



**EMO**



**KTÜ**



**TÜBİTAK**

## ÖNSÖZ

Giderek gelenekselleşen Elektrik Mühendisliği Ulusal Kongrelerinin beşincisinde Trabzon'da buluşuyoruz. EMO ile KTÜ Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü'nün işbirliği ve TÜBİTAK'ın katkısıyla gerçekleşmekte olan Kongremizin başarılı ve verimli geçmesi umudundayız. Kongre sonuçlarından kıvanç duymak istiyoruz.

Kongre'de, bugüne kadar yapılmış çalışmalar ve yayınlanmış duyurulardan da anlaşılacağı gibi, bilinen yöntemlerin yanı sıra gelecek yıllara deneyim aktarabilecek yeni yaklaşımlar uygulanmaya çalışılmıştır. Bildiri özetlerinin değerlendirilmesine katılan uzman sayısının sistematik olarak artırılması, değerlendirme biçiminin daha da nesnelleştirilmesi, bildiri kitabında yeni yazım ve sunuş biçimlerinin oluşturulması gibi teknik gelişmelerin dışında ilginç olacağı sanılan panellerle güncel sorunların irdelenmesi ve yöresel öğelerle sosyal etkinliklere renk katılması amaçlanmıştır.

Kongrenin hazırlık ve düzenleme çalışmalarında bazı aksaklıklar olmuştur. Öncelikle kongre kararının olması gerekenden daha geç alınabilmiş olması, özet değerlendirme sürecinin posta trafiğinin çok yoğun olduğu bayram dönemlerine rastlaması hem Yürütme Kurulu'nu hem de Kongre'ye katılma isteyenleri zor durumda bırakmıştır.

Kongrenin düzenlenmesi sırasında edinilen deneyimler ışığında sorunları çözücü ilkesel önerilerin ortaya konması yararlı olacaktır. Bunları kısaca sıralayabiliriz. Örneğin 6. Kongre'nin ya da kısaca EMUK'95'in nerede ve ne zaman yapılacağını şimdiden kararlaştırmak gerekmektedir. Bundan sonra Konferans olarak adlandırılması daha uygun olacak Kongre için sürekli ya da uzun süre görevli bir 'Ulusal Düzenleme Kurulu'nun oluşturulması ve bu Kurul'un temel ilkesel karar ve yöntemleri üretmesi daha elverişli olacaktır. Kongre'nin yapılacağı konumdaki işleri ise 'Yerel Düzenleme Kurulu' üstlenmelidir. 'Bilimsel Değerlendirme Kurulu'nun da ayrıntılı bir sınıflandırma ve nitelik belirlenmesi ile bir kere oluşturulması, yalnızca gelişen koşullara göre güncelleştirilmesi düşünülebilir.

EMUK, böylesi bir yapılaşma ile daha sağlıklı, zaman planlaması daha verimli bir konferansa dönüşecektir kanısındayız. Örneğin bu durumda bildiri tam metinlerinin değerlendirme ve denetim sürecine girmeleri olanaklı kılınacak, şu ana kadar ancak Yürütme Kurulları'nın ayrıntılı olarak bilincine varabildiği teknik sorunlar ortadan kalkacaktır. Konferansda da içerik ve düzey açısından belirli bir iyileştirme sağlanabilecektir. Bunu en yakında, EMUK'95'de gerçekleşmiş olarak görmek dileğindediriz.

Bilindiği gibi Kongremiz Elektrik, Elektronik-Haberleşme, Kontrol ve Bilgisayar Sistemleri alanlarında bilimsel-teknolojik özgün katkıların tartışılıp değerlendirilmesi ile araştırma, geliştirme, uygulama ve eğitim süreçlerindeki kişi ve kuruluşların birbirleriyle doğrudan iletişimini sağlamayı amaçlamaktadır. Ayrıca sosyal yaklaşma ve dayanışmaya da

katkıda bulunmaktadır. Ancak Kongre ve onunla birlikte oluşturulan sergi/fuvarın çok değerli bir 'Mesleki Eğitim ve Geliştirme' aracı olduğu bilincinin kişi ve kurumlarda daha çok yerleşmesi için çaba gösterme gereği de ortaya çıkmaktadır.

Kongrenin gerçekleşmesini sağlayan, hazırlık ve düzenlemeleri üstlenen KTÜ, EMO ve TÜBİTAK'a, oluşturulmuş olan kurulların üyelerine, ayrıca burada adlarını saymakla bitmeyecek kişi ve kamu - özel - akademik nitelikli kuruluşlara, yardım ve katkıları nedeniyle, Kongre'nin yararlı sonuçlarını paylaşacak olan topluluğumuz adına teşekkürlerimizi sunmak isteriz.

Kongremizin başarılı ve verimli bir biçimde gerçekleşmesi, ülkemiz için bilimsel — teknolojik kazanımlar üretmesi dileğiyle Yürütme Kurulu olarak saygılarımızı iletiriz.

Doç. Dr. Güven ÖNBİLGİN  
Yürütme Kurulu Başkanı

# ELEKTRİK MÜHENDİSLİĞİ 5. ULUSAL KONGRESİ

## YÜRÜTME KURULU

Güven ÖNBİLGİN (KTU)  
Yakup AYDIN (EMO) Sefa AKPINAR (KTU)  
Canan TOKER (ODTÜ) Kaya BOZOKLAR (EMO)  
Hasan D INCER (KTU) A.Öğuz SOYSAL (IU)  
Abdullah SEZGİN (KTU) İrfan SENLİK (EMO)  
Kenan SOYKAN (EMO) Y.Nuri SEVGEN (EMO)

## DANIŞMA KURULU

Raaim ALDEMİR (BARMEK) Mehmet KESİM (Anadolu U)  
Teoman ALPTURK (TMMOB) Macit MUTAF (EMO)  
Ahmet ALTINEL (TEK) Erdiñç ÖZKAN (PTT)  
İbrahim ATALI (EMO) Kamil SOĞUKPINAR (TETSAN)  
Malik AVİRAL (ELİMKO) Sedat SİSBOT (METRONİK)  
Emir BİRGUN (EMO) Atıf URAL (Kocaeli U.)  
Sıtkı ÇİÇDEM (EMO) I. Ata YİĞİT (EMO)  
R. Can ERKÖK (ABB) Fikret YÜCEL (TELETAS)  
Bülent ERTAN (ODTÜ) Hamit SERBEST (CU)  
Uğur ERTAN (BARMEK) Canan TOKER (ODTÜ)  
İsa GÜNGÖR (EMO) Nusret YUKSELER (İTU)  
Ersin KAYA (Kaynak) Kemal ÖZMEHMET (DEU)  
Okyay KAYNAK (Boğaziçi U)

## ŞOŞYAL ETKİNLİKLER KURULU

Y. Nuri SEVGEN (EMO)  
Necla ÇORUH (PTT) Hatice SEZGİN (KTU)  
Esen ÖNKİBAR (TEK) Yusuf TANDOĞAN (PTT)  
Abdullah SEZGİN (KTU) Ömer K. YALCIN (TELSER)

## SEKRETERLİK HİZMETLERİ

Necmi İKİNCİ (EMO) Elmas SARI (EMO)

BİLİMSEL DEĞERLENDİRME KURULU

Cevdet ACAR (İTU)	Hayrettin KÖYMEN (Bil. U)
İnci AKKAYA (İTU)	Hakan KUNTMAN (İTU)
A.Sefa AKPINAR (KTU)	Tamer KUTMAN (İTU)
Ayhan ALTINTAŞ (BiI.U)	Duran LEBLEBİCİ (İTU)
Fuat ANDAY (İTU)	Kevork MARDİKİYAN (İTU)
Fahrettin ARSLAN (IU)	A.Faik MERGEN (İTU)
Murat ASKAR (ODTÜ)	Avni MORGUL (Boğaziçi U)
Abdullah ATALAR (BiI.U)	Güven ÖNBİLGİN (KTU)
Selim AY (YTU)	Bülent ÖRENCİK (İTU)
Umit AYGÖLU (İTU)	Bülent ÖZGUC (BiI.U)
Atalay BARKANA (Anadolu U)	A.Bülent ÖZGÜLER (BiI.U)
Mehmet BAYRAK (Selçuk U)	Yılmaz ÖZKAN (İTU)
Atilla BİR (İTU)	Muzaffer ÖZKAYA (İTU)
Galip CANSEVER (YTU)	Kemal ÖZMEHMET (DEU)
Kenan DANIŞMAN (Erciyes U)	Osman PALAMUTCUOĞLU (İTU)
Ahmet DERVİSOĞLU (İTU)	Erdal PANAYIRCI (İTU)
Hasan DINCER (KTU)	Halit PASTACI (YTU)
M.Sezai DINCER (Gazi U)	Ahmet RUMELİ (ODTÜ)
Günsel DURUSOY (İTU)	Bülent SANKUR (Boğaziçi U)
Nadia ERDOĞAN (İTU)	M.Kemal SARIOĞLU (İTU)
Aydan ERKMEN (ODTÜ)	Müzeyyen SARI TAS (Gazi U)
İsmet ERKMEN (ODTÜ)	A.Hamit SERBEST (CU)
H.Bülent ERTAN (ODTÜ)	Osman SEVAİOĞLU (ODTÜ)
Selçuk GEÇİM (Hacettepe U)	A.Oğuz SOYSAL (IU)
Cem GÖKNAR (İTU)	Taner SENGÖR (YTU)
Remzi GULGUN (YTU)	Emin TACER (İTU)
Filiz GUNES (YTU)	Nesrin TARKAN (İTU)
İrfan GÜNEY (Marmara U)	Mehmet TOLUN (ODTÜ)
Fikret GÜRGEN (Boğaziçi U)	Osman TONYALI (KTU)
Fuat GURLEYEN (İTU)	Ersin TULUNAY (ODTÜ)
Cemi I GURUNLU (KTU)	Nejat TUNCAY (İTU)
Nurdan GUZELBEYOĞLU (İTU)	Atıf URAL (Kocaeli U)
Emre HARMANCI. (İTU)	Alper URAZ (Hacettepe U)
Altuğ İFTAR (Anadolu U)	Gökhan UZGÖREN (IU)
Kemal İNAN (ODTÜ)	Yıldırım UCTUG (ODTÜ)
Asım KASAPOĞLU (YTU)	Asaf VAROL (Fırat U)
Adnan KAYPMAS (İTU)	Sıddık B. YARMAN (IU)
Ahmet H. KAYRAN (İTU)	Mümtaz YILMAZ (KTU)
Mehmet KESİM (Anadolu U)	Melek YÜCEL (ODTÜ)
Erol KOCAOĞLAN (ODTÜ)	Nusret YUKSELER (İTU)
Muhammet KOKSAL (İnönü U)	Selma YUNCU (Gazi U)

CHİRAL DALGA KILAVUZLARI

A.Öüzhan KOCA , Tuncay EGE  
Gaziantep Üniversitesi  
Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü  
27310 Gaziantep Türkiye

ÖZET

Mükemmel iletkenle kaplanmış chiral madde ile oluşturulan chiral dalga kılavuzlarının genel teorisi incelenmiş, paralel levha ve silindirik chiral dalgakılavuzlarının analizi yapılmıştır

sağ ve sol el dairesel polarizasyonla düzlemsel dalgaların propagasyon yapabildikleri görülmüştür yaydım sabitleri ise

$$k_R = -\omega\mu\xi + \sqrt{\omega^2\mu\epsilon + (\omega\mu\xi)^2}$$

$$k_L = \omega\mu\xi + \sqrt{\omega^2\mu\epsilon + (\omega\mu\xi)^2}$$

GİRİŞ

Doğal chiral maddelerin ışığa karşı gösterdiği optiksel aktivite çok eskiden beri bilinmesine rağmen daha düşük frekanslarda aynı özelliği gösterebilen modellerin deneysel olarak geliştirilmesiyle bu konudaki çalışmalar artmıştır. Chiral maddelerin bizotropik özellik göstermesinden dolayı, aynı geometriye sahip dielektrik ile hazırlanmış dalga kılavuzlarının aksine bu tür dalga kılavuzlarında sadece hibrid modlar propagasyon yapabilmektedir. Ayrıca dispersiyon diyagramlarda büyük farklılıklar göstermektedir.

CHİRAL DALGA KILAVUZLARI

Herhangi bir kesite sahip olan dalga kılavuzlarında, z eksenini boyunca dalganın e" şeklinde değiştiği düşünülürse aşağıdaki skaler dalga denklemleri elde edilir,

$$\nabla_z^2 E_x + \left[ \frac{k_R^2 + k_L^2}{2} + \gamma^2 \right] E_x - j2\omega^2\mu^2\xi H_z = 0$$

$$\nabla_z^2 E_x + \left[ \frac{k_R^2 + k_L^2}{2} + \gamma^2 \right] E_x - \frac{j2\omega^2\mu^2\xi}{\eta_c^2} I_z = 0$$

CHİRAL ORTAM

Kayıpsız bir chiral ortamın bünye denklemleri deneysel olarak şu şekilde belirlenmiştir  $\hat{M}$  ( e<sup>it</sup> zaman değişimi için)

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} - j\xi \mathbf{H}$$

$$\mathbf{H} = -j\xi \mathbf{E} + \frac{1}{\mu} \mathbf{B}$$

Burada  $\epsilon$  dielektrik sabiti,  $\mu$  manyetik geçirgenlik sabiti,  $\xi$  ise ortamın chiral admittansdır. Maxwell ve bünye denklemleri kullanılarak kayıpsız chiral ortam için dalga denklemleri şu şekilde elde edilmiştir,

$$\nabla_x \nabla_x^3 - 2 \nabla_x \nabla_x \epsilon - \omega^2 \epsilon = 0$$

$$\nabla_x \nabla_x^3 - 2 \omega \nabla_x \nabla_x \xi - \omega^2 \epsilon = 0$$

burada

$$\eta_c = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon + \mu \xi^2}} \text{ chiral Impedanstr}$$

Yukarıdaki dalga denklemlerinden görüleceği gibi chiral dalga kılavuzlarında propagasyon yapabilen modların TE<sub>z</sub> veya TM<sub>z</sub> olması mümkün değildir, sadece hibrid modlar propagasyon yapabilirler.

Yukarıdaki denklem sistemine şu şekilde bir lineer transformasyon uygulanırsa

$$\mathbf{E}_z = \mathbf{P}_1 \mathbf{U}_1 + \mathbf{P}_2 \mathbf{U}_2$$

$$\mathbf{H}_z = \mathbf{Q}_1 \mathbf{U}_1 + \mathbf{Q}_2 \mathbf{U}_2$$

Yukarıdaki dalga denklemleri sınırsız ve kayıpsız chiral ortam için çözüldüğünde, sadece denklemleri elde ederiz, ELEKTRİK MÜHENDİSLİĞİ 5. ULUSAL KONGRESİ

$$\nabla_t^2 U_1 + S_1 U_1 = 0$$

$$\nabla_t^2 U_2 + S_2 U_2 = 0$$

burada

$$S_1 = k_R^2 + \gamma^2$$

$$S_2 = k_L^2 + \gamma^2$$

$$P_1 = J^* / cQ_1 \quad P_2 = \dots \text{in } \xi$$

$p_1, p_2, q_1, q_2$  sabit sayılar.  $U_1$  ve  $U_2$  ise yeni tanımlanan fonksiyonlardır.

Maxwell ve bünye denklemleri kullanılarak kartezyen ve silindirik geometriye sahip dalga kılavuzlarında alanların enine bileşenleri ile propagasyon yönündeki bileşenleri arasındaki ilişki şu şekilde formüle edilebilir *fol, izi*,

$$[E_x, E_y, H_x, H_y]^T = \frac{1}{S_1 S_2} [a_{ij}]$$

$$\left\{ \frac{\partial E_x}{\partial x}, \frac{\partial E_y}{\partial y}, \frac{\partial H_x}{\partial x}, \frac{\partial H_y}{\partial y} \right\}$$

$$a_{11} = a_{22} = a_{33} = a_{44} = \gamma \left[ \frac{k_R^2 + k_L^2}{2} + \gamma^2 \right]$$

$$a_{12} = -a_{21} = a_{34} = -a_{43} = -\omega \mu \xi (k^2 - \gamma^2)$$

$$a_{13} = a_{24} = j 2 \omega^2 \mu^2 \xi \gamma$$

$$a_{14} = a_{23} = \frac{-j 2 \omega^2 \mu^2 \xi \gamma}{\dots}$$

silindirik koordinatlar için

$$[E_r, E_\phi, H_r, H_\phi]^T = \frac{1}{\rho S^j} [i > 1]$$

$$\left[ \frac{dE_r}{d\rho}, \frac{dE_\phi}{d\phi}, \frac{dH_r}{d\rho}, \frac{dH_\phi}{d\phi} \right]$$

$$b_{11} = b_{33} = \rho a_{11} \quad b_{13} = \rho a_{13} \quad b_{41} = a_{41}$$

$$b_{12} = b_{34} = \rho a_{12} \quad b_{32} = \rho a_{32} \quad b_{42} = a_{42}$$

$$t_{22} = i_{44} = a_{22} \quad i_{31} = \xi >_{43} = a_{21} \quad i_{13} = \rho a_{13}$$

$$b_{23} = a_{23} \quad h_{22} = \hat{H}^2 H \quad i_{24} = \dots$$

## PARALEL LEVHA CHİRAL DALGA KILAVUZU

Aralarında a kadar mesafe açıklığı bulunan ve sonsuz büyüklükteki iki mükemmel iletken levha arasına chiral malzeme doldurularak oluşturulan bu tip dalga kılavuzları için dalga denklemini kartezyen koordinatlarda çözersek propagasyon yönündeki alanların bileşenleri şu şekilde bulunur,

$$E_x = p_1 A_{11} \cos \sqrt{S_1} y + p_1 A_{21}$$

$$\sin \sqrt{S_1} y + p_2 A_{21} \cos \sqrt{S_2} y +$$

$$p_2 A_{22} \sin \sqrt{S_2} y$$

$$H_x = q_1 A_{11} \cos \sqrt{S_1} y + q_1 A_{12}$$

$$\sin \sqrt{S_1} y + q_2 A_{21} \cos \sqrt{S_2} y +$$

$$q_2 A_{22} \sin \sqrt{S_2} y$$

Yukarıdaki denklemlerden alanların enine bileşenleri bulunduktan sonra  $y=a/2$  ve  $y=-a/2$  de Öet elektrik alanlara sınır değer şartı uygulanarak elde edilen homojen denklem sisteminin determinantı sıfıra eşitlenerek bu tür dalga kılavuzları için propagasyon yapan modların frekans ile propagasyon sabitleri arasındaki ilişki şu şekilde bulunmuştur, ( $\gamma = jP$ )

$$2\sqrt{\left[1-\left(\frac{\beta}{k_R}\right)^2\right]\left[1-\left(\frac{\beta}{k_L}\right)^2\right]}.$$

$$\left[1-\cos\left\{k_R a \sqrt{\left[1-\left(\frac{\beta}{k_R}\right)^2\right]}\right\}\right].$$

$$\cos\left\{k_L a \sqrt{\left[1-\left(\frac{\beta}{k_L}\right)^2\right]}\right\} +$$

$$\left[2-\left(\frac{\beta}{k_R}\right)^2-\left(\frac{\beta}{k_L}\right)^2\right].$$

$$\sin\left\{k_R a \sqrt{\left[1-\left(\frac{\beta}{k_R}\right)^2\right]}\right\}.$$

$$\sin\left\{k_L a \sqrt{\left[1-\left(\frac{\beta}{k_L}\right)^2\right]}\right\} = 0$$

Bu denklemin çözümünden elde edilen  $\omega$ - $k$  diyagramı 3 bölgeye ayrılmıştır. ; bunlar hızlı-hızlı-dalga, hızlı-yavaş-dalga ve yavaş-yavaş-dalga diye isimlendirilmiştir.  $1/k_a$  eksenine ile  $k$  arasındaki bölge hızlı-hızlı-dalga,  $k_1$  ile  $k_2$  arasındaki bölge hızlı-yavaş-dalga,  $k_2$  ile  $k_3$  arasındaki bölge ise yavaş-yavaş-dalga bölgeleridir. Dispersiyon diyagramından da görüleceği gibi ilk iki bölgede yayılım yapan modlar için çözüm bulunmuştur, üçüncü bölgede bulunabilecek çözüm ise sönümlü modlar içindir. Çözüm bulunan iki bölge için elektrik alanın profilleri Şekil 2 ve 3 te gösterilmiştir.

#### SİLİNDİRİK CHİRAL DALGA KILAVUZU

Yarı çapı  $a$  olan silindirik bir mükemmel iletken levhanın iç kısmı chiral madde ile doldurularak hazırlanan bu dalga kılavuzunda, dalga denklemi silindirik koordinatlarda çözülerek propagasyon yönündeki alanlar şu şekilde bulunur;

$$E_z = [ p_1 A_1 J_n(\beta_1 \rho) + p_2 A_2 J_n(\beta_2 \rho) ] e^{j n \phi}$$

$$H_z = [ q_1 A_1 J_n(\beta_1 \rho) + q_2 A_2 J_n(\beta_2 \rho) ] e^{j n \phi}$$

$$\beta_1 = \sqrt{S_1} \quad \beta_2 = \sqrt{S_2}$$

Yukarıdaki denklemlerden alanların enine bileşenleri bulunduktan sonra  $P=a$  da teğet elektrik alanlara sınır değer şartı uygulanarak elde edilen homojen denklem sisteminin determinantı sıfıra eşitlenerek bu tür dalga kılavuzları için propagasyon yapan modların frekans ile propagasyon sabitleri arasındaki ilişki şu şekilde bulunmuştur ( $\gamma = -j\beta$ ),

ELEKTRİK MÜHENDİSLİĞİ 5. ULUSAL KONGRESİ

$$k_R a \beta_1 \beta_2^2 [J_{n-1}(\beta_1 a) - J_{n+1}(\beta_2 a)].$$

$$J_n(\beta_2 a) - k_L \beta_1^2 \beta_2.$$

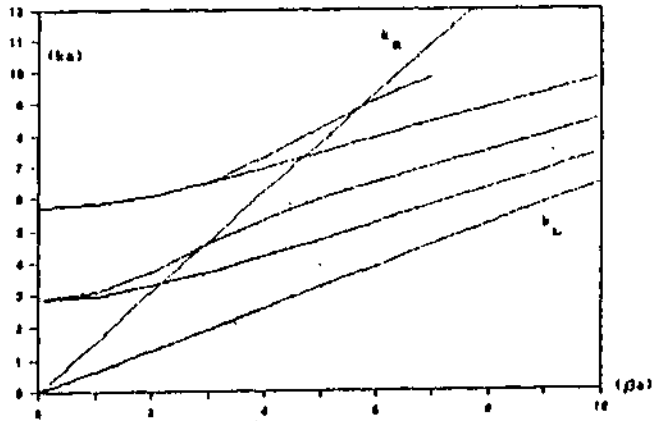
$$[J_{n-1}(\beta_2 a) - J_{n+1}(\beta_2 a)] J_n(\beta_1 a) +$$

$$2n\beta (k_L^2 - k_R^2) J_n(\beta_1 a) J_n(\beta_2 a) = 0$$

Burada da paralel chiral dalga kılavuzunda olduğu gibi dispersiyon diyagramı 3 bölgeye ayrılmıştır. Sıfır mertebesindeki ( $n=0$ ) propagasyon yapabilen modlar için dispersiyon diyagramı ve elektrik alan profilleri Şekil 4,5 ve 6 da gösterilmiştir.

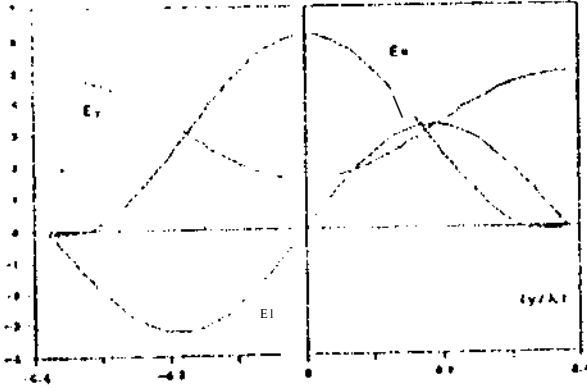
#### SONUÇ

Chiral madde ile hazırlanmış dalga kılavuzları, aynı geometriye sahip dielektrik ile hazırlanan dalga kılavuzlarından temelde büyük farklılıklar göstermektedir. Bunlar, sadece hibrid modların propagasyon yapabilmesi ve dispersiyon diyagramlarında ki çatlaklardır. Aynı noktadan başlayan çatlaklardan biri alanların tek şeklindeki fonksiyonla (Sinüs), diğeri ise çift şeklindeki fonksiyonla (Kosinüs) değişime tekabül etmektedir.

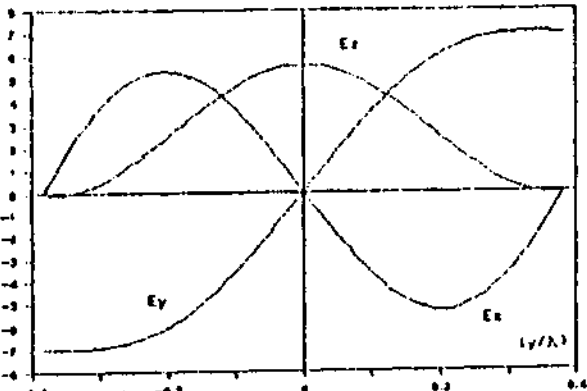


Şekil 1. Paralel levha dalga chiral kılavuzu dispersiyon diyagramı ( $\chi=0.0012$ )

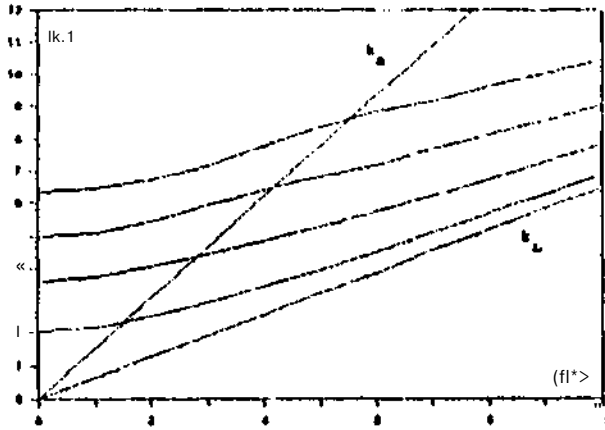




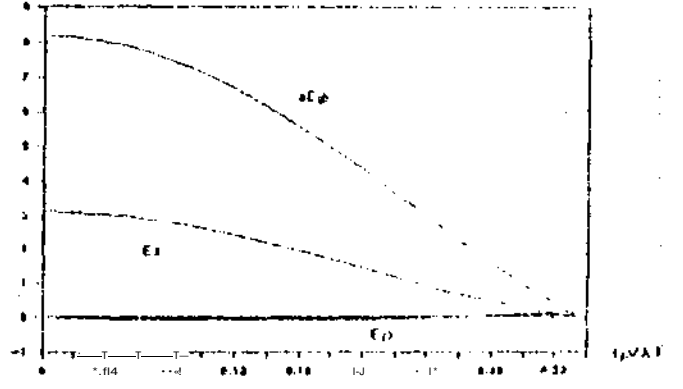
Şekil 3. Paralel levha dalga chiral kılavuzunda elektrik alanların profili.Çift fonksiyonlu değişim için ( $ka=4.8$ ,  $\zeta=0.0012$ )



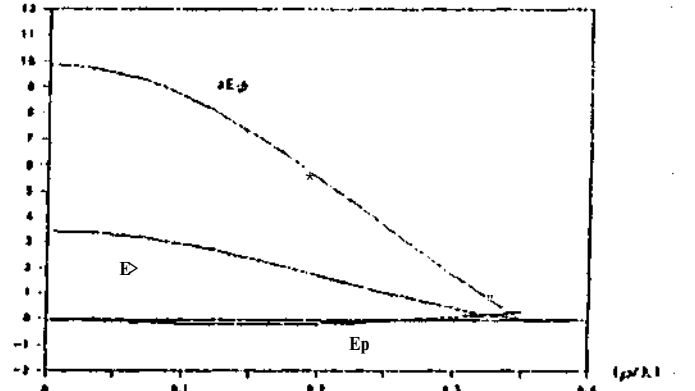
Şekil 2. Paralel levha dalga chiral kılavuzunda elektrik alanların profili.Tok fonksiyonlu değişimi için ( $ka=4.8$ ,  $\zeta=0.0012$ )



Şekil 4. Silindirik chiral dalga kılavuzu dispersiyon diyagramı ( $n=0$ ,  $\zeta=0.0012$ )



Şekil 5. Silindirik chiral dalga kılavuzunda elektrik alanların profili ( $n=0$ ,  $ka=2.1$ ,  $\zeta=0.0012$ )



Şekil 6. Silindirik chiral dalga kılavuzunda elektrik alanların profili ( $n=0$ ,  $ka=2.2$ ,  $\zeta=0.0012$ )

#### KAYNAKLAR

- İ.M. D.L Jaggard, A.R.Mickelson  
 "On Electromagnetic Waves in Chiral Media"  
 Applied Physics . 18  
 pp.211-216 1979  
 /2; P.Pelet. N.Engheta  
 "Modes In Chirowaveguides"  
 OpticsLett. vol.14  
 pp.593-595 1989  
 /3/AOfuzhan Koca  
 "Wave Guiding Through Chiral Medium"  
 M.Sc. Thesis 1992  
 University of Gaziantep  
 Türkiye

A.Oğuzhan KOCA : Aralık. 1966 Eskişehir doğumlu. 1989 yılında ODTÜ Gaziantep Elektrik ve Elektronik Müh. Böl. bitirdi. Şubat, 1992 Gaziantep Üniversitesinde Yüksek Lisansını tamamladı.Halen aynı üniversitede doktora öğrencisi ve araştırma görevlisi. İlgilendiği konular;chiral ortamlar,chiral dalga kılavuzları.elektromanyetik saçılma.frekans seçici yüzeyler(FSS) ve antenler.

Tuncay EGE : 1948 Ankara doğumlu.1970,1971 yıllarında ODTÜ Elektrik ve Elektronik Bölümünde Lisans ve Yüksek Lisansını tamamladı. 1975 yılında Londra Üniv. Imperial College de doktorasını tamamladı. 1982 yılında Doçent, 1988 yılında Profesör oklu. Halan Gaziantep Üniversitesi Rektör Yardımcısı ve Müh. Fak. Dekan.İlgilen.diai Konular ; Elektromanyetik ve anten problemleriyle ilgili nümerik hesaplamalar, mikrostrip uygulamaları, elektromanyetik saçılma, antenler, frekans seçici yüzeyler-(FSS) dielektrik ve chiral dalga kılavuzları, propagasyon ve antenler.

# İKİ BOYUTLU ELEKTROMAGNETİK TERS SAÇINIM PROBLEMİNİN MOMENT METODUYLA ÇÖZÜMÜ

Doç.Dr. Nilgün GÜNALP  
Orta Doğu Teknik Üniversitesi  
Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü  
06531 Ankara

Ahmet ÖZET  
Türk Standartları Enstitüsü  
Elektronik Laboratuvarı  
06100 Ankara

## ÖZET

*Belirli bir tarama alanı içinde yer alan iki boyutlu dielektrik saçıcıların yerini ve dielektrik sabitlerini, cisim dışında ölçülen elektromagnetik alanları kullanarak belirlemeyi amaçlayan bir sayısal yöntem sunulmuştur. Yöntemin en önemli aşamasını teşkil eden integral denklem çözümünde kayık 'sine' tipi açılım fonksiyonları kullanılmış ve moment metodu uygulanmıştır. Geliştirilen bilgisayar simülasyon programı ile çeşitli görüntüleme sonuçları elde edilmiş, bunlar literatürdeki sonuçlarla karşılaştırılmış, yöntem özellikleri irdelenmiştir /1//2//3/.*

## 1. GİRİŞ

Elektromagnetik ters saçınım probleminin amacı, ölçülen alan değerlerini kullanarak bilinmeyen saçıcı cisimlerin yerini ve/veya materyal özelliklerini (dielektrik sabiti, iletkenlik v.s.) tayin etmektir. Elektromagnetik görüntüleme olarak adlandırılabilir olan bu işlemin biomedikal, endüstriyel ve jeofiziksel alanlarda çeşitli uygulamaları olduğundan son yıllarda ters saçınım problemleri yoğunlukla incelenmiş, değişik sayısal tekniklerle çözüm yöntemleri geliştirilmiştir.

Çalışmamızda iki boyutlu ters saçınım problemi ele alınmıştır, yani saçıcı cisimlerin geometrik ve materyal özellikleri z eksenine boyunca değişmemekte ve uygulanan elektromagnetik uyarım da iki boyutlu TM-z düzlem dalga olarak seçilmektedir. Kullanılan yöntemin ilk aşamasında çözülmesi gereken

integral denklemi, moment metoduyla bir matris denkleme dönüştürülmüştür. Bu amaçla, bilinmeyen fonksiyon örnekleme teoremi temel alınarak sine tipi açılım (taban) fonksiyonları cinsinden ifade edilmiştir. Sonuçta elde edilen matris denklemi kötü-konumlanmış (ill-conditioned) olduğundan, güvenilir çözümler üretecek özel bir algoritma kullanılmıştır.

## 2. FORMÜLASYON

Şekil 1 de ele alınan iki boyutlu saçınım problemi görülmektedir, z- yönünde sonsuz uzunlukta olan dielektrik cismin parametreleri  $\mu = \mu_0$  ve  $\epsilon(x, y)$  olarak alınmış, ara kesiti (S) rastgele seçilmiştir. Uygulanan  $\omega$  açılmalık frekanslı elektromagnetik dalganın elektrik alanı

$$\vec{E}^i = E_z^i(x, y) \hat{a}_z \quad (1)$$

olarak bilinmektedir. Saçıcı cismin içinde ve dışında oluşan toplam alan

$$\vec{E}^r = E_z^r(x, y) \hat{a}_z = [F_z^r(x, y) + E\{x, y\}] \hat{a}_z; \quad (2)$$

şeklinde ayrıştırılabilir. Burada  $E\{x, y\}$  saçılan alanı göstermektedir. Bilinen eşdeğerlik prensipleri kullanılarak  $E_z^r$  sonsuz boşlukta yayın yapan eşdeğer polarizasyon akımı  $\vec{J}_{eq} = J_{eq}(x, y) \hat{a}_z$ ,

$$J_{eq}(x, y) = -\epsilon_0 \nabla \cdot \vec{E}(x, y) - F_z^r(x, y) \quad (3)$$

tarafından oluşturulmuş gibi düşünülebilir. Sonuçta  $E_z^s$ ,  $J_{eq}$  cinsinden şu şekilde ifade edilebilir

$$E_z^s(x,y) = - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iint_{(x',y') \in S} J_{eq}(x',y') H_0^{(2)} \left( k_0 \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2} \right) \frac{1}{r} dx' dy' \quad (4)$$

burada  $k_0 = \sqrt{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 - \beta^2}$ , boşluktaki dalga sayısını ve  $1/r$  da sıfıncı derece ikinci tip Hankel fonksiyonunu göstermektedir.

Ters saçınım probleminin algoritması şu basamaklardan oluşmaktadır:

i) Saçılan alanı ( $E_s^s$ ) cismin dışında uygun noktalarda ölç ve bunları kullanarak (4) nolu entegral denkleminden  $J_{eq}$  i çöz.

ii) Bulunan  $J_{eq}$  i yine (4) nolu ifadede yerine koyarak bu sefer cismin içindeki saçılmış alanı bul. Buna gelen alanı ( $E_i^s$ ) ekleyerek cismin içindeki toplam alanı ( $E_t^s$ ) bul.

iii) Cismin içindeki her noktada,  $e(x,y)$  i 3 nolu denklemin kullanarak bul.

İlk aşamada yer alan integral denklemin çözümünde moment metodunun çeşitli varyasyonları kullanılabilir. Literatürde, Coarsi v.d/1/ bilinmeyen  $J_{eq}$  fonksiyonunu basit darbe tipi açılım fonksiyonlarıyla ifade ederek sonuca ulaşmıştır. Bizim çalışmamızda ise, tüm bölge üzerinde tanımlı kayık-sinc tipi açılım fonksiyonları kullanılmaktadır. Bu tür bir açılım, daha önce Cavicchi v.d. 121 tarafından, benzer akustik ters saçınım problemlerinde, fakat buradakinden farklı bir çözüm algoritmasıyla uygulanmıştır.

Yöntemin uygulanması için, şekil 2 de görüldüğü gibi xy düzleminde tamamen veya kısmen dielektrik cisimlerle dolu olabilecek kare şeklinde bir tarama alanı seçilmiş, ve bu alan N tane kare bölgeye (hücreye)

bölünmüştür. Tarama alanı üzerinde akım yoğunluğu şöyle ifade edilmiştir:

$$J_{eq}(x,y) = \frac{1}{\sqrt{h}} \sum_{n=1}^N J_n(x',y') \quad (5)$$

burada

$$J_n(x',y') = \frac{\sin \{ n(x-x')/h \} \sin \{ n(y-y')/h \}}{n(x-x')/h \quad n(y-y')/h} \quad (6)$$

olarak seçilmektedir. Her  $J_n(x',y')$  fonksiyonu tepe değerini n'inci hücrenin merkezinde ( $x_n, y_n$ ) almakta ve bilinmeyen açılım katsayıları  $J_n$  ler de  $J_{eq}$  in  $(x_n, y_n)$  noktalarındaki değerlerine (örneklerine) karşılık gelmektedir. Örnekleme teoremi gereğince, (5) nolu ifade 'bant-limitli' bir fonksiyonun, yeterince sıklıkla alınmış örnek değerleri cinsinden gösterimine karşılık gelmektedir. (x ve y yönünde örnekleme aralığına karşılık gelen 'h', Nyquist örnekleme hızına uygun seçilmelidir.)

(5) nolu açılımın (4) nolu integral denkleminde yerine konulmasından sonra, tarama alanı dışında seçilen  $(x_m, y_m)$  ölçme noktalarında nokta uyumlaması yapılarak, aşağıdaki matris denklemini elde edilmektedir:

$$[Z_{mn}] = [J_n]^{-1} \quad (7)$$

$$Z_{mn} = - \frac{\mu_0}{4} \mathbf{1} \int \int f_n(x',y')$$

$$f_n(x',y') = \frac{1}{\sqrt{h}} \left( \int_0^h \int_0^h J(x'-x', y'-y') \delta(x'-x', y'-y') dx' dy' \right) \quad (8)$$

$$F_m = \sum_{n=1}^N J_n(x_n, y_n) \quad (9)$$

### 3-SAYISAL SİMÜLASYON SONUÇLARI

Pratikte ölçülmesi gereken saçılmış alan değerleri, çalışmamızda sayısal olarak

üelilmiştir Bu amaçla, tarama alanı içerisindeki ba/ı hücrelere değişik dielektrik şahitli cisimler yerleştirilmiş ve düz saçınım problemi yine moment metodu ile çözülerek /0.4 değerleri elde edilmiştir. İkinci bir metod olarak da, tarama alanı içine dairesel kesitli bir saçıcı koyularak, saçılan alan seii açılım kullanımıyla analitik olarak bulunmuştur. Gerek Z-matrisinin oluşturulmasında, gerekse (algoritmanın ikinci basamağında öngörüldüğü gibi) cismin içindeki saçılmış alanın bulunmasında (8) nolu eşitlikle görülen enlegialleinin sayısal olarak hesaplanması gerekmektedir. Bu hesaplamalar sırasında, Marıkel fonksiyonunun singular olabildiği durumlar, özel olarak ele alınmaktadır. Ters saçınım probleminin yapısal özelliği nedeniyle, sonuçta elde edilen (7) nolu matris denklemi kötü-konumlanmış (ill-conditioned) olmaktadır. Bu denklemden doğru [./,] çözümleri elde edilebilmek amacıyla Gram-Schmidt •>rlöqonalizasyonuna dayalı özel bir en-az-kareler yöntemi kullanılmıştır M /

3-G nolu şekillerde elde edilen bazı görüntüleme sonuçları verilmiştir.

Göüntüleme hatalarının kanlılatif bir ölçüsü olarak kullanılan a parametresi şöyle tanımlanmıştır:

$$\alpha = \frac{\sum_{n=1}^N \left[ \sum_{m=1}^N (t_{nm} - e'_{nm})^2 \right]^{1/2}}{\sum_{n=1}^N |t_{nn}|^{1/2}} \quad (10)$$

burada  $t_{nm}$  ve  $e'_{nm}$ , n'inci hücredeki bağlı dielektrik sabitinin orijinal ve ters-saçınım probleminin çözümüyle hesaplanmış değerlerini göstermektedir.

Şekil 3'te 0.4 X X 0.4 X boyutlarındaki tarama alanı N=16 hücreye bölünmüş ve n=6,7,10,11

no.lu hücreler  $t_{nm} = r_{nm} - r_{nm} - (U)$ .  $c_{nm} = F_{nm} - 7.0$  dielektrik sabitli saçıcılarla doldurulmuştur. Şekilde, tüm tarama alanı üzerinde orijinal ve hesaplanmış  $t_{nm}$  değerleri görülmektedir, u parametresi 0.094 olarak hesaplanmıştır. 4 ve 5 no.lu şekillerde ise elektriksel olarak oldukça büyük tarama alanları ele alınmış ve N≈36 seçilmiştir. Şekil 4'le tüm tarama alanı homojen bir dielektrikle kaplıdır. 3,4 ve 5. şekillerde ele alınan dielektrik cisimlerin oluşturduğu saçılmış alan değerleri, analitik olarak bulunamayacağından moment metoduyla sayısal olarak üretilmiştir. (Bu değerlerdeki ufak hatalar, pratikte ölçüm sırasında oluşacak gürültü faktörüne eşdeğer olarak düşünülebilir.) Şekil 6'da gösterilen problemde ise iki değişik yaklaşım kullanılmıştır. 25 parçaya bölünmüş tarama alanı içinde sadece tek bir hücre 0.1 X. X 0.1 A. boyutlarında kare kesitli dielektrik saçıcı içermektedir. Bu cismin saçılmış alanı yine moment yöntemiyle üretilerek görüntüleme yapılmıştır ve  $\alpha \approx 0.109$  bulunmuştur. Daha sonra aynı hücreye kareyle eşit alana sahip dairesel kesitli bir saçıcı yerleştirilmiş ve saçılmış alan değerleri analitik olarak hesaplanmıştır. Fide edilen sonuçlar yine aynı şekilde verilmiştir. Yukarıda ele alınan problemlerde, 'ölçüm' noktaları, tarama alanının hemen dışındaki bir kare üzerinde seçilmiştir. Pratikte bazı durumlarda ise, uzak alan değerlerinden görüntüleme yapılması gerekli olabilecektir. Aynı yöntem, büyük R/L (Bkz. Şekil 2) değerleri içinde uygulandığında, oluşan matris denkleminin daha da kötü-konumlu olduğu, ama kullanılan özel en-az-kareler çözüm yöntemi sayesinde görüntüleme sonuçlarının hemen hemen aynı kalitede olduğu gözlenmiştir.

#### 4.SONUÇLAR

Ele alınan iki boyutlu elektromagnetik ters saçınım probleminin çözümünde, bilinmeyen fonksiyonun kayık-sinc tipi açılım fonksiyonları cinsinden açılımına ve ölçüm noktalarında ELEKTRİK MÜHENDİSLİĞİ 5. ULUSAL KONGRESİ

uyumlama yapılmasına dayanan moment yöntemi başarılı sonuçlar vermiştir. Elde edilen kötü-konumlu matris denkleminin sağlıklı bir şekilde çözülebilmesi için özel bir çözüm yönteminin kullanılması gerekmektedir. Üretilen çeşitli sayısal sonuçlar, /" / no.lu referansta, darbe tipi açılım fonksiyonları kullanımıyla karşılaştırılmış ve genelde daha iyi görüntüleme yapılabildiği gözlenmiştir.

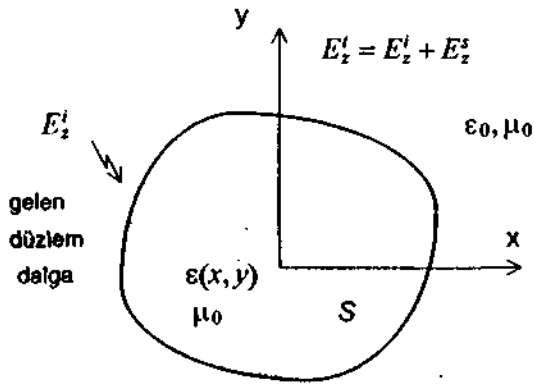
#### KAYNAKLAR

İM S. Coarsi, G.L. Gagnani ve M.Pastorino 'Two Dimensional Microwave Imaging by a Numerical Inverse Scattering Solution', IEEE Trans. Microwave Theory Tech. C.38.S.981-989,1990.

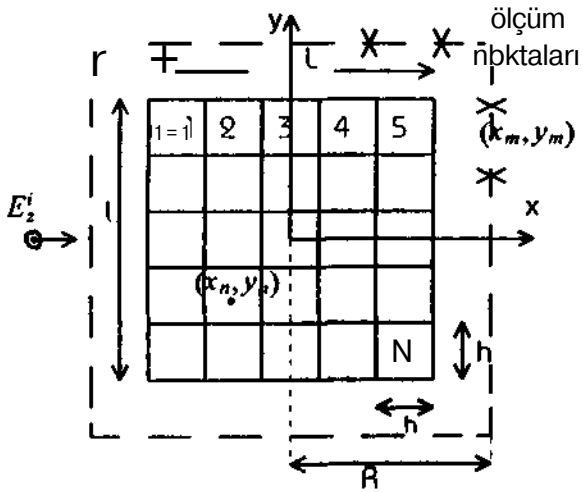
121 T.J. Cavicchi, S.A. Johnson ve W.D. O'berien, 'Application of the Sine Basis Moment Method to the Recostruction of Infinite Circular Cylinders', IEEE Trans. Ultrasonics, Ferroelectrics and Freq.Control, C.35,s.22-33,1988.

İZİ M.M.Ney.A.M.Smith ve S.S.Stuchly "A Solution of Electromagnetic Imaging Using Pseudoinverse Transformation', IEEE Trans. Medical Imaging,C.MI-3,No 4,s. 155-162,1984

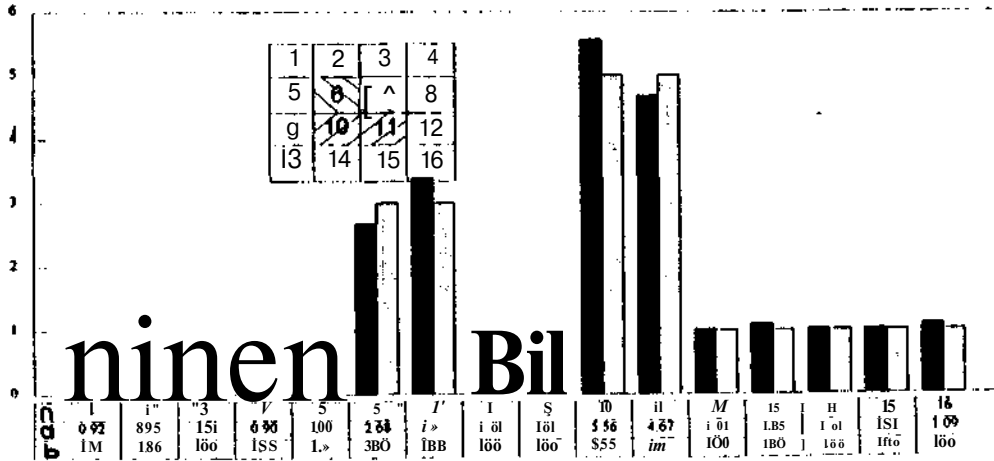
141 M.M.Ney.'Method of Moments as Applied to Electromagnetic Problems'.IEEE Trans. Microwave Theory Tech.C.33,s.972-980,1985



Şekil 1 iki boyutlu saçınım problemi



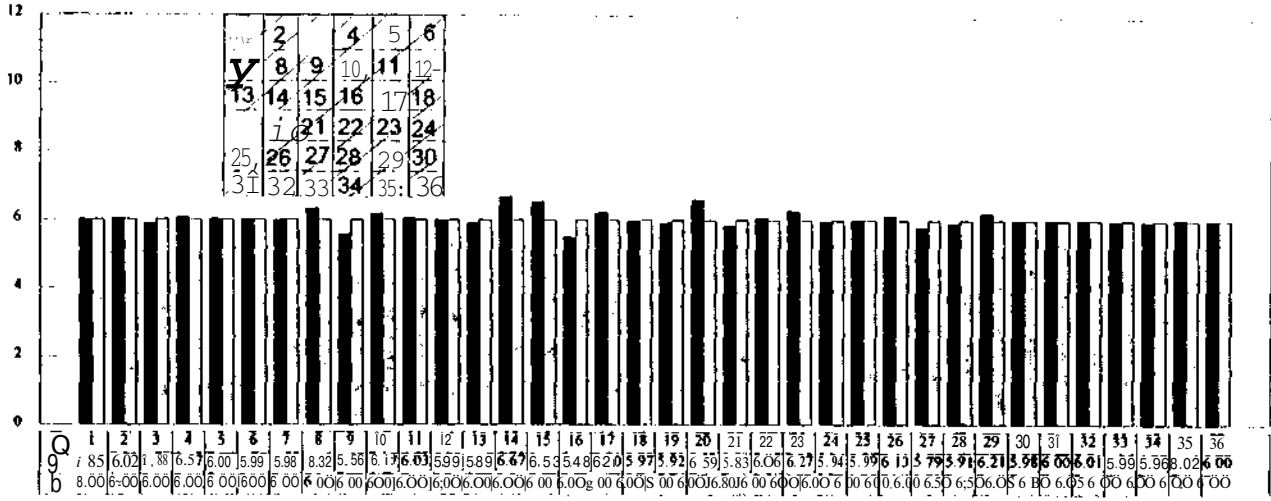
Şekil 2 Yöntemin uygulanmasında kullanılan geometri



Şekil 3 Hesaplanmış ve orijinal dielektrik sabitleri

a)  $e'_m$  , b)  $e_w$

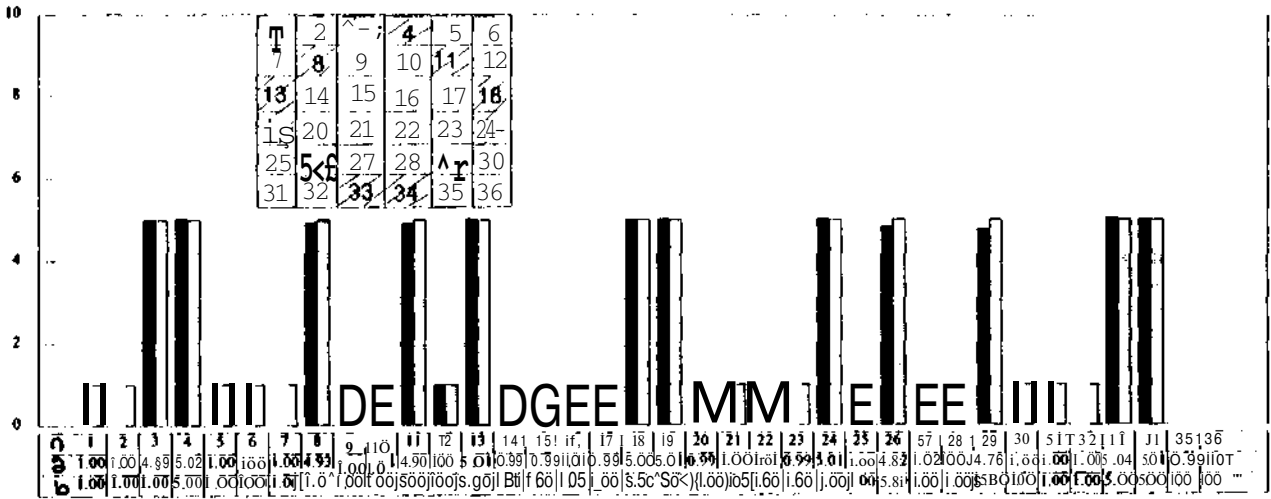
L=0.4A.. R=0.3X fBkz. Sek.2). a = 0.094



Şekil 4 Hesaplanmış ve orijinal dielektrik sabitleri

a)  $e'_{rn}$ , b)  $e''_{rn}$

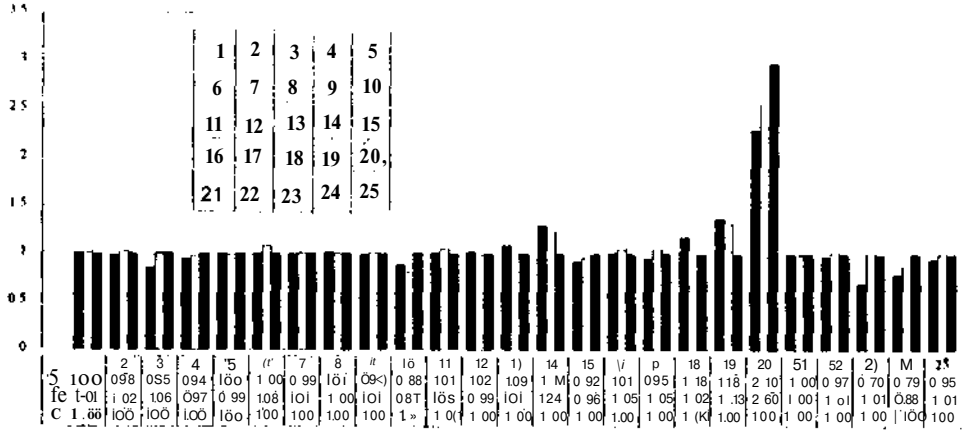
$L=3 X$ ,  $R=2 X$ ;  $a = 0.039$



Şekil 5 Hesaplanmış ve orijinal dielektrik sabitleri

a)  $e'_{rn}$ , b)  $e''_{rn}$

$L=4A.$ ,  $R=2.5?t$ ;  $a = 0.018$



Şekil 6 Hesaplanmış ve orijinal dielektrik sabitleri

a)  $s_{r,3}$ , dairesel saçıcı  $a=0.170$

b)  $r_{r,3}$ , kare saçıcı  $a=0.109$

c)  $r_{r,3}$

$L=0.5 X$ ,  $R=0.3 X$



Doç.Dr. Nilgün GÜNALP 14 Mayıs 1952'de Niğde'de doğdu. 1969 yılında Ankara Fen Lisesinden ikincilikle mezun oldu. ODTÜ, Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü'nden 1973'de Lisans, 1976 da Yüksek Lisans ve 1982 de Doktora dereceleri aldı. 1973 te aynı bölüme asistan olarak girdi ve çeşitli öğretim kadrolarında çalışması günümüze kadar sürdü. 1982-84 yıllarında ABD'de Illinois Institute of Technology (Chicago)'da öğretim üyesi olarak çalıştı. 1987'de Doçent unvanı aldı. 1987 den bu yana Hacettepe Üniversitesi'nde de yarızamanlı öğretim üyesi olarak ders vermektedir. İlgili ve araştırma alanları aktif MIC ve MMIC ç-jvrc (-«sarımlı, uygulamalı elektromagnetikte kullanılan

sayısal yöntemler ve akustik dalga saçımını gibi konuları kapsamaktadır.



Ahmet ÖZET 4 Nisan 1967'de Kavak (Eskişehir)'de doğdu. 1990 yılında Hacettepe Üniversitesi, Elektrik-Elektronik Mühendisliği bölümünden Lisans derecesi aldı. Aynı yıl TSE Elektronik Laboratuvarında Mühendis olarak göreve başladı. Halen aynı yerde yüksek frekans ve telekomünikasyon konularında çalışmaktadır. 1990 yılında ODTÜ Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümünde başladığı Yüksek Lisans Eğitimine devam etmektedir.



# 'ÇAKIŞMA METODU' İLE MENDERES-BİÇİMLİ POLARİZÖRLERİN SASEPTANSLARININ HESAPLANMASI

SAVAŞ UÇKUN

GAZİANTEP ÜNİVERSİTESİ  
Elektirik-Elektronik Mühendisliği Bölümü  
27310, Gaziantep

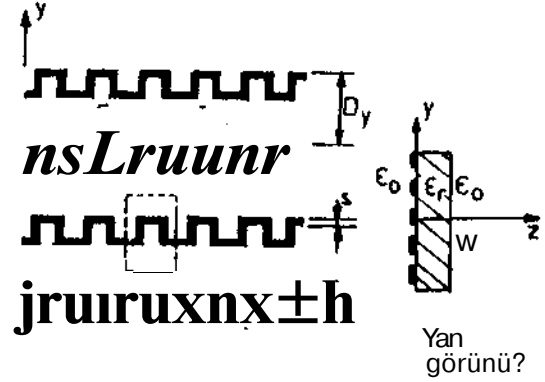
## ÖZET

Literatürde ince şeritli menderes biçimli polarizörlerin saseptans değerlerini hesaplamak için teorik yaklaşımlar bulunurken kalın şeritli menderes biçimli polarizörler için deneysel verilere dayanan tasarım metodları bulunmaktadır. Bu bildiride kalın şeritli polarizörlerinde teorik olarak hesaplanabileceği çakışma metodu açıklanmıştır. Metodun uygulanmasında şeritlerdeki akım yoğunlukları vurum ve üçgen temel fonksiyonları cinsinden ifade edilerek iki ayrı çıktı elde edilip, elde edilen sonuçlar birbiri ve literatürdeki sonuçlarla karşılaştırılarak sunulmuştur.

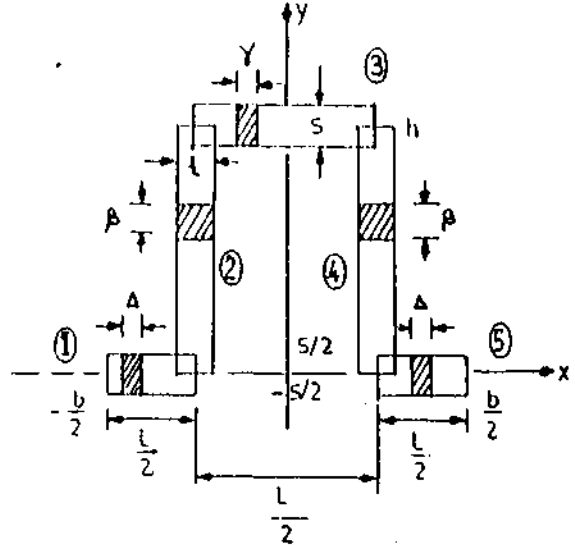
## GİRİŞ

Menderes-biçimli bir levha yardımıyla, Şekil 1, lineer iki dik bileşeni arasında  $90^\circ$  lik faz farkı yaratılarak bir düzlemsel elektromanyetik dalgaya dairesel polarize olmuş bir dalgaya dönüştürülebilir. Menderes biçimli bir polarizörün paralel ve dik polarizasyonlar için gösterdiği kapasitif ve indaktif saseptanslarının çalışma frekansı ve polarizör boyutları dikkate alınarak belirlenmesi gerekir.

Seçilen dalgaların yayılma yönüne dik yöndeki elektrik ve manyetik alanları tanımlanarak hava ve dielektrik bölgelerde sonlu sayıda iki boyutlu Floquet modlar kullanılarak ve birim periyodik hücre üzerinde Floquet modların birbirine dik olma özelliği ile sınır koşulları göz önüne alınarak iletken şeritler üzerinde bilinmeyen akım yoğunluğu  $J(x,y)$  için bir integral denklem elde edilip, bu denklemin bir dizi bilinmeyen katsayılı temel fonksiyonlar cinsinden ifade edilebileceği ve moment metodu ile çözülebileceği ince şeritli menderes-



Ön görünüş



Birim hücre

Şekil 1 Menderes biçimli polarizörün geometrisi.

-biçimli polarizörler için daha önce belirtilerek "dilimleme" metodu olarak sunulmuştu  $1/2, 3/4$ . Eğer şeritlerin kalınlığı artırırsa, örneğin Şekil 1'de birim hücredeki dilimlerin boyu kalınlığından küçük yada eşit olursa dilimleme metodu çalışmamaktadır. Nedeni ELEKTRİK MÜHENDİSLİĞİ 5. ULUSAL KONGRESİ

birim hücredeki köşelerdeki yaklaşımdan kaynaklandığı düşüncesi ile köşelere farklı yaklaşımlar denenmiş ve bunlardan çakışma metodunun sonuç verdiği gözlenmiştir.

## ÇAKIŞMA METODU

Bu metotta Şekil 1 de görüldüğü gibi Menderes biçimli polarizörün birim hücrede dilimlemlere ayrılmış beş dalı vardır. Fakat bu beş dal birim hücredeki menderes biçimini yaklaşık olarak gösterir. Bu yaklaşım ince şeritli polarizörlerde uygulanan dilimleme metodu için yeterlidir. Kalın şeritli polarizörler için Şekil 2 deki gibi dört ayrı dilim, her köşe için bir tane, Şekil 1 deki birim hücrenin üzerine ilave edilerek çakışma metodundaki yaklaşım elde edilmiştir. Dallarındaki dilimlerde akım yoğunluğu için vuruş fonksiyonları kullanılırken, köşelerde aşağıda belirtildiği gibi üçgen fonksiyonlar kullanılmıştır.

1. Köşe için

$$I_{x1} = \left( \frac{1}{2} - \frac{L}{2t} - \frac{x}{t} \right) I_1 \quad -\frac{L+t}{2} \leq x \leq -\frac{L-t}{2}$$

$$I_{y1} = \left( \frac{1}{2} + \frac{y}{s} \right) I_1 \quad -\frac{s}{2} \leq y \leq \frac{s}{2}$$

2. Köşe için

$$I_{x2} = \left( \frac{1}{2} + \frac{L}{2t} + \frac{x}{t} \right) I_2 \quad -\frac{s}{2} \leq x \leq \frac{s}{2}$$

$$I_{y2} = \left( \frac{1}{2} + \frac{h}{s} - \frac{y}{s} \right) I_2 \quad h - \frac{s}{2} \leq y \leq h + \frac{s}{2}$$

3. Köşe için

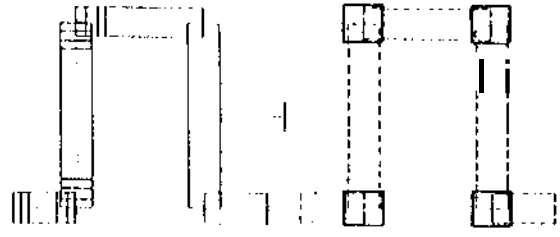
$$I_{x3} = \left( \frac{1}{2} + \frac{L}{2t} - \frac{x}{t} \right) I_3 \quad \frac{L-t}{2} \leq x \leq \frac{L+t}{2}$$

$$I_{y3} = \left( \frac{1}{2} + \frac{h}{s} - \frac{y}{s} \right) I_3 \quad h - \frac{s}{2} \leq y \leq h + \frac{s}{2}$$

4. Köşe için

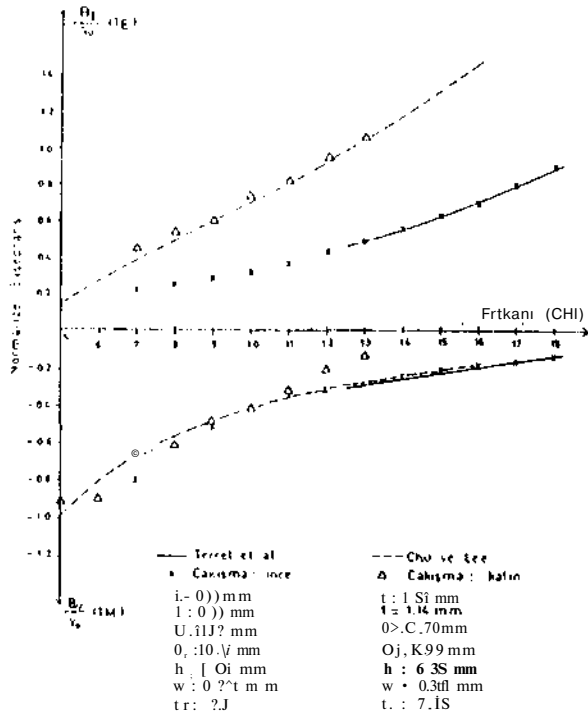
$$I_{x4} = \left( \frac{1}{2} - \frac{L}{2t} + \frac{x}{t} \right) I_4 \quad \frac{L-t}{2} \leq x \leq \frac{L+t}{2}$$

$$I_{y4} = \left( \frac{1}{2} + \frac{y}{s} \right) I_4 \quad -\frac{s}{2} \leq y \leq \frac{s}{2}$$



Şekil 2 Birim hücrede çakışma metodunun yapısı.

Dilimleme metodundaki gibi, her köşe bir dilim kabul edilip ve yukarıdaki akım dağılım fonksiyonları kullanılarak her köşedeki akım katsayıları hesaplanmıştır. Dilimlerde ve köşelerde hesaplanan akım yoğunlukları boşluk empedansına göre normalize edilip TM ve TE saseptansları hesaplanmıştır. Dilimleme metodunda menderes biçimli polarizör şerit genişliğine paralel olan akım yoğunluğu ihmal edilmiştir. Bu yaklaşım kalın şeritli polarizörler için çalışmadığı gibi daha geniş alan kapsayan köşelerde de çalışmaz. Bu nedenle yukarıdaki eşitliklerde görüldüğü gibi köşedeki akım değeri, sınırda, son dilimdeki akım değerine eşit alınırken karşı kenarda akımın sıfır olacağı



Şekil 3 İnce ve kalın şeritli menderes biçimlerinde hesaplanmış ve deneysel normalize sonuçlar.

kabul edilmiştir. Şekil 2 incelendiğinde dilimlerin ve köşenin çakıştığı bir alan vardır. Bu alanda akım yoğunluğu iki defa hesaplanmış olup, köşeden geçen akımın bu yolu izleyeceği düşünülürse akım yoğunluğunun çakışma bölgesinde daha yoğun olması normaldir. Yukarıda anlatılan yöntemle normalize saseptans değerleri hazırlanan bilgisayar programı yardımı ile hesaplanıp sonuçlar Şekil 3 de gösterilmiştir. Terret et al. 151 un ince polarizörler için elde ettiği sonuçlar ve Chu ve Lee 161 nin kalın şeritli polarizörler için elde ettiği sonuçlar çakışma metodu ile elde edilen sonuçlarla birlikte verilmiş olup deneysel sonuçlarla hesaplanan normalize saseptans değerlerinin uyumu geniş bir frekans aralığı için görülmektedir.

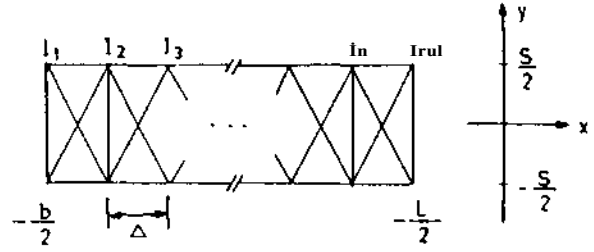
### ÜÇGEN FONKSİYON

Uygulamada, TE dalgaları için dilimleme metodu, kalın şeritli polarizörlerde bile çalışırken, TM dalgaları için yaklaşma problemleri gözlenip ayrıca çaba harcandı. Hesaplamalarda sonuca daha hızlı yaklaşmak için polarizör kollarındaki dilimlerde bilinmeyen akım yoğunluğu için vurum fonksiyonu yerine üçgen fonksiyonu kullanıldı. Bu durumda dört ilave köşe yine yukarıda anlatıldığı şekilde düşünüldü. Şekil 4 de, Şekil 1 deki menderes biçimli polarizörün x yönündeki 1. dalı, x ve y yönlerinde  $-b/2$  den  $-L/2$  ye ve  $-s/2$  den  $s/2$  ye tekrar çizilmiştir. Bu dal eşit uzunlukta, n dilime ayrılmıştır. Eğer şekildeki gibi dilimlere üçgen akım dağılımı uygulanırsa n+1 tane akım tepesi olduğu gözlenecek ve bu dalın n ci dilimindeki üçgen akım dağılımı

$$I_{x_n} = \frac{x + \frac{b}{2} - n\Delta}{\Delta} I_n + \frac{x + \frac{b}{2} - (n-1)\Delta}{\Delta} I_{n+1}$$

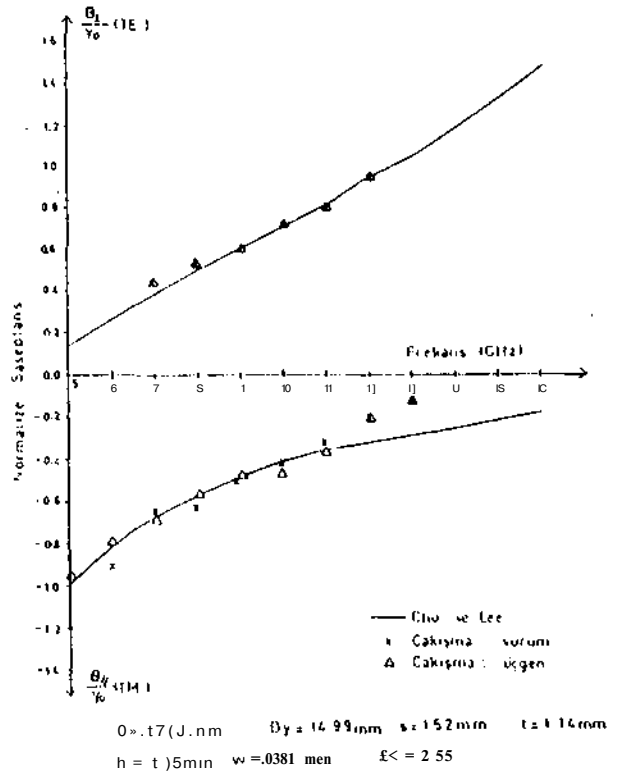
$$-\frac{b}{2} + (n-1)\Delta \leq x \leq -\frac{b}{2} + n\Delta$$

şeklinde olacaktır. Diğer dört dalda da benzer şekilde genel akım dağılım eşitlikleri elde edilip, her dilim için integral eşitlikleri yazılıp yukarıdaki adımlar izlenerek hazırlanan bilgisayar programı ile nümerik sonuçlar elde edildi. Elde edilen sonuçlar, kalın şeritli



Şekil 4 Birim hücrenin 1. kolundaki üçgen akım dağılımı.

edildi. Elde edilen sonuçlar, kalın şeritli polarizörler için, literatürde bulunan, deney sonucu elde edilmiş değerlerle karşılaştırıldı. Şekil 5 de görüldüğü gibi vurum ve üçgen fonksiyonlu akım dağılımlı çakışma metodu sonuçları deneysel sonuçlarla uyumaktadır. Ancak TM dalgaları düşünüldüğünde üçgen fonksiyonla elde edilen sonuçların daha iyi olduğu gözlenmektedir. Yine dilim sayısı ve Floque mod sayısı çarpımı göz önüne alındığında üçgen fonksiyonla sonuca daha hızlı yaklaşılmaktadır.



Şekil S Vurum ve üçgen fonksiyonları ile hesaplanmış ve deneysel sonuçlar.

Bu çalışma sonucu hazırlanan bilgisayar ELEKTRİK MÜHENDİSLİĞİ 5. ULUSAL KONGRESİ

programı yardımı ile değişik boyutlu polarizörlerin saseptans değerleri belli aralıktaki frekans değerleri için hesaplanıp grafikler elde edilmiştir.

Birden fazla menderes-biçimli levhalar ile lineer polarizasyonlu bir dalga dairesel polarize bir dalgaya çevrilebilir/7/. Böyle bir polarizörde, herbir levhanın saseptans değerini hesaplayacak bir çalışma yürütülmektedir. Optimum polarizasyon için gerekli saseptans değeri bilindiğinde o saseptansı verecek menderes-biçimli polarizörün boyutlarını ( $D_x$ ,  $D_y$ ,  $s$ ,  $t$ ,  $h$ ,  $w$ ,...) grafikler yardımıyla bulup tasarlamak oldukça kolay olacaktır.

### KAYNAKLAR

- İM T.L. Blackney, J.R. Burnet, ve S. B.Cohn, 'A Design Method for Meander-line Circular Polarizers', 22<sup>nd</sup> Annual Antenna Symp., (1972).
- 121 J.P. Montgomery, 'Scattering by an Infinite Periodic Array of Thin Conductors on a Dielectric Sheet', IEEE Trans. Antennas Propagat., 23, 70, (1975).
- 131 S. Uçkun ve T. Ege, 'Menderes Biçimli Polarizörlerin Karakteristiklerinin Nümerik Metodlarla Tayini', Elektrik Mühendisliği 4. Ulusal Sempozyumu, DEÜ, İzmir, 428, (1991).
- 14/ S. Uçkun ve T. Ege, 'Computation of Susceptance for Thick Meander-line Polariser', Electronics Letters, 27, 2076, (1991).
- 15/ C.Terret, J.R.Levrel, ve K.Mahdjoubi, 'Susceptance Computation of a Meander-line Polarizer Layer', IEEE Trans. Antennas Propagat, 32, 1007, (1984).
- 16/ R.S. Chu and K.M. Lee, 'Analytical Model of Multilayered Meander-line Polarizer Plate with Normal and Oblique Plane-wave Incidence', IEEE Trans. Antennas Propagat, 35, 652, (1987).

III A.J. Lait, 'Broadband Circular Polarisers', The Marconi Review 32, 159, (1969).



1956 da Gaziantep'te doğan [yazar 1980 yılın da Gaziantep O.D.T.Ü. Elektrik Mühendisliği Bölümünü ve 1983 de bilgisayar donanımı konusunda tamamladığı tezi ile aynı üniversitenin /yüksek lisans programını bitirdi. 1987 yılında bilgisayar bilimleri konusunda State University of New York at Albany den ikinci yüksek lisans diplomasını alan yazar 1992 yılında 'Analysis of Thick Meanderline Polarizers' başlıklı tezini tamamlayarak O.D.T.Ü. doktora programını tamamladı. 1980 yılında Arştırma asistanı olarak göreve başladığı O.D.T.Ü. Gaziantep yerleşkesinde öğretim görevliliğide yapan yazar 1992 Temmuzundan beri Elektromagnetik Alanlar ve Mikrodalga Tekniği Anabilim dalında Y. Doç. Dr. olarak görev yapmakta olup bilgisayar ve elektromagnetik dersleri vermektedir.

# DİZİ BESLEMELİ PARABOL ANTEN ÖRÜNTÜSÜ

**Birsen SAKA, Erdem YAZGAN**  
**Hacettepe Üniversitesi, Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü**  
**06532, Beytepe, ANKARA**

## Özet

Bu çalışmada, parabol antenlerde beslemenin dizi şekline getirilmesi ile uzak alan örüntüsünün istenen yönde ana huzme oluşturacak biçimde şekillendirilmesi irdelenmiştir. Bu amaçla besleyici dizileri, parabol, hiperbol, yarım çember ve doğru üzerine yerleştirilerek, uzak alan örüntüleri, kazançları, yankulakçık bastırma seviyeleri hesaplanmış ve besleyici dizilerinin değişik yerleştirilme biçimlerine göre karşılaştırılmaları yapılarak, optimum yerleştirmenin hangisi olduğu tartışılmıştır.

## 1. GİRİŞ

Birbirini gören radyo-röle sistemlerinde, radar ve uydu sistemlerinde parabol yansıtıcı anten örüntüsünün istenilen biçime getirilmesi ile anten yönlendirme faktörünün artırılması, yan kulakçık seviyelerinin azaltılması, çapraz kutuplanmanın en aza indirilmesi gibi problemlerin çözümü amaçlanır. Parabol anten örüntüsünün şekillendirilmesi için kullanılan metodlardan birisi besleme elemanının dizi biçimine getirilmesidir. Bu durumda parabol anten örüntüsü dizi besleme elemanlarının uyarılma koşullarının ve yerleşiminin uygun biçimde seçilmesi ile istenen şekilde getirilir [1-2].

## 2. DİZİ BESLEMELİ PARABOL ANTEN UZAKALAN İFADESİ

Dizi beslemeli parabol anten uzak alanı, dizi elemanlarının herbirinin oluşturduğu alanların toplamı şeklinde yazılabilir [3].

$$E(\Theta, \Phi) = \sum_{n=1}^N E_n(\Theta, \Phi) \quad (1)$$

Burada  $N$  toplam dizi elemanı sayısı,  $E_n$  ise  $n$ inci dizi elemanın oluşturduğu uzak alandır.

Parabol yansıtıcı geometrisi, çalışılan dalga boyuna göre çok büyük olması nedeniyle asimtotik yöntemler bu tip geometrilere başarı ile kullanılmaktadır [4]. Bizim amacımız için ana huzme ve ilk birkaç yankulakçığın hesaplanması yeterlidir. Parabolün kostik ekseninde ve hemen yakınlarında asimtotik yöntemler geçerliliğini yitirir ve fiziksel optik yayılma tümlevi, indüklenmiş akım, açıklık alan metodu gibi yöntemlerden birisi kullanılarak elektromanyetik alanın hesaplanması gerekir [5]. Bu çalışmada fiziksel optik yayılma integrali alınarak herbir dizi elemanının parabol anten üzerinden oluşturduğu elektrik alan hesaplanmıştır.

Şekil 1'de verilen parabolün  $n$  inci besleme elemanının oluşturduğu uzak alan ifadesi, fiziksel optik yayılan alan tümlevi ile aşağıdaki gibi verilir [6]:

$$E_n(\Theta, \Phi) = \frac{-jk\eta}{4\pi R} e^{-jkR} \iint (J_{sn} - (J_{sn} \cdot \hat{R})\hat{R}) g \cdot \hat{O} \hat{J} \hat{J} S \quad (2)$$

burada  $\theta_0 = 2^\circ$  ve  $\gamma = 120^\circ$  dir, tümlevi yansıtıcı parabol yüzeyi üzerinde alınır ve kaynaktan gözlem noktasına gelen direkt alanı içermez. Fiziksel optik yaklaşım parabolün simetri eksenine ve yakınlarında doğru sonuç verir.

Her bir dizi elemanın oluşturduğu yüzey akım yoğunluğu  $J_{sn}$ , gelen manyetik alanın reflektör yüzeyi üzerindeki teğet bileşenin iki katı alınarak hesaplanır. Bu çalışmada kullanılan dizi elemanlarının elektrik alan ifadesi aşağıda verilmiştir:

$$E_{in}(\vec{r}_n) = \left[ D_{\theta_n}(\theta_n) \sin \phi_n \hat{\theta}_n + D_{\phi_n}(\theta_n) \cos \phi_n \hat{\phi}_n \right] \frac{e^{-jkr_n}}{r_n} \quad (3)$$

burada  $D^{\wedge}$  ve  $D_{in}$  inci dizi besleme elemanının örüntü fonksiyonlarıdır ve simetrik örüntü için

$$D_{\theta_n} = D_{\phi_n} = A_n \sqrt{2(1 + \cos^2(\theta_n))} \quad (4)$$

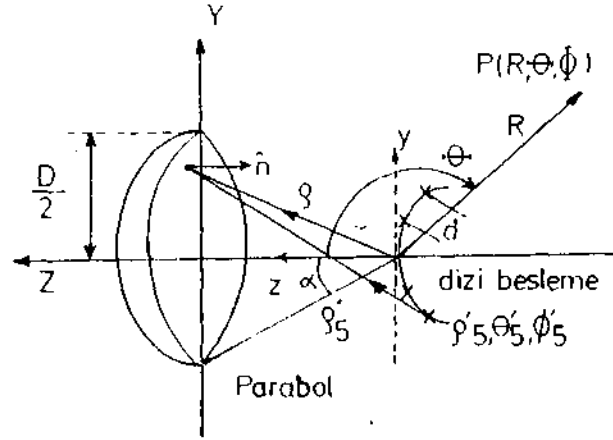
olarak alınmıştır. Burada / pozitif tamsayıdır, \ ise tümlev değişkeninden bağımsız karmaşık uyarım katsayısıdır ve tümlev dışına

$$K = C \gg * \text{""} \quad (5)$$

biçiminde alınabilir. Bu durumda eşitlik (1) ile verilen dizi beslemeli parabol anten uzak alanı

$$E(\Theta, \Phi) = \sum_{n=1}^N C_n e^{j\alpha_n} \varepsilon_n(\Theta, \Phi) \quad (6)$$

şeklinde ifade edilebilir. Yukarıdaki ifadede  $\varepsilon_n(\Theta, \Phi)$  uyarım katsayısı dışlanarak eşitlik (2) kullanılarak hesaplanır. Eşitlik (2)'nin ya doğrudan sayısal olarak yada integrali alınacak ifade uygun serilere açılarak tümlev hesaplanır [7]. Bu çalışmada tümlev doğrudan sayısal olarak hesaplanmıştır.



Şekil 1. Dizi beslemeli parabol anten geometrisi

### 3. ENAZ KARELER YÖNTEMİ İLE ANTEN ÖRÜNTÜSÜ OPTİMİZASYONU

istenen örüntü verildiğinde, istenen ile gerçekleştirilen değer arasındaki farkın kareleri toplamı enaz olacak şekilde besleme dizisinin genlik ve fazı belirlenir. Besleme dizisinin genlik ve faz dağılımı  $A^{\wedge}$ , her bir 0 doğrultusunda yayılan alan  $E'$ ye bağlıdır ve matris formda aşağıdaki gibi ifade edilir [8-9]:

$$E = e.A \quad (7)$$

burada  $E$ , 0, yönünde yayılan alanı,  $A_{jt}$  y'inci dizi elemanının uyarım katsayısını,  $e_{ij}$  y'inci dizi elemanının 0, yönünde yayılan alanını gösterir ve sırasıyla  $E$ ,  $e$ ,  $A$  karmaşık matrislerinin boyutları  $M \times 1$ ,  $M \times N$ ,  $N \times 1$ 'dir.

0, yönünde istenen anten yayılan alan örüntüsü  $\#$ , ile verilirse amaç fonksiyonunu aşağıdaki gibi tanımlayabiliriz:

$$f = \sum_{i=1}^M W_i |E_i - g_i|^2 \quad (8)$$

$$= \sum_{i=1}^M W_i \left| \sum_{j=1}^N \epsilon_{ij} A_j - g_i \right|^2$$

burada  $W_i$  ağırlıklandırma fonksiyonu olarak tanımlanır ve hangi 0 yönünde iyileştirmenin önemli olduğuna bağlı olarak seçilir.

#### 4. SONUÇLAR

Şekil 2 ve 3'de enaz kareler yöntemi ile elde edilen parabol anten örüntüleri, sırasıyla anten ana huzmesi antenin simetri ekseninden  $2^\circ$  kaydırılmış ve simetri eksenine ile çakıştırılmış durumda iken hesaplanmıştır. Üzerinde çalışılan anten geometrisinde parabol anten çapı  $D = 24A$ , açıklık yarıçapı  $a = 60^\circ$  ve besleme dizisi eleman sayısı 5 olarak seçilmiştir. Besleme elemanlarının

birbirlerinden uzaklığı sabit ve  $d = \lambda/4$  dür.

Çizelge 1 ve 2'de ise hesaplanan anten kazançları, yan kulakçık bastırma oranları karşılaştırmalı olarak verilmiştir. Burada verilen sonuçlar ağırlıklandırma fonksiyonu  $W$  sabit ve birim matris olarak alınmıştır.

Elde edilen sonuçlar incelendiğinde seçtiğimiz geometri için en iyi performansın ana huzme kaydırılmış durum için yarım çember biçimli dizi yerleşiminden, ana huzme parabolün simetri ekseninde iken ise hiperbol dizi beslemeden elde edildiği görülmektedir.

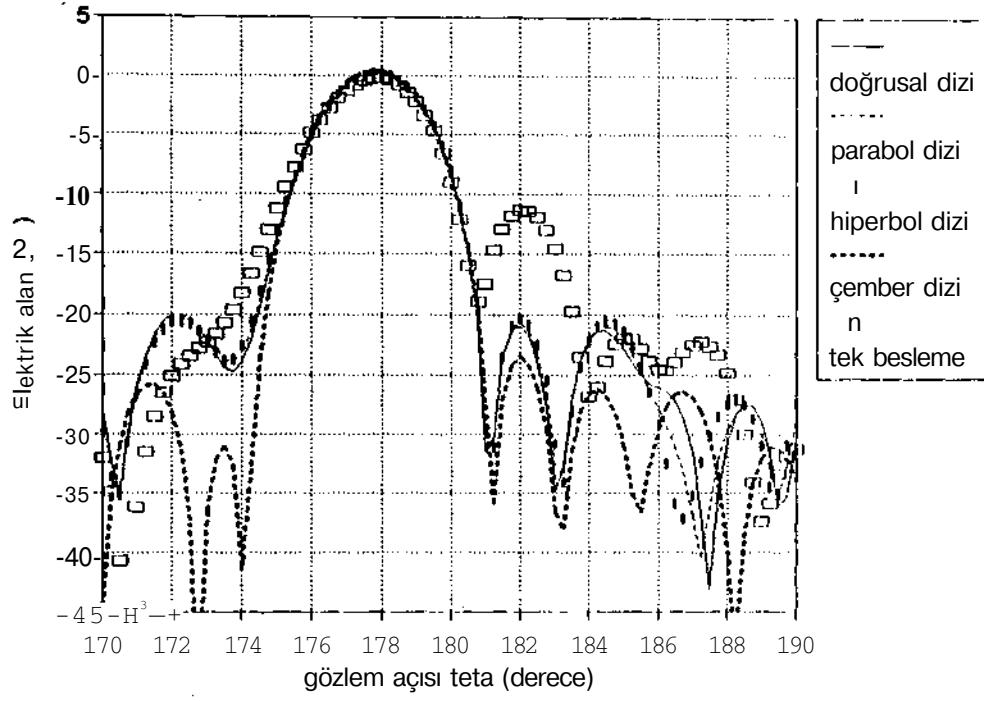
Bu yöntemle, dizi eleman sayısı, dizi elemanları arasındaki uzaklık  $r_f$ 'nin uygun seçimi ile ve değişik dizi yerleştirme biçimleri kullanılarak anten örüntüsünün şekillendirilebileceği, sadece dizi elemanlarının uyarım genlik ve fazı uygun biçimde seçilerek ana huzmenin istenen yönde oluşturulabileceği görülmektedir.

Çizelge 1: Ana huzme parabolün simetri ekseninden  $2^\circ$  derece kaydırılması durumunda hesaplanan kazanç ve yankulakçık seviyeleri

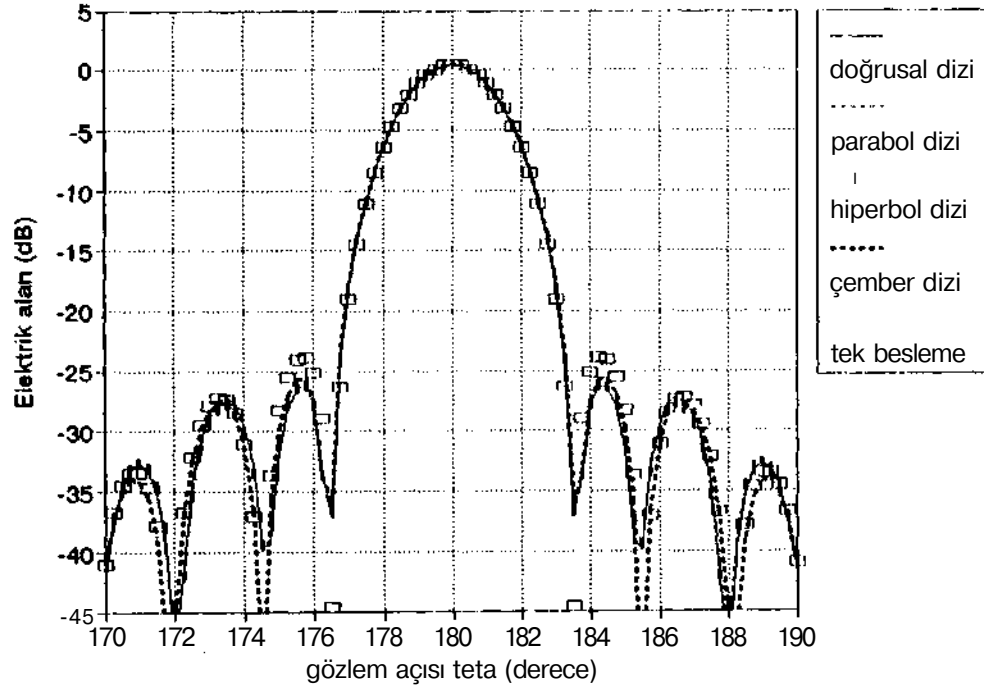
Besleme yerleşimi	Kazanç	Yan kulakçık bastırma oranı
Odaktan kaydırılmış tekli besleme	36.6 dB	-12.0 dB
Doğrusal dizi besleme	22.6 dB	-20.38 dB
Parabol dizi besleme	22.73 dB	-20.28 dB
Hiperbol dizi besleme	22.83 dB	-21.93 dB
Yarım çember dizi besleme	33.24 dB	-23.85 dB

Çizelge 2: Ana huzme parabol simetri eksenine yönünde durumunda hesaplanan kazanç ve yankulakçık seviyeleri

Besleme yerleşimi	Kazanç	Yankulakçık bastırma oranı
Odaktan tekli besleme	36.6 dB	-24.24 dB
Doğrusal dizi besleme	37.1 dB	-26.63 dB
Parabol dizi besleme	37.4 dB	-26.64 dB
Hiperbol dizi besleme	37.8 dB	-26.54 dB
Yarım çember dizi besleme	36.9 dB	-25.90 dB



Şekil 2: Ana huzme parabolün simetri ekseninden 2 derece kaydırılmış



Şekil 3: Ana huzme parabolün simetri ekseninde



## KAYNAKLAR

- [1] Serizawa H., Hongo K., "Synthesis of Offset Parabola with Open-Ended Waveguides Feed", IEEE Trans. AP-39, No.4, pp.535-542, 1991
- [2] Rahmat Samii Y., "Improvement Reflector Antenna Performance Using Optimized Feed Arrays", Proc. of URSI, 1989.
- [3] Davis R.M., Cha C.C., Kamak S.G., Sadigh A., "A Scanning Reflector Using an Off-Axis Space-Fed Phased Array Feed", IEEE Trans. AP-39, No.3, pp.391-399, 1991
- [4] Yazgan E., Şafak M., "Comparison of UTD and UAT in Axially Symmetric Reflectors", IEEE Trans. AP-35, pp.113-116, 1987.
- [5] Hongo K., Matsuura H., "Simplified Technique For Evaluating The Radiation Integrals", IEEE Trans. AP-34, No.5, 1986.
- [6] Collin R., Israel V.G., "Antenna Theory Part 2", Mc Graw Hill, New York, 1969.
- [7] Sami R., Israel V.G., "Shaped Reflector Antenna analysis Using Jacobi- Bessel Series", IEEE Trans. Ap-28, pp.425-435, 1980.
- [8] Kitsuregawa, T., "Advanced Technology in Satellite Communication Antennas, Electrical and Mechanical Design", Artech House, Boston, 1990.
- [9] Giordano, A.H., Hsu, F.M., "Least Square Estimation with Application to Digital Signal Processing", John Wiley & Sons Inc., 1985.



### **BirsertSAKA:**

Hacettepe Üniversitesi Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümünden BSc, MSc. derecelerini 1986 ve 1989 yıllarında aldı. 1986-1989 yılları arasında Aselsan'da Üretim Geliştirme ve Test Mühendisi olarak çalıştı. 1989 yılından beri Hacettepe Üniversitesi Elektrik ve Elektronik

Mühendisliği Bölümünde Araştırma Görevlisi ve doktora öğrencisidir.



### **Erdem YAZGAN:**

O.D.T.Ü. Elektrik Mühendisliği Bölümünden 1971,1973 yıllarında sırası ile BSc. ve MSc. derecelerini aldı. 1972-1973 yılları arasında aynı Üniversitede asistan olarak çalıştı. 1977 yılında Hacettepe Üniversitesi Elektrik Elektronik Mühendisliği bölümüne geçti. 1980 yılında Doktora derecesini aldı. 1985 yılında "Doçent" ve 1990 yılında Profesör oldu. H.Ü. Elektromanyetik Alanlar ve Mikrodalga A.B.D. başkanı oldu. Kendisi Dünya Bankası M.YO. Projesi , S.S.M. TAFICS Projesi ve TSE'de danışmanlık görevlerinde bulundu. Reflektör antenler, Asimplotik Teknikler, Alçak İrtifa Radarları, Fiber Optik, Y.F. Devrelerinde Uyumlandırma konularında yayınları vardır.

# ALÇAK İRTİFA RADARLARINDA ENGELLERİN ELİPS BİÇİMLİ OLARAK MODELLENMESİ

Erkan Afacan, Erdem YAZGAN

Hacettepe Üniversitesi, Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü  
06532, Beytepe, ANKARA

## Özet

Alçak irtifa radarlarında radar ile hedef arasındaki engeller genellikle bıçak-kenarlı ve kama biçimli olarak modellenmektedir[1-2]. Bu çalışmada eğri yüzeyler için geçerli olan üniform kırınım kuramı kullanılmış ve engeller elips biçimli olarak modellenmiştir[3-4]. Bu yaklaşım dağların ve tepelerin daha gerçekçi bir biçimde modellenmesine izin vermektedir. Toprak düzleminin iletkenliğinin etkisi incelenerek elde edilen sonuçlar kama biçimli modelleme sonuçları ile karşılaştırmıştır.

## 1. GİRİŞ

Ele alınan geometri Şekil 1'de görülmektedir. Radar anteni çizgisel bir silindirik dalga kaynağıdır ve iki boyutta her yönde eşit şiddette ışın yapmaktadır. Elips yüzeyinin mükemmel iletken olduğu varsayılmıştır. Engelin solundaki ve sağındaki toprak düzleminin yansımaya katsayıları sırasıyla  $p_1$  ve  $p_2$  olarak verilmektedir.

Bu geometri için gözönüne alınması gereken ışınlar şunlardır:

### 1. Direkt ışın:

$$E_r = \frac{e^{-jk_r r}}{\sqrt{r}} U$$

$$r = \sqrt{(h_1 - h_0)^2 + (d_1 + d_2)^2}$$

Burada U birim basamak işlevidir ve hedef engelin gölgesindeyse 0, hedef açıktaysa 1 değerini alır.

### 2. Elips yüzeyinden yansıyan ışın:

$$E_{r2} = \frac{e^{-jk_s s'}}{\sqrt{s'}} R_{s,h}(\zeta_p, x_p) \sqrt{\frac{\rho_r}{\rho_r + s'}} e^{-jk_s s'} U$$

$s^j = |s^j|$  ve  $s^r = |s^r|$  olup  $J^r$  ve  $J^r$  sırasıyla anten ile elips yüzeyi üzerindeki yansımaya noktası, elips yüzeyi üzerindeki yansımaya noktası ile gözlem noktası arasındaki uzaklığa karşı gelen vektörlerdir.  $R_{s,h}(\zeta_p, x_p)$  UTD yansımaya katsayısıdır ve

$$R_{s,h}(\zeta_p, x_p) = -\sqrt{\frac{-A}{\zeta_p}} e^{-j(\zeta_p)'/h^2} e^{-j\pi/4}$$

$$\left[ \frac{-1}{2\zeta_p \sqrt{\pi}} F(x_p) + \begin{Bmatrix} p^*(\zeta_p) \\ q^*(\zeta_p) \end{Bmatrix} \right]$$

biçiminde verilir.  $F(x_p)$  [5]'de verilen geçiş fonksiyonudur. Diğer parametreler [3]'de tanımlanmıştır.

### 3. Toprak düzleminde yansıyan ışın:

Bu ışını bulmak için 1 nolu ışında  $J^r$  yerine  $-h_0$  konulur.

### 4. Toprak düzleminde yansıyan - elips yüzeyinden yansıyan ışın:

Bu ışını bulmak için 2 nolu ışında  $h^r$  yerine  $\backslash$  konulur.

### 5. Elips yüzeyinden kırılan ışın:

$$E_{s3} = \frac{e^{-jk_s s'}}{\sqrt{s'}} T_{s,h}(\zeta_d, x_d, l) \frac{e^{-jk_s s^d}}{\sqrt{s^d}} [1 - U]$$

$T_{s,h}(\zeta_d, x_d, l)$  transfer fonksiyonudur ve

$$T_{s,b}(\zeta_d, x_d, t) = -\sqrt{m(Q')m(Q)} \sqrt{\frac{2}{k}} e^{-\mu' r} e^{-\gamma' x}$$

$$\left[ \frac{-1}{2\zeta_d \sqrt{\pi}} F(x_d) + \left\{ \begin{array}{l} p^*(\zeta_d) \\ q^*(\zeta_d) \end{array} \right\} \right]$$

biçimindedir. İlgili parametreler [3]'de tanımlandığı gibidir.  $s^d = |\bar{s}^d|$  olup  $\bar{s}^d$  sürünen ışının (creeping wave) ayrılma noktasıyla gözlem noktası arasındaki uzaklığa ilişkin vektördür.

#### 6. Toprak düzleminden yansıyan ve elips yüzeyinden kırılan ışın:

Bu ışın 5 nolu ışında  $h_0$  yerine  $-h_0$  konularak bulunur.

#### 7. Elips yüzeyinden kırılan ve toprak düzleminden yansıyan ışın:

Bu ışın 5 nolu ışında  $h_t$  yerine  $-h_t$  konularak bulunur.

#### 8. Toprak düzleminden yansıyan, elips yüzeyinden kırılan ve engelle hedef arasındaki toprak düzleminden yansıyan ışın:

Bu ışın 5 nolu ışında  $h_0$  yerine  $-h_0$  ve  $h_t$  yerine  $-h_t$  konularak bulunur.

### 2. ÖRÜNTÜ YAYILMA FAKTÖRÜ

Atmosferin ve yeryüzünün neden olduğu yayılma etkileri örüntü yayılma faktörü F ile gözönüne alınır. F verici antenin ışın örüntüsünü ve yayılma etkilerini hesaba katar. Örüntü yayılma faktörü, hedefteki elektrik alanın, serbest uzayda ve anten ışın ekseninde hedefte oluşacak olan elektrik alanı oranı olarak tanımlanır [1]:

$$F = |E/E_0|$$

Burada  $E_0$ , gözlem noktasında, serbest uzay koşullarında anten bu noktaya yönlendirildiğinde oluşan alandır. E ise engellerin varlığında gözlem noktasında oluşan alandır.

### 3. SONUÇLAR

Şekil 1'de görülen geometri için model parametreleri anten yüksekliği  $h_0=20m$ , elipsin dikey yüksekliği  $h_1=50m$ , elipsin yatay genişliği 25m, radar engel uzaklığı 5km, engel hedef uzaklığı 5km olarak verilsin.  $p_1=0$ ,  $p_2=0$  için örüntü yayılma faktörü F hedef yüksekliğinin bir fonksiyonu olarak üç farklı frekans için çizdirilmiştir (Şekil 2). Gözlem noktasına ulaşan ışınlar 1, 2 ve 5 nolu ışınlardır.

$p_1=0$ ,  $p_2=1$  için örüntü yayılma faktörü üç farklı frekans için Şekil 3'de görülmektedir. Bu durum için etkili olan ışınlar 1, 2, 5 ve 7 nolu ışınlardır. Engelle hedef arasındaki toprak düzleminden yansıyan ışının diğer ışınlarla girişimi düşük irtifalarda osilasyona yol açmaktadır.

$p_1=1$ ,  $p_2=0$  için etkili olan ışınlar 1, 2, 3, 4, 5 ve 6 nolu ışınlardır (Şekil 4). Radar anteni ile engel arasındaki toprak düzleminden olan yansımalar nedeniyle yüksek irtifalarda örüntü yayılma faktörü osilasyon yapmaktadır.

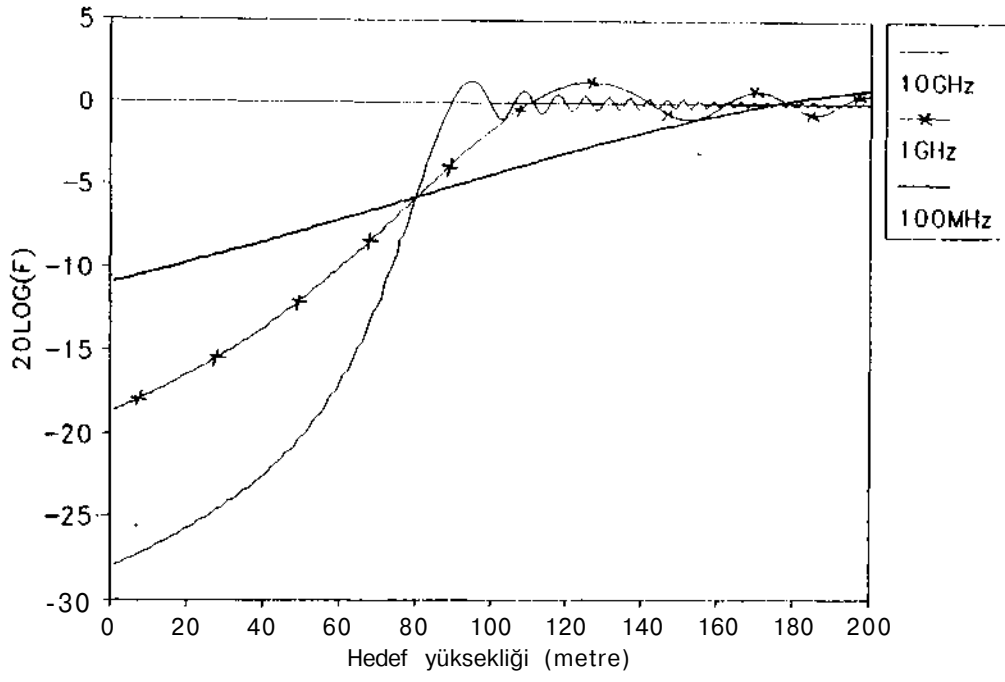
$p_1=1$ ,  $p_2=1$  için bütün ışınlar hedefe ulaşmaktadır. Engelin her iki tarafındaki toprak düzleminden olan yansımalar nedeniyle hem düşük hem de yüksek irtifalarda osilasyon görülmektedir (Şekil 5).

Elips biçimli engel aynı yata/ w ve aynı dikey yükseklikteki bir kama ile yer değiştirdiğinde  $p_1=1$ ,  $p_2=1$  ve 10GHz için elde edilen sonuçlar Şekil 6'da görülmektedir.

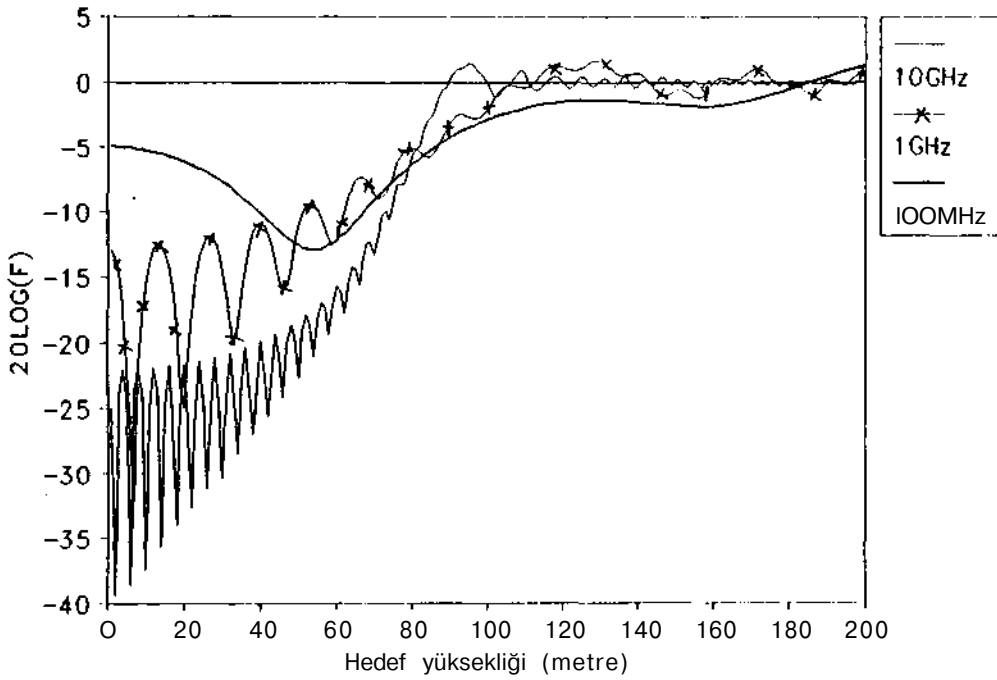
Elipsin yatay genişliği dikey yüksekliğine eşit alınınca elips bir silindire dönüşür.  $p_1=1$ ,  $p_2=1$  ve 10GHz için 50m yarıçaplı silindir biçimindeki engel için elde edilen sonuçlar elips biçimli engel için elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır (Şekil 7). Silindir biçimli engelle düşük irtifalarda osilasyona rastlanmamaktadır.

### TEŞEKKÜR

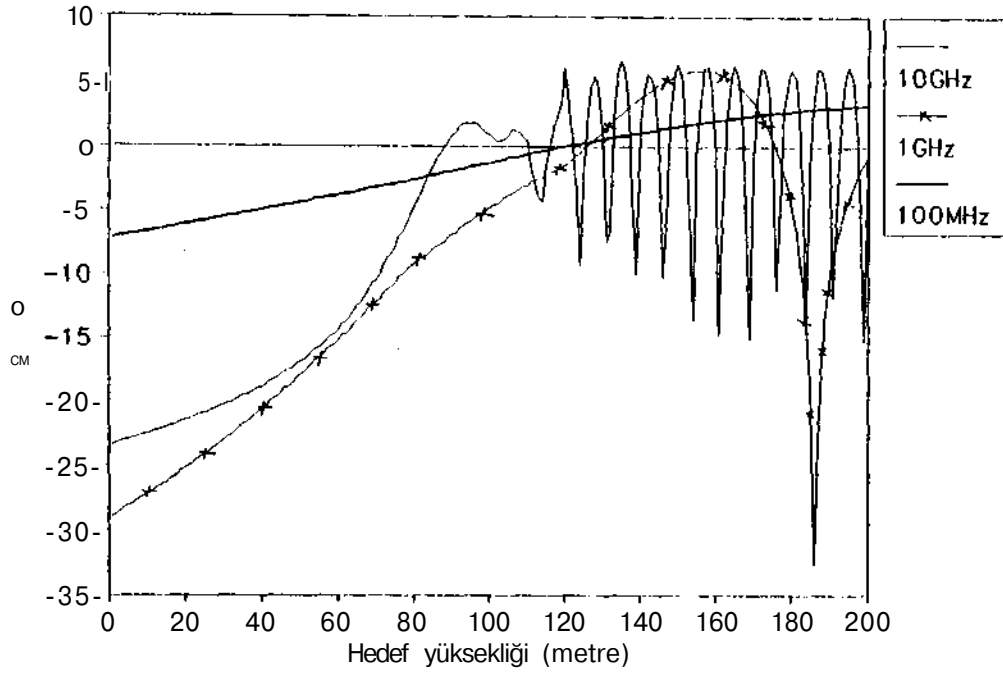
Bu çalışma TÜBİTAK tarafından EEEAG-35 Nolu proje kapsamında desteklenmektedir.



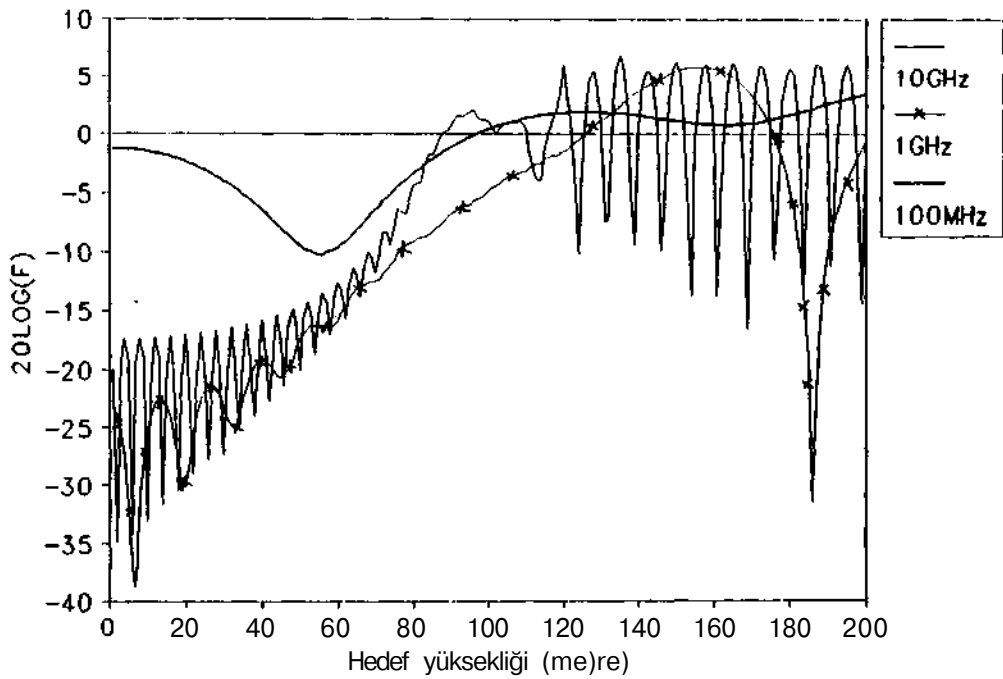
Şekil 2.  $p_1=0$  ve  $p_2=0$  için örüntü yayılma faktörü



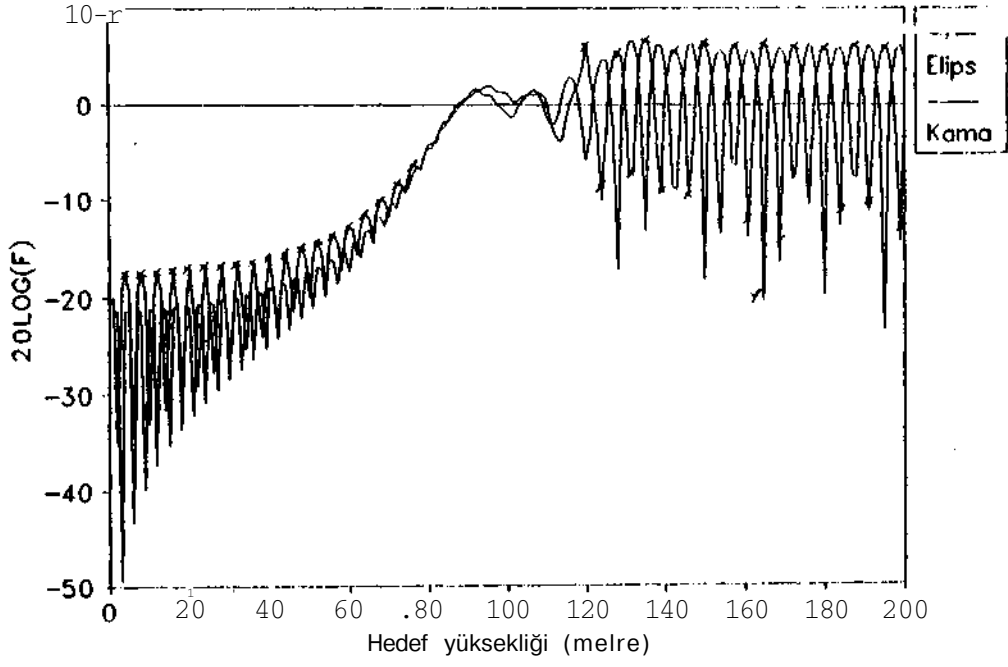
Şekil 3.  $p_1=0$  ve  $p_2=1$  için örüntü yayılma faktörü  
ELEKTRİK MÜHENDİSLİĞİ 5. ULUSAL KONGRESİ



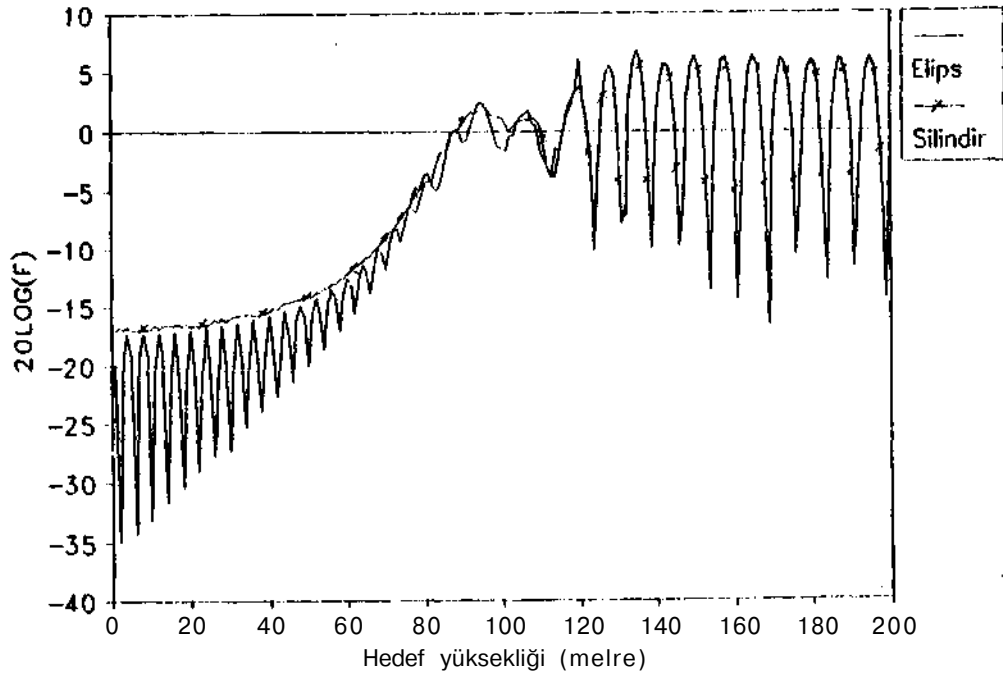
Şekil 4.  $p_1=1$  ve  $p_2=Q$  için örüntü yayılma faktörü



Şekil 5.  $A=1$  ve  $\epsilon > 1$  için örüntü vavılma faktörü



Şekil 6. Kama ve elips biçimli engelden saçılmanın karşılaştırılması ( $\rho_1 = \rho_2 = 1$ )



Şekil 7. Silindir ve elips biçimli engelden saçılmanın karşılaştırılması  
ELEKTRİK MÜHENDİSLİĞİ 5. ULUSAL KONGRESİ

## KAYNAKLAR

- [1] Meeks, M. L, Radar Propagation at Low Altitudes, Artech House, Inc., 1982.,
- [2] Luebbers, R. J. ."Propagation Prediction for Hilly Terrain Using GTD Wedge Diffraction," IEEE AP-32, pp.951-955, 1984.
- [3] P. H. Pathak, W. D. Burnside, R. J. Marhefka, "A Uniform GTD Analysis of The Diffraction of Electromagnetic Waves by a Smooth Convex Surface," IEEE AP-28, pp.631-642, 1980.
- [4] P. H. Pathak, "An Asymptotic Analysis of the Scattering of Plane Waves by a Smooth Convex Cylinder," Radio Science, vol.14, pp.419-435, 1979.
- [5] R. G. Kouyoumjian, P. H. Pathak, "A Uniform Geometrical Theory of Diffraction for an Edge in a Perfectly Conducting Surface," Proc. IEEE, vol. 62, pp.1448-1461, 1974.

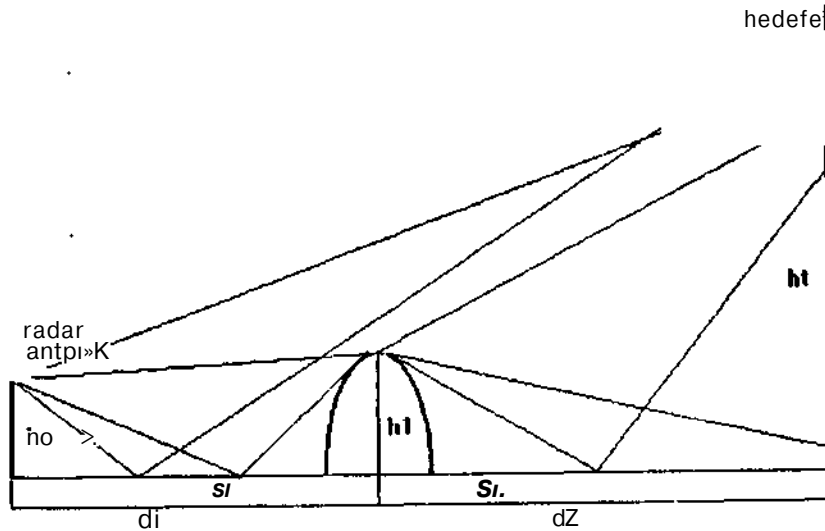
## Erdem YAZGAN:

O.D.T.Ü. Elektrik Mühendisliği Bölümünden 1971,1973 yıllarında sırası ile BSc. ve MSc. derecelerini aldı. 1972-1973 yılları arasında aynı üniversitede asistan olarak çalıştı. 1977 yılında Hacettepe Üniversitesi Elektrik Elektronik Mühendisliği bölümüne geçti. 1980 yılında Doktora derecesini aldı. 1985 yılında "Doçent" ve 1990 yılında Profesör oldu. H.Ü . Elektromanyetik Alanlar ve Mikrodalga A.B.D. başkanı oldu. Kendisi Dünya Bankası M.Y.O. Projesi , S.S.M. TAFICS Projesi ve TSE'de danışmanlık görevlerinde bulundu. Reflektör antenler, Asimptotik Teknikler, Alçak İrtifa Radarları, Fiber Optik, Y.F. Devrelerinde Uyumlandırma konularında yayınları vardır.



## Erkan AFACAN:

Hacettepe Üniversitesi Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümünden BSc, MSc. derecelerini 1987 ve 1990 yıllarında aldı. 1987 yılından beri Hacettepe Üniversitesi Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümünde Araştırma Görevlisi olarak çalışmaktadır. Halen aynı bölümde doktora öğrencisidir.



Şekil 1.Elips biçimli engel üzerinden saçılma  
464

# DUAL MAXWELL DENKLEMLERİ

Mustafa Kuzuoğlu

Orta Doğu Teknik Üniversitesi  
Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü  
06531 Ankara

## ÖZET

*Lagrange çarpanları yöntemiyle, kısıt işlevleri Maxwell denklemleri olan oplivial kontrol problemleri için bir çözüm tekniği geliştirilmiştir. Belirli bir fonksiyonelin değerini en aza indirgeyecek kaynak fonksiyonlarının bulunması amaçlanmıştır. Bu problemin çözümü hem serbest uzayda, hem de sonlu boyutlu mükemmel iletkenliği olan cisimlerin varlığında gerçekleştirilmiştir. Varyasyonel yöntemler kullanılarak, Lagrange fonksiyonları tarafından sağlanan ve yapısal olarak Maxwell denklemlerine benzeyen dual Maxwell denklemleri elde edilmiştir. Daha sonra, kaynak özdeşleşmesi problemi için bir çözüm yöntemi önerilmiştir.*

## GİRİŞ

Mühendislik uygulamalarında ters problemler olarak adlandırılan bir grup problem oldukça büyük önem taşımaktadır [1]. Bu problemlerde genellikle  $Lu = f$  tipinde bir operatör denklemde, belli bir performans kriterini en aza indirgeyecek ( $u, f$ ) çiftinin hesaplanması amaçlanmaktadır. İbu problemi çözebilmek için varyasyonel yöntemler kullanılmaktadır. İbu yöntemler optimal kontrol kuramında, adi diferansiyel denklemlerle ifade edilen sistemler için geliştirilmişlerdir [2]. Bu çalışmada benzer yöntemler, Maxwell denklemleriyle gösterilen elektromanyetik saçınım ve radyasyon problemleri için elde edilmiştir. Optimal kontrol yöntemleri, elektro-

manyetik sınır değer problemlerinin bazı özel uygulamalarında kaynak ve parametre özdeşleşmesi amacıyla kullanılmıştır [3,4]. Bu çalışmada formülasyon en genel durumda gerçekleştirilmiştir.

Bilindiği gibi elektromanyetik kuramın temel denklemleri Maxwell denklemleridir:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (4)$$

Bu çalışmada,  $f(\vec{E}) = \int_{\Omega} J^{\wedge} g(S) dQodt$  türünden fonksiyonelleri en aza indirgeyecek  $J$  kaynak fonksiyonunun bulunması amaçlanmaktadır. Bu problem bilindiği gibi oldukça büyük pratik önem taşımaktadır. Örneği  $g(E) = \|E - E_v\|^2$  olarak verilirse ve  $g_v$  bilinen bir elektrik alan dağılımını gösterirse problemimiz bu alan dağılımını sağlayacak  $J$  fonksiyonunun bulunması anlamına gelmektedir.

Bu çalışmada kullanılan yöntem Lagrange çarpanları yöntemidir. (1) ve (2) numaralı denklemlerin  $\vec{A}$  ve  $\vec{C}_a$  ile gösterilen dual manyetik ve elektrik alan dağılımıyla iç çarpımları alınarak  $f(\vec{E})$  fonksiyoneline eklenmektedir. Elde edilen genişletilmiş fonksiyonelin birinci varyasyonları sıfıra eşitlenerek,  $\vec{E}_a$  ve  $\vec{A}$  nin sağladıkları dual Maxwell



denklemleri elde edilmektedir. Daha sonra bu denklemler, asıl Maxwell denklemleriyle aynı anda çözümlenerek ve bazı optimizasyon yöntemleri uygulanarak  $\vec{J}$  kaynak fonksiyonu  $\vec{J}$  olarak elde edilir.

## FORMÜLASYON

(1-4) no.lu Maxwell denklemleriyle ifade edilen bir sistemde,  $(\vec{J}, p)$  kaynak fonksiyonlarının  $U$  ile gösterilen sınırlı bir uzay bölgesinde lokaline olduğunu varsayalım. Ayrıca,  $\vec{D} = C\vec{Q}\vec{E}$  ve  $\vec{H} = \vec{J} + \vec{J}_a$  olarak, problemi tümüyle serbest uzayda düşünelim. Bilindiği gibi,  $\vec{J}$  ve  $p$  süreklilik denklemi ile birbirlerine bağlanırlar:

$$\nabla \cdot \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (5)$$

$\Omega_0$  ile gösterilen bir gözlem bölgesinde ve  $[0, T_0]$  zaman aralığında, elektrik alanının belli bir  $\vec{E}$  fonksiyonuna eşit olması gerektiğini varsayalım. Bu problem, aşağıdaki minimizasyon problemiyle modellenir:

$$\inf I(\vec{E}) = \int_0^{T_0} \int_{\Omega_0} a_0 \|\vec{E} - \vec{E}_v\|^2 d\Omega dt \quad (6)$$

Bu ifadedeki  $I$  fonksiyonunu minimize ederken, Maxwell denklemleri kısıt işlevleri olarak problemde yer almaktadırlar. (6) no.lu denklemde  $\Omega_0$  gözlem bölgesinde hangi noktaya ne kadar ağırlık verildiğini gösteren "hipotetik" bir iletkenlik fonksiyonudur. Ayrıca  $a_0$  yardımıyla,  $I$  fonksiyoneli bir enerji fonksiyoneli olarak yorumlanabilir.  $\vec{J}_a$  ve  $\vec{H}_a$  ile göstereceğimiz dual elektrik ve manyetik alan dağılımlarıyla (1) ve (2) no.lu Maxwell Denklemlerinin iç çarpımları alınarak ve  $I$  fonksiyoneline eklenerek,  $I$ , genişletilmiş fonksiyoneli elde edilir:

$$I(\vec{E}, \vec{J}, p, \vec{J}_a, \vec{H}_a) = I(\vec{E}) + \int_{\Omega} \left\{ (\nabla \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}) \cdot \vec{H}_a + (\nabla \times \vec{H} - \vec{J} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}) \cdot \vec{E}_a \right\} d\Omega dt \quad (7)$$

466

Burada  $\hat{\Omega}$ , sonsuz j'arıçaplı  $e^{VS}$ , ile sınırlanmış uzay bölgesidir. (Jörüldüğü gibi, formülasyonda kullanılan yaklaşım, literatürde sıkça rastlanan Lagrange çarpanları yöntemidir.  $\vec{C}_a$  ve  $\vec{J}_a$  fonksiyonları Lagrange çarpanları rolünü üstlenmektedirler.  $\vec{E}$ ,  $\vec{J}$ ,  $\vec{E}_a$ ,  $\vec{H}_a$  ve  $\vec{J}$  fonksiyonlarına  $\delta E$ ,  $\delta FJ$ ,  $\delta E_a$ ,  $\delta H_a$  ve  $\delta J$  farkları eklenerek, bu farklara göre doğrusal olan terimler bir araya toplanır:

$$\Delta f_a = f_a(\hat{A} + \vec{*}A) - f_n(\hat{A}) \quad (8)$$

Burada,

$$\vec{A} = (\vec{E}, \vec{J}, \vec{E}_a, \vec{H}_a, \vec{J})^T$$

ve

$$\vec{C} = (\delta E, \delta FJ, \delta E_a, \delta H_a, \delta J)^T$$

olarak tanımlanmıştır,

$$A_f = \int_0^{T_0} \int_{\Omega_0} 2a_0(\vec{E} - \vec{E}_v) \cdot \vec{S} \vec{E} d\Omega dt + \int_0^{T_0} \int_{\Omega} \left\{ \nabla \times \vec{E} \cdot \vec{H}_a + \nabla \times \vec{H} \cdot \vec{E}_a + \mu_0 \frac{\partial(SI)}{\partial t} \cdot \vec{H}_a + \mu_0 \frac{\partial(n)}{\partial t} \cdot \vec{H}_a + \nabla \times (\vec{H} \cdot \vec{E}_a) - \vec{J} \cdot \vec{E}_a - \vec{E} \cdot \vec{J} \right\} d\Omega dt + O(\|\vec{E}\|^2, \|\vec{J}\|^2, \|\vec{E}_a\|^2, \|\vec{H}_a\|^2, \|\vec{J}\|^2) \quad (9)$$

Daha sonra

$$\nabla \times (\delta E) \cdot \vec{H}_a - \nabla \cdot (\delta \vec{E} \times \vec{H}_a) + \delta \vec{E} \cdot \nabla \times \vec{H}_a$$

$$\nabla \times (SI) \cdot \vec{H}_a = \nabla \cdot (\delta SI \times \vec{H}_a) + \delta SI \cdot \nabla \times \vec{H}_a$$

veklörel eşitlikleri kullanılarak, aşağıdaki ifade elde edilir:

ELEKTRİK MÜHENDİSLİĞİ 5. ULUSAL KONGRESİ

$$\nabla \cdot \vec{J} = 0 \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \Delta f_a = & \int_{\Omega} \left\{ \mu_0 \delta \vec{H} \cdot \vec{H}_a |_{t_0}^{t_1} - \epsilon_0 \delta \vec{E} \cdot \vec{E}_a |_{t_0}^{t_1} \right\} d\Omega \\ & + \int_{J_0} \int_{J_d(i_0)} (6E_x f_a + 6H_x \times \check{g}_a) \cdot h \, ds \, di \\ & + \int_{J_0} \int_{\hat{a}} \left\{ (V \times \vec{E} + \hat{a}) \cdot \vec{M} \vec{I}_a \right. \\ & \left. + (\nabla \times \vec{u} - \epsilon_0 \hat{a} - T) \cdot f E_a \right. \\ & \left. + (\nabla \times \vec{H}_a + \epsilon_0 \hat{a} + 2a_0 (E^- - E^+)) \cdot f E \right. \\ & \left. + (\nabla \times \vec{E}_a - \mu_0 \frac{\partial \vec{H}_a}{\partial t}) \cdot \dots \right. \\ & \left. + O(\|E\|^2, \|\vec{J}\|^2, \|\hat{a}\|^2, \|\vec{W}_a\|^2, \|\vec{J}\|^2) \right\} \quad (10) \end{aligned}$$

Bu denklemde,  $\int_{\Omega} \dots$  üzerindeki integrali sıfıra eşitleyerek  $\vec{E}_a$  ve  $\vec{H}_a$  dual elektromanyetik alan değişimlerinin sağladığı radyasyon koşulu elde edilir:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r (\vec{H}_a \times \hat{a}_r + \frac{1}{r} \vec{E}_a) = 0 \quad (11)$$

Bu denklemde de görüleceği gibi uzak alan  $f$ ,  $r^{-1}$  ...  $i_u$  ...  $i_l$  **gaitir** ve  $H_a$  içeriye doğru gelen küresel dalga,  $i \rightarrow -$

Ayrıca  $\delta E$  ve  $\delta H$ 'in  $2\sigma$  anında serbest olduğu göz önüne alınarak,  $E_a(t_0) = \vec{J}_a(t_0) = 0$  koşulları da bulunur.

(10) no.lu denklemde geriye kalan terimlerde  $SE$  ve  $6H$  farklarının katsayı terimleri sıfıra eşitlenerek, dual Maxwell denklemleri çıkarılır:

$$\nabla \times \vec{E}_a = -\dot{\vec{H}}_a - \check{g}_a \quad (12)$$

$$\nabla \times \vec{H}_a = -\dot{\vec{E}}_a - 2a_0 (E^- - E^+) \quad (13)$$

Görüldüğü gibi gerçek elektrik alan ( $\vec{E}$ ) ve olması gereken elektrik alan ( $\vec{E}_a$ ) arasındaki fark, dual alan değişimlerinin kaynak terimini oluşturmaktadır. (12) ve (13) no.lu denklemlerle uyumlu olmak koşuluyla,  $D_a$  ve  $\vec{B}_a$  dual alan fonksiyonları da tanımlanabilir:

$$\nabla \cdot \vec{D}_a = p_a \quad (14)$$

Binada  $\vec{J}_a = t_0 \vec{E}_a$  ve  $\vec{J}_a^* = \vec{J}_a / \gamma_a$  olarak U-  
»lanmış ve  $p_a$  aşağıdaki süreklilik denklemini sağlayacak şekilde seçilmiştir:

$$\nabla \cdot (-2a_0 (\vec{g} - \hat{a}) - \frac{\partial}{\partial t}) = 0 \quad (16)$$

Şimdi  $\Omega$ ,  $\dots$  ile  $\int_{\Omega} \dots$  hacim işgal eden, yüzeyi  $d\vec{u}$  ile gösterilen ve mükemmel iletkenliği olan bir cismin varlığına ilişkin problem için alalım  $f_a$  fonksiyonunu aşağıdaki şekilde ifade edilecektir:

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \left\{ \vec{J}_a \cdot \vec{E}_a + \vec{U}_a \cdot \vec{J} \right\} = f(E) \\ + \int_{J_0} \int_{J_d} \left\{ (V \times \vec{E} + \hat{a}) \cdot \vec{H}_a \right. \\ \left. + (\nabla \times \vec{J} - \dots) \cdot \vec{C}_B \right\} r / W \quad (17) \end{aligned}$$

Benzer işlemler sonucunda  $A_0$  oluşturulduğunda, butun terimlere ek olarak aşağıdaki ifadenin sağlanması gerekir:

$$\int_{J_0} \int_{J_d} [SE \times \vec{H}_a + 6\vec{H} \times E_a] \cdot n \, ds \, di = 0 \quad (18)$$

$\vec{O}il_c$  üzerinde  $\vec{O}il_c \times n = \vec{U}$  olması gerektiği ve  $\vec{O}il_c$  üzerinde benzer bir kısıt olmadığı için, aşağıdaki sonuç elde edilir:

$$\int_{J_0} \int_{J_d} \vec{g}_a = 0 \quad \vec{O}il_c \text{ üzerinde} \quad (19)$$

Bu denklemde de görüldüğü gibi, dual elektrik alan fonksiyonunun mükemmel iletken yüzeyler üzerindeki teğet bileşeni sıfır olması gerekir.

### ÇÖZÜM YÖNTEMİ

Bir önceki bölümde elde edilen sonuçlardan yola çıkarak, bilinmeyen kaynak fonksiyonu  $\vec{J}_a$  bulabilmek için gerçek ve dual Maxwell

denklemlerinin aynı anda çözümleri gerekmektedir. Ancak, burada göz önüne alınması gereken en önemli nokta başlangıç değerlerinin  $\vec{E}$  ve  $\vec{H}$  için  $t = 0$  anında,  $\vec{E}_a$  ve  $\vec{H}_a$  için ise  $t = T_0$  anında verilmiş olmasıdır. Dolayısıyla problem optimal kontrol kuramında sıkça rastlanan ayırık sınır değer problemleri türündedir [2]. Bu zorluk, aşağıdaki çözüm yöntemi yardımıyla ortadan kaldırılabılır:

- Adım 1: Bir  $\vec{J}_0$  fonksiyonunu varsayalım.
- Adım 2:  $t = 0$  anından başlayarak ve zamanda pozitif yönde ilerleyerek,  $\vec{E}$  ve  $\vec{H}$  elektromanyetik alan fonksiyonlarını bulalım.
- Adım 3:  $t = T_0$  anından başlayarak ve zamanda negatif yönde ilerleyerek,  $\vec{E}_a$  ve  $\vec{H}_a$  duaf elektromanyetik alan fonksiyonlarını bulalım.
- Adım 4:  $J/1 < e$  ( $e$  önceden belirlenmiş bir pozitif sabit) sağlanıyorsa, sözkonusu  $\vec{J}$  çözüm fonksiyonudur. Aksi takdirde  $\vec{J}$  fonksiyonunu değiştirerek, adım 2'ye gidelim.

Görüldüğü gibi bu yöntemde, adım 4'de  $\vec{J}$  fonksiyonunun değiştirilmesi büyük önem taşımaktadır. Burada kaynak fonksiyonu,  $\vec{J}$ 'nin  $\vec{J}$ 'ye göre negatif gradyanı yönünde değiştirilir. Bu gradyan (10) no.lu denklemde  $\vec{J}$  ile iç çarpımı alınan  $\vec{J}$ , fonksiyonudur. O halde

$$\vec{A}_{t+1} = \vec{A}_t - \alpha \nabla_{\vec{J}} J_a \quad (20)$$

Bu ifadede  $\alpha$ , tek boyutlu optimizasyon yöntemleriyle hesaplanması gereken adım uzunluğudur,  $\vec{J}$ 'nin bu şekilde değiştirilmesi,  $J$  fonksiyonunun her adımda değerinin düşmesini garantilemektedir.

## SONUÇ

Bu çalışmada önerilen genel formülasyon yardımıyla, elektromanyetik alan problemlerinde karşılaşılan pek çok kaynak ve parametre özdeşleşmesi problemi çözülebilir. Örneğin, 468

doğrusal tel antenlerde belli bir uzak alan dağılımını sağlamak için uygulanması gereken giriş gerilim sinyali bu yöntemle bulunabilir. Bir diğer uygulama, homojen bir yapıya sahip olmayan cisimlerin  $t$ ,  $f$ ,  $a$  gibi parametrelerinin, (isinin dışında, gerçekleştirilen alan ölçümleri yardımıyla bulunmasıdır. Bu problem özellikle hiyomedikid uygulamalarda büyük önem taşımaktadır (H).

## KAYNAKÇA

1. A. N. Tikhonov, A. V. Goncharsky (editors), Ill-Posed Problems in the Natural Sciences, MIR Publishers, 1987, Moscow.
2. D. E. Kirk, "Optimal Control Theory", Prentice-Hall Inc., 1970.
3. M. Önder, M. Kuzuoğlu, "Optimal Control of the Vertical Voltage of a Dipole Antenna", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 40, pp. 414-421, April 1992.
4. M. Önder, M. Kuzuoğlu, "Reconstruction of Permittivity and Conductivity Profiles of a Dielectric Slab in the Time Domain by Descent Methods", IEEE Proceedings-11, vol. 139, pp.435-440, Oct.1992.
5. M. Kuzuoğlu, K. Leblebicioğlu, N. C. Çençer, Y. Z. İder, "A New Descent Algorithm for Localized Impedance Tomography", IKIO EMBS 14-th Annual International Conference Proceedings, vol. 5, pp.1081-1084, Paris, Oct. 1992.



**Mustafa Kuzuoğlu** B.Sc, M.Sc. ve Ph.D. derecelerini sırasıyla 1979, 1981 ve 1986 yıllarında ODTÜ Elektrik Mühendisliği bölümünden aldı. İlanın aynı bölümde öğretim üyesi olarak görev yapmaktadır.

Başlıca ilgi alanları, optimizasyon ve dağılım parametrelili sistemler kuramıdır.

ELEKTRİK MÜHENDİSLİĞİ 5. ULUSAL KONGRESİ