımı.



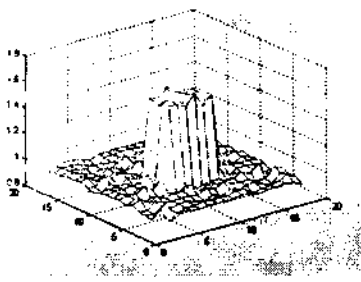
Şekil 4 : Yukarıdan basınç uygulandığında cismin aldığı şekil. Sınır koşulları olarak yukarıdaki yönünde  $-0.2$  kadar yerdeğiştirme uygulanmıştır.  $Y=0$ 'da  $\llcorner$  yönündeki yerdeğiştirmeler 0 alınmıştır.

#### 4.2 GP Çözümleri

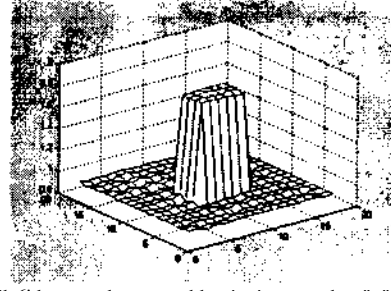
GP çözümlerinde, İP çözümünden elde edilen yerdeğiştirmelerden elastisite görüntüsü oluşturulmuştur. Şekil 5 ve 6'da aynı elastisite dağılımı farklı sınır koşullarıyla çözülmüştür. Şekil 7'de ise iterasyonla görüntünün nasıl iyileştiği gösterilmiştir.



Şekil 5 : İP'deki elastisite dağılımı ve sınır koşullarından elde edilen yerdeğiştirmeler  $\bullet$  ullanılarak oluşturulmuş elastisite dağılımı. Tekil değerlerin maksimumunun %1 42'sinden küçük olan tekil değerler (son 72 tekil değer) atılmıştır



Şekil 6 : Bu oluşturulmuş görüntüde yukarıdaki probleme ilave olarak, yapı, şanlardan sabitlenmiştir. Sınır koşullarına ilave olarak,  $X=0$ 'daki ve  $X=1$  'deki kenarların  $x$  yönündeki hareketi 0 alınmıştır. Tekil değerlerin maksimumunun  $^{\circ}o0$  17'sinden küçük olan tekil değerler (son 6 tekil değer) atılmıştır.



Şekil 7 : Şekil 6'da tanımlanan problemin iterasyonla çözümü. Şekilde 5. iterasyon sonunda oluşturulan görüntü verilmiştir.

#### 5. TARTIŞMA

Bu çalışmada MR görüntülerinden elde edilen yerdeğiştirme dağılımlarından elastisite görüntüsünün oluşturulması anlatılmıştır.

Benzetim sonuçlarından da görülebileceği gibi yeterli sınır koşuluyla elastisite dağılımı başarılı bir şekilde oluşturulmuştur. İterasyonlar arttıkça hata da azalmakta, elastisite dağılımı gerçek haliyle bulunabilmektedir. Örneğin, 1. iterasyonda  $18 \times 18$ 'lik bir gridda karesi alınmış toplam hata 5.9 iken, 5. iterasyonda hata 1.95'e düşmektedir. Tanımlanan sınır koşulları azaldıkça, görüntü de daha gürültülü çıkmakta ve eğer iterasyon metoduyla çözecekse iterasyonların da sayısı artmaktadır.

Yapılan gürültü analizlerinde yüksek kontrast küçük objede ortalama değeri yerdeğiştirmelerin ortalama değeri kadar gürültü eklendiğinde bile görüntü oluşturulabilmiştir. Düşük kontrast büyük objede ise yarısı kadar gürültü eklendiğinde görüntü oluşturulabilmiştir.

#### 6. KAYNAKÇA

- [1] R. Muthupillai, R.L. Ehman, 'Magnetic Resonance Elastography', *Nature Medicine*, Vol:2, No:5, 1996, p:601-603
- [2] K.J. Parker, S.R. Huang, R.A. Musulin, R.M. Lerner, 'Tissue Response to Mechanical Vibrations for Sonoelasticity Imaging', *Ultrasound in Med. & Biol.* Vol: 16, No:3, p:241-246
- [3] D.B. Plevves, I. Betty, S.N. Urchuk, I. Soutar, 'Visualizing Tissue Compliance with MR Imaging'. *JMRI* Vol:5, 1995, p:733-738
- [4] Ş.Y. Emelianov, A.R. Skovoroda. M.A. Lubinski, M.O'Donnell, 'Reconstructive Elasticity Imaging', *Acoustical Imaging*, Vol:21, ed J.P. Jones. Plenum Press, NewYork, 1995, p:24 1-252
- [5] F. Kallel, M. Bertrand, 'Tissue Elasticity Reconstruction Using Linear Perturbation Method', *IFF.F. Iran on Med. Imaging*, Vol: 15, No:3. 1996, p:299-3 13
- [6] F. Kallel, M. Bertrand, J. Ophir. I. Cespedes, 'Determination of F.lasticity Distribution in Tissue From Spatio-Temporal Changes in Ultrasound Signals', *Acoustical Imaging*, Vol:2!, Plenum Press, New York, 1995, p:433:443
- [7] R.T. Fenner, "Finite Element Methods for Engineers", The Macmillan Press LTD, 1975.