

DİELEKTRİK REZONATÖR ANTEN YAPILARININ İNCELENMESİ

ANALYSES OF DIELECTRIC RESONATOR ANTENNA STRUCTURES

ERTUĞRUL AKTAN

Hacettepe Üniversitesi
Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliğinin
ELEKTRİK ve ELEKTRONİK Mühendisliği Anabilim Dalı İçin Öngördüğü
YÜKSEK LİSANS TEZİ
olarak hazırlanmıştır.

2007

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğü'ne,

Bu çalışma jürimiz tarafından **ELEKTRİK VE ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI'nda YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Başkan :.....
Prof. Dr. Erdem YAZGAN

Üye :.....
Prof. Dr. Feza ARIKAN

Üye :.....
Prof. Dr. Adnan KÖKSAL

Üye :.....
Yrd. Doç. Dr. Ali KARA

Üye (Danışman) :.....
Doç. Dr. Çiğdem Seçkin GÜREL

ONAY

Bu tez/...../2007 tarihinde Enstitü Yönetim Kurulunca belirlenen yukarıdaki jüri üyeleri tarafından kabul edilmiştir.

...../...../2007

Prof. Dr. Erdem YAZGAN
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRÜ

Annem, Babam ve Kardeřime...

DİELEKTRİK REZONATÖR ANTEN YAPILARININ İNCELENMESİ

Ertuğrul Aktan

ÖZ

Dielektrik Rezonatör Antenler (DRA), küçük boyutları, yüksek ışıma etkinlikleri, mekanik yapılarının basitliği, yüksek frekanslarda verimli çalışabilmeleri ve iletim hatları ile bağlaşımlarının kolaylığı ile birçok yararlı özellikler sağlamaktadır. Değişik şekillerde tasarımları mümkün olmakla birlikte, dikdörtgen DRA'lar, yapılarındaki kolaylıklar ve farklı uygulamaların gereklerine göre boyut oranlarının özgürce seçilebilmesinden ötürü literatürde özel bir ilgi görmekte ve çeşitli kullanım alanları bulmaktadır. Dikdörtgen DRA'ların elektromanyetik analizinde, Dielektrik Dalga Kılavuzu Modeli (DDKM) sıklıkla kullanılmaktadır. Bu tez çalışmasında ilk olarak tek katmanlı DDRA'lar için rezonans frekansı, ışıma örüntüsü ve ışıma Q faktörü hesaplamaları bu modele dayanılarak gerçekleştirilmiştir. Geliştirilmiş Dielektrik Dalga Kılavuzu Modeli (GDDKM) de literatürde izleyen yıllarda ortaya atılmış olan bir başka model olup, çalışmaların devamında tek katmanlı DDRA'larda ışıma Q faktörü belirlenmesinde GDDKM üzerinden yeni bir yöntem geliştirilmiş ve önceki sonuçlarla kıyaslanarak sağlanan iyileştirmeler sunulmuştur. DDKM ve GDDKM ile sağlanan sonuçlar karşılaştırılarak, birbirlerine üstünlükleri tartışılmıştır. Dikdörtgen DRA'nın tasarım aşamasında kullanılmak üzere yapısal parametrelerinin rezonans frekansı ve ışıma Q faktörü üzerindeki etkileri farklı durumlar için gösterilmiştir. Çalışmanın devamında tek katmanlı anten yapısının ışıma örüntülerinin formülasyonu gerçekleştirilerek elde edilen sonuçların literatürden sağlanan deneysel verilerle yakın uyum içinde oldukları gösterilmiştir. Tez çalışmasının son bölümünde ise çok katmanlı anten yapıları ele alınarak tasarımlarda esneklik sağlanması hedeflenmiştir. Çok katmanlı dikdörtgen dielektrik rezonatör antenlerin (ÇKDDRA) rezonans frekanslarının Basit Statik Kapasitans Modeli (BSKM) ve Ağırlıklandırılmış Ortalama Modeli (AOM) ile hesaplamaları gerçekleştirildikten sonra BSKM ve AOM tabanlı yeni bir model olan ve ağırlıklandırılmış bir rezonans frekansı formülüne dayanan Geliştirilmiş Ağırlıklandırılmış Ortalama Modeli (GAOM) önerilmiştir. Bu modelin genel bir ÇKDDRA'nın rezonans frekansı hesabında kullanılmasıyla sağlanan

iyileştirmeler mevcut teorik ve deneysel sonuçlarla kıyaslamalar yapılarak gösterilmiştir.

Anahtar Kelimeler: Dielektrik Rezonatör Anten, Dielektrik Dalga Kılavuzu Modeli, Basit Statik Kapasitans Modeli, Ağırlıklandırılmış Ortalama Modeli, ok Katmanlı Dielektrik Rezonatör Anten, Rezonans Frekansı, Işıma Q Faktörü, Işıma rnts.

Danışman: Doç. Dr. Çiğdem Seçkin Grel, Hacettepe Üniversitesi, Elektrik ve Elektronik Mhendislięi Blm.

ANALYSES OF DIELECTRIC RESONATOR ANTENNA STRUCTURES

Ertuğrul Aktan

ABSTRACT

Dielectric resonator antennas (DRA) offer lots of attractive features such as small size, high radiation efficiency, simple mechanical structure, effective operation at high frequencies and easy transmission line coupling. Even though different structural configurations are possible in design stage, rectangular DRAs are of special practical interest in literature and find various applications due to their easy fabrication and freedom in adjustment of dimensional ratios. In electromagnetic analysis of rectangular DRA (RDRA), Dielectric Waveguide Model (DWM) has been widely used. In this thesis, firstly, on the basis of this method resonant frequency, radiation pattern and the radiation Q factor are determined for one segment RDRA. Modified Dielectric Waveguide Model (MDWM) is another model proposed in following years for the analyses of RDRA in literature. In order to determine radiation Q factors of one segment RDRA, a new method is proposed depending on MDWM and results are compared with the available values in literature. Superiorities of DWM and MDWM are determined and discussed by comparing the results provided by each model. Effects of the structural parameters of RDRA on the resonant frequency and radiation Q factor are investigated for different parameter cases. Later, radiation patterns are obtained for one segment RDRA. The close agreement of the results with experimental plots available in literature is shown. In the last part of the study, rectangular multi-segment dielectric resonator antennas (MSRDRA) are analysed firstly by using Simple Capacitance Model (SCM) and Weighted Average Model (WAM) in order to determine resonant frequencies of multi-layered structure. On the basis of SCM and WAM, a new model, named as Modified Weighted Average Model (MWAM) is developed depending mainly on the usage of weighted resonant frequency formula. The resulting improvements in the calculation of resonant frequency depending on this weighted model are shown by comparing the obtained results with the available theoretical and experimental results in literature.

Keywords: Dielectric Resonator Antenna, Dielectric Waveguide Model, Simple Capacitance Model, Weighted Average Model, Multisegment Dielectric Resonator Antenna, Resonance Frequency, Radiation Q Factor, Radiation Pattern

Advisor: Assoc. Prof. ıgdem Seçkin Grel, Hacettepe University, Department of Electrical and Electronics Engineering.

TEŞEKKÜR

Tez çalıőmam boyunca fikir ve önerileriyle her zaman bana vakit ayıran değerli tez danıőmanım Sayın Doç. Dr. ığdem Seçkin GÜREL'e,

Çalıőmamı maddi ve manevi olarak destekleyen aileme,

Teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
ÖZ.....	i
ABSTRACT.....	iii
TEŞEKKÜR.....	v
İÇİNDEKİLER DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xi
1. GİRİŞ.....	1
1.1. Genel Olarak Dielektrik Rezonatör Antenler.....	1
1.2. DRA'nın Gelişimi.....	1
1.3. Tezin Tanımı.....	5
1.3.1. Bölüm İçerikleri.....	6
2. DİKDÖRTGEN DİELEKTRİK REZONATÖR ANTEN (DDRA).....	8
2.1. DDRA'ların Yapısı.....	8
2.2. DRA'lar için Modların Sınıflandırılması.....	10
3. ELEKTROMANYETİK ÇÖZÜMLEMELER.....	12
3.1. Vektör Potansiyelleri ile Alan Denklemlerinin Tanımlanması.....	12
3.2. TE Analizi.....	15
4. DİELEKTRİK DALGA KILAVUZU MODELİNİN İNCELENMESİ.....	17
4.1. Dielektrik Dalga Kılavuzu Modeli (DDKM).....	17

4.2.	ψ Dalga Fonksiyonu.....	19
4.3.	k_x ve k_y Dalga Numaraları.....	20
4.4.	DDRA İçindeki Alan Bileşenleri.....	21
4.5.	Kusursuz Olmayan Manyetik Duvar Analizleri.....	22
4.5.1.	DDRA Dışındaki h Faz Sabiti.....	23
4.5.2.	Marcatili Yaklaşımı ve Transandantal Denklemi.....	24
4.6.	Rezonans Frekansının Hesaplanması.....	26
5.	İŞİMA Q FAKTÖRÜ.....	28
5.1.	DDRA Yayılma Gücü.....	28
5.2.	DDRA İçinde Depolanmış Elektrik Enerjisi.....	30
5.3.	Rezonans Durumunda Işıma Q Faktörü.....	31
6.	İŞİMA ÖRÜNTÜSÜ.....	33
6.1.	Kartezyen ve Küresel Uzayda Uzak Alan.....	34
6.2.	Işıyan Alanın θ ve ϕ Bileşenlerinin Bulunması.....	36
7.	GELİŞTİRİLMİŞ DİELEKTRİK DALGA KILAVUZU MODELİ (GDDKM).....	38
7.1.	Etkin Rezonans Frekansının Bulunması.....	38
7.2.	Etkin Işıma Q Faktörünün Bulunması.....	39
8.	TEK KATMANLI DDRA İÇİN DEĞERLENDİRME.....	41
8.1.	Işıma Q Faktörü ve Rezonans Frekansı Karşılaştırmaları.....	41
8.2.	Işıma Örüntüsü Çizimleri.....	44

8.2.1.	E_{θ} ve E_{ϕ} Işıma Örüntüleri.....	44
8.3.	Tek Katmanlı DDRA'da Yapısal Parametrelerin Rezonans Frekansına Etkileri.....	46
8.3.1.	Dielektrik Sabitinin Rezonans Frekansı ve Işıma Q Faktörü Üzerindeki Etkisi.....	46
8.3.2.	Boyutların Rezonans Frekansı Üzerindeki Etkisi.....	48
8.3.3.	Boyutların Işıma Q Faktörü Üzerindeki Etkisi.....	49
9.	ÇOK KATMANLI DİKDÖRTGEN DİLEKTRİK REZONATÖR ANTENLER (ÇKDDRA).....	51
9.1.	Basit Statik Kapasitans Modeli (BSKM).....	52
9.1.1.	BSKM'ye Göre Rezonans Frekansı Hesabı.....	54
9.2.	Ağırlıklandırılmış Ortalama Modeli (AOM).....	55
9.2.1.	AOM'a Göre Rezonans Frekansı Hesabı.....	56
9.3.	Geliştirilmiş Ağırlıklandırılmış Ortalama Modeli (GAOM).....	58
9.3.1.	GAOM'a Göre Rezonans Frekansı Hesabı.....	59
9.4.	AOM, BSKM ve GAOM Modellerinin Deneysel Sonuçlarla Karşılaştırılması.....	61
10.	GENEL SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	63
10.1.	SONUÇLAR.....	63
10.2.	ÖNERİLER.....	64
	KAYNAKLAR.....	65
	SÖZLÜK.....	68
	ÖZGEÇMİŞ.....	69

ŞEKİLLER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
Şekil 2.1. İzole edilmiş DDRA.....	8
Şekil 2.2. İletken plaka üzerindeki sonda beslemeli DDRA.....	9
Şekil 4.1. DDRA içerisindeki elektrik ve manyetik alan çizimleri.....	18
Şekil 4.2. Kusursuz olmayan manyetik duvar.....	24
Şekil 5.1. Seri RLC devresi.....	31
Şekil 6.1. Kartezyen ve küresel uzayda uzak alan.....	34
Şekil 8.1. $\phi = 0.5\pi$ için $y - z$ düzleminde θ açısının değişiminde oluşacak E_θ örüntüsü, —:Teorik Çizim, - - -:Deneysel Çizim.....	45
Şekil 8.2. $\theta = 0.5\pi$ için $y - x$ düzleminde ϕ açısının değişiminde oluşacak E_ϕ örüntüsü, —:Teorik Çizim, - - -:Deneysel Çizim.....	45
Şekil 8.3. Değişen dielektrik sabitinin rezonans frekansı üzerinde etkisi, $d = 7$ mm, $a = 9$ mm, $b/2 = 7$ mm.....	47
Şekil 8.4. Değişen dielektrik sabitinin ışıma Q faktörü üzerinde etkisi, $d = 7$ mm, $a = 9$ mm, $b/2 = 7$ mm.....	47
Şekil 8.5. Değişen $b/2$ yüksekliğinin rezonans frekansı üzerinde etkisi, $d = 7$ mm, $a = 9$ mm, $\epsilon_r = 38$	48
Şekil 8.6. d/b oranının ışıma Q faktörü üzerinde etkisi, $a = b = 8$ mm, $\epsilon_r = 20$ ve $\epsilon_r = 60$	49
Şekil 8.7. a/b oranının ışıma Q faktörü üzerinde etkisi, $d = b = 8$ mm, $\epsilon_r = 20$ ve $\epsilon_r = 60$	50
Şekil 9.1. Çok katmanlı DDRA.....	51
Şekil 9.2. Çok katmanlı DDRA'nın Basit Statik Kapasitans Modeli ile gösterimi.....	52
Şekil 9.3. Basit Statik Kapasitans Modeli'ne göre eşdeğer tek katmanlı DDRA.....	53

Şekil 9.4.	Ağırlıklandırılmış Ortalama Modeli'ne göre eşdeğer tek katmanlı DDRA.....	57
------------	---	----

ÇİZELGELER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
Çizelge 8.1. Rezonans Frekansı için Deneysel Sonuçlar ile DDKM ve GDDKM Sonuçlarının Karşılaştırılması.....	42
Çizelge 8.2. Işıma Q Faktörü için Deneysel Sonuçlar ile DDKM ve GDDKM Sonuçlarının Karşılaştırılması.....	43
Çizelge 9.1. Deneysel Sonuçlar ile AOM, BSKM ve GAOM Rezonans Frekansı Sonuçlarının Karşılaştırılması.....	61

1. GİRİŞ

1.1. Genel Olarak Dielektrik Rezonatör Antenler

Son yıllarda, dielektrik rezonatörlerin anten olarak kullanılabileceği fikri bir araştırma konusu olmuş, ve bu alanda bir çok çalışmalar yapılmıştır. Dielektrik rezonatör antenler (DRA), küçük hacimsel yapıları, yüksek ışıma etkinlikleri ve mekanik olarak kolay ve ucuz yapılandırılabilimleri gibi çekici özellikler sunarlar. Bu antenler L-Band (1-2 GHz) ile Ka-Band (26.5-40 GHz) arasındaki yüksek frekanslarda telsiz ve uydu haberleşmelerinde kullanım alanları bulmaktadır. Yüksek frekanslarda iletim kayıplarının en aza indirilmiş olması sebebiyle daha az kayıp mekanizması içeriyor olmaları da iletken antenlere göre bir üstünlük sunmaktadır. Bu özelliklerinin yanısıra, çeşitli şekillerde rezonatör antenlerin tasarlanabilmesi de bir avantajdır. Dikdörtgen, silindirik ve küresel olabilen rezonatör antenler mevcuttur. Sonda, yarık, açıklık ve mikroşerit hat gibi besleme uygulamalarının kullanımı ile anten beslemesi yönünden de çeşitlilik sağlanmaktadır. Yapısal olarak, dielektrik rezonatörün iletken bir plaka üzerine yerleştirilmesi ve iletken plaka üzerinden beslenmesi tasarımlarda besleme modeli olarak esas alınmıştır.

1.2. DRA'nın Gelişimi

Dielektrik rezonatör (DR), genel olarak, düşük kayıplı, ısı ile değişmeyen dielektrik madde ile dolu hacimsel bir yapıdır. Dielektrik rezonatörler ilk defa R.D. Richtmeyer tarafından ileri sürülmüş ve kendisi rezonatörlerin ışıma yapması gerektiğini belirtmiştir (Richtmeyer, 1939). 1962'de, basit Rutile kristallerinin rezonatör gibi kullanımıyla ilk defa deneysel sonuçlar elde edilmiştir (Okaya ve Barash, 1962). Düşük kayıplı, özellikleri ısıyla değişmeyen dielektrik madde olarak, 1970'lerin sonlarına doğru, Barium Tetritnade tercih edilmeye başlanmıştır.

Dielektrik rezonatörler mikrodalga devre uygulamalarında kullanılmıştır (Cohn, 1968). DR'lerin devre uygulamalarında kullanılabilmesi için, rezonans frekansı, ışıma Q faktörü ve çalışma modları gibi dielektrik rezonatörün özellikleri hakkında bilgiye

sahip olmak gerekmektedir. Devre uygulamaları için ilk deneysel veriler ise 1968 yılında elde edilmiştir (Karp, 1968).

Dikdörtgen şeklindeki dielektrik rezonatörler için ilk yaklaşık ve basit analizler, karma manyetik duvar modellemeleriyle yapılmış, bununla birlikte dikdörtgen DR'lerde modların, TE ve TM olmak üzere ayrılabilceği gösterilmiştir (Okaya ve Barash, 1962). Fakat, ilerleyen araştırmalarda, TM modu deneysel olarak gözlemlenememiştir. Marcatili ise, kusursuz olmayan manyetik duvarlar üzerinde dalga kılavuzunun kesilmesini izah etmiştir. Dalganın, rezonatörden kusursuz olmayan manyetik duvar üzerinden dışarıya çıktığı durumda, dalga hareket yönüne dik olan alan bileşenlerinin genliklerinin rezonatör dışında üstel olarak sönümleneceği gösterilmiş ve rezonatör içindeki ve dışındaki bu alan bileşenlerinin kusursuz olmayan manyetik duvarlar üzerinde birbirleriyle çakışacağı yaklaşımı yapılmıştır (Marcatili, 1969). Sonradan, literatürde bu çalışmaya, kusursuz olmayan manyetik duvar modellemesi ya da Marcatili yaklaşımı adı verilmiştir.

Yüksek dielektrik sabitli rezonatörlerin modellenmesi ve davranış özellikleri ile ilgili önemli bir diğer teorik çalışma ise, Van Bladel tarafından yapılmıştır (Van Bladel, 1975). Bu çalışmada homojen dielektrik bir yapının hacim akım yoğunluğu gibi ışımaya yapacağı gösterilmiş, modların rastgele seçilecek her şekil rezonatör için genel olarak sınıflandırılması yapılarak dielektrik rezonatör modları, DRA boyutları içinde kaldığı varsayılan ve kalmadığı varsayılan alan modları olmak üzere ikiye ayrılmıştır. Her iki mod için de, $\vec{E} \cdot \hat{n} = 0$ manyetik duvar koşulu geçerlidir. Yani tüm yüzeylere dik elektrik alan bileşenleri sıfır olmaktadır. Bir diğer manyetik duvar koşulu olan, $\hat{n} \times \vec{H} = 0$ eşitliği ise tüm yüzeyler için sadece DRA içerisinde kalan modlar sözkonusu olduğunda geçerlidir. Bladel, çalışmasında, dikdörtgen şeklindeki dielektrik rezonatörlerin DRA içerisinde kalmadığı varsayılan alan modunu yani tüm yüzeylerin sadece $\vec{E} \cdot \hat{n} = 0$ manyetik duvar koşulunu desteklediğini göstermiştir (Van Bladel, 1975).

Yönbağımsız homojen dielektrik madde ile dolu dikdörtgen şeklindeki dielektrik rezonatörler için Dielektrik Dalga Kılavuzu Modeli (DDKM), Okaya ve Barash'ın karma manyetik duvar modellemeleri ile, Marcatili'nin kusursuz olmayan manyetik duvar modellemesinin beraber değerlendirilmesiyle oluşturulmuştur (Guillon ve

Garault, 1977). Dielektrik Dalga Kılavuzu Modeli'ne göre, dikdörtgen şeklindeki DR'nin dalga ilerleme yönünde olmayan dört duvarı kusursuz manyetik duvarlar olarak modellenirken, dalga ilerleme yönündeki duvarları ise Marcatili yaklaşımında tanımlanan kusursuz olmayan manyetik duvarlar olacaktır. Guillon ve Garault (1977) modeli olarak da adlandırılan bu modeli, Mongia (1994), Ittipiboon (1994) ve daha birçok araştırmacı çalışmalarında kullanmışlardır. Daha sonraları, Dielektrik Dalga Kılavuzu Modeli'nin değişimlerine dayalı olarak analitik modeller üzerindeki çalışmalar, Okaya ve Barash (1962) ile Marcatili (1969) 'nin çalışmalarını geliştirmek üzerine olmuştur.

Devre uygulamalarında kullanılan DR'lerin elektromanyetik ışıma yaptığı açıkça gösterilmiş ve ilk defa DR'lerin anten olarak da kullanılabileceği fikri, doğrusal kutuplanmış dizi halindeki dielektrik rezonatörlerle ilgili yapılan çalışmada yayınlanmıştır (Birand ve Gelsthorpe, 1981). İletken plakadan sonda ile beslenen dikdörtgen, silindirik ve küresel şekillerdeki doğrusal kutuplanan dielektrik rezonatör antenler ile ilgili yapılan çalışmalarda, dikdörtgen, silindirik ve küresel olmak üzere üç ayrı şekildeki DRA'lar için, baskın modda, DRA'nın en iyi ışımayı, plakaya dik olan uzak alanda yaptığı gözlemlenmiştir (McAllister ve Long, 1983). McAllister ve Long (1983), gözlemlerinde doğru sonuçları, silindirik ve küresel şekildeki DRA'lar için tüm yüzeyleri kusursuz manyetik duvarlar olarak kabul ettiklerinde, dikdörtgen şeklindeki DRA'lar için de Guillon ve Garault (1977) modelinde tanımlandığı şekliyle ele aldıklarında bulmuşlardır. McAllister ve Long (1983)'u takip eden çalışmalarda ise, farklı tiplerdeki DRA'lar için, besleme çeşitleri incelenmiştir. Silindirik DRA'lar için, mikroşerit hat beslemesi (Kranenburg ve Long, 1988) ve yarık beslemesi (Martin, 1990) kullanılmıştır. Aynı zamanda silindirik DRA'lar için eş düzlemlilik dalga kılavuzu beslemede kullanılmıştır (Kranenburg, 1991). Bu yeni teknikler diğer şekillerdeki DRA'lar içinde araştırma konusu olmuş, dikdörtgen ve üçgen şeklindeki DRA'lar için (Ittipiboon, 1993) ve küresel DRA'lar için açıklık beslemesi (Leung, 1993) önerilmiştir.

Literatürde çok katmanlı ve parazitik DRA konfigürasyonlarının bant genişliğinin yükseltilebileceği gösterilmiş, farklı rezonans frekanslarında çalışan DRA'lar elde edilmiştir (Kishk, 1989). Ayrıca, parazitik dielektrik rezonatörlerin açıklık bağlaşımlı DRA'lar üzerindeki etkileri araştırılmış, empedans bant genişliğinin parazitik DR kullanımıyla artacağı gösterilmiştir (Simons ve Lee, 1991). Katmanlı halka DRA'lar

için besleme çeşidi olarak eksene simetrik sonda kullanılmış, bu yolla bant genişliğinin artırılması sağlanmıştır (Shum ve Luk, 1995).

Literatürdeki silindirik ve dikdörtgen şeklindeki DRA'ların üzerine de rezonans frekansı ve bant genişliği ile ilgili önemli çalışmalar yapılmış, ışımaya modları belirlenmiştir (Mongia ve Bhartia, 1994). Mongia, bu çalışmada silindirik ve dikdörtgen şeklindeki DRA'ların, baskın modlarda yatay manyetik dipol anten gibi davrandığını göstermiştir (Mongia, 1993). Bununla birlikte, sonda ve açıklık beslemeli yarı bölünmüş silindirik DRA'lar da araştırma konusu olarak ileri sürülmüştür (Mongia, 1993). Daha sonra, halka şeklindeki dielektrik daire yapısı katmanlı yapıda kullanılmıştır (Shum ve Luk, 1995).

Dielektrik rezonatör antenler doğrusal olarak kutuplanan antenlerdir. Temel modda, DRA'lar doğrusal olarak kutuplanmış dalgayı yayarlar. Doğrusal olarak kutuplanan antenden dairesel kutuplanma, uzak alanda uzay-faz dörtlüsünde eşit genlikte oluşturulacak iki alanın toplamından elde edilir. Mongia'nın bir diğer çalışmada, dairesel kutuplanan DRA'lar ele alınmıştır (Mongia, 1994). Bu çalışmada silindirik daire DR'ler ve dikdörtgen DR'ler için dairesel kutuplanma elde edilmiştir. Daha sonra iki doğrusal kutuplanan DRA'nın birbirine dik olacak şekilde yerleştirilmesi ile haç biçimli, dairesel kutuplanmış DRA geliştirilmiştir (Ittipiboon, 1994). Dairesel kutuplamalı, açıklık ya da sonda ile beslenen dikdörtgen şeklindeki dielektrik rezonatör antenler üzerinde çalışılarak, daha önce elde edilenlerle aynı genişlikte hüzmeler elde edilmiştir (Oliver, 1995).

Son yıllarda, bilgisayar teknolojisinde meydana gelen gelişmeler, bilgisayarları daha güçlü ve hızlı kılmıştır. 1980'lerden sonra, birçok çeşit dielektrik rezonatör anten için rezonans frekansı ve ışımaya Q faktörü hesaplanması nümerik metodlarla yapılmaya başlanmıştır. Moment Yöntemi (MoM), Sonlu Element Yöntemi (FEM), Sonlu-Fark Zaman Alanı Yöntemi (FDTD) ve İletim Hattı Matris Yöntemi (TLM) kullanılan başlıca nümerik yöntemlerdir. Sonda beslemeli silindirik DRA'lar için ışımaya performansı ve sonlu iletken plakanın performans üzerindeki etkisi, MoM kullanılarak bulunmaya çalışılmıştır (Kishk, vd., 1987). MoM kullanılarak, sonda beslemeli küresel DRA'lar için, giriş empedansı ve ışımaya örüntüsü bulunmuş (Leung, 1993), aynı çalışma açıklık beslemeli küresel DRA'lar için tekrarlanmıştır (Leung ve Luk, 1994).

FDTD yöntemi ise, açıklık beslemeli dikdörtgen DRA'ların geri dönüş kayıplarının bulunmasında kullanılmıştır (Shum ve Luk, 1994). Açıklık beslemeli dikdörtgen DRA'ların geri dönüş kayıplarının bulunmasında TLM yöntemi kullanılmıştır (Dhouib, 1995). Bununla birlikte, dairesel kutuplanan haç şeklindeki DRA'lar için ışınım hesaplamalarında da iletim hattı (TLM) yöntemi kullanılmıştır (Carrie,1996). Rezonatör içindeki ve dışındaki alanların dielektrik sınırlardaki elektrik yüzey akımları tarafından üretileceğinin kabul edildiği dielektrik rezonatörler için özel bir MoM geliştirilmiştir (Faggetter ve Chow, 1996). Çok katmanlı dikdörtgen şekilli mikroşerit hat beslemeli DRA'lar için rezonans frekansını hesabında kullanılmak üzere ise basit statik kapasitans modeli (BSKM) geliştirilmiştir (Petosa, 2000).

1.3. Tezin Tanımı

Bu tezde, önceki bölümde bahsedilen birçok avantajları nedeniyle homojen, yönbağımsız, ısıyla değişmeyen yüksek dielektrik sabitli dikdörtgen şeklindeki dielektrik rezonatör antenler (DDRA) öncelikle ele alınarak incelenmiştir. Bu incelemelerde temel amaç mevcut yöntemler üzerinde bir genel inceleme gerçekleştirdikten sonra bunlar üzerinde çeşitli iyileştirmeler yapılabilme olasılığının araştırılmasıdır. Literatürde sunulan birçok incelemelerde elde edilen rezonans frekansı ve kalite Q faktörü sonuçlarının içerdiği yüksek hata oranları, bu tez çalışmasının ilerleyen aşamalarında iyileştirilmek üzere ele alınmıştır.

Bu amaçla ilk olarak tek katmanlı DDRA'larda temel TE_{111}^z modu için Dielektrik Dalga Kılavuzu Modeli (DDKM) ve Geliştirilmiş Dielektrik Dalga Kılavuzu Modeli (GDDKM) incelenmiş, bu modeller ile rezonans frekansı ve ışınım Q faktörü hesaplamaları yapılmıştır. Literatürde DDKM ile yapılan ışınım Q faktörü hesabında GDDKM ile bir iyileştirme önerilmiştir. Gerek ışınım Q faktörü gerekse rezonans frekansı üzerinde DDKM ile GDDKM sonuçları literatürde var olan deneysel verilerle (Mongia ve Ittipiboon, 1994; 1997) karşılaştırılmış ve GDDKM ile sağlanan iyileştirmeler sunulmuştur.

Çalışmaların devamında tek katmanlı DDRA için, baskın TE_{111}^z temel modunda ışımaya örüntüsü denklemleri türetilerek örüntü grafikleri elde edilmiştir. Elde edilen çizimler, literatürdeki deneysel verilerle (Ittipiboon vd., 1993) karşılaştırılmış, sağlanan uyum gösterilmiştir. Çizimlerde oluşan sapmaların beslemenin hesaplamalarda ihmal edilmesi ve iletken plakanın sonsuz ebatlı kabul edilmesiyle ortaya çıkmış olması beklenen bir sonuç olarak değerlendirilmiştir.

Çalışmanın devamında, incelenen yöntemler esas alınarak rezonans frekansı ve ışımaya Q faktörü üzerinde DDRA yapısal parametrelerinin etkileri araştırılmış, DDRA boyutlarının ve dielektrik sabitinin değişimleriyle rezonans frekansı ve ışımaya Q faktöründe oluşacak değişimler yorumlanmıştır.

Çalışmanın son bölümünde ise parametreleri ayarlanabilir olan çok katmanlı dikdörtgen dielektrik rezonatör antenler (ÇKDDRA) ele alınarak ÇKDDRA'lar için rezonans frekansı bulma yöntemleri araştırılmıştır. Bu yöntemlerden literatürde mevcut olan Basit Statik Kapasitans Modeli (BSKM) ve Ağırlıklandırılmış Ortalama Modeli (AOM) öncelikli olarak incelenmiştir. Daha sonra bu modellerin herbirinin katkıları gözönüne alınarak ağırlıklandırılmış bir rezonans frekansı formülasyonu ile birleştirilmeleri sağlanmıştır. Oluşturulan bu yeni bir model, Geliştirilmiş Ağırlıklandırılmış Ortalama Modeli (GAOM) olarak isimlendirilmiş olup, bu yöntemle hesaplanan çok katmanlı yapının rezonans frekansı sonuçları deneysel veriler (Petosa, 2000) ve ayrıca literatürde mevcut BSKM ve AOM tabanlı teorik sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Yapılan bu değerlendirmelerin sonucunda GAOM'un literatürde mevcut olan diğer modellere göre birçok durumda üstünlük sağladığı ve izleyen çalışmalarda tercih edilebileceği sonucuna ulaşılmıştır.

1.3.1. Bölüm İçerikleri

Bölüm 2'de, DDRA'nın genel yapısından bahsedilmiş ve TE_{111}^z temel modu için DDRA üzerinde Dielektrik Dalga Kılavuzu Modeli (DDKM) tanıtılmıştır. Bölüm 3'te, vektör potansiyelleri ile alan denklemlerinin açıklanmasına yer verilmiş ve DDRA'lar için TE dalgalarının analizi yapılarak, TE_{111}^z temel modu için alan denklemleri dalga

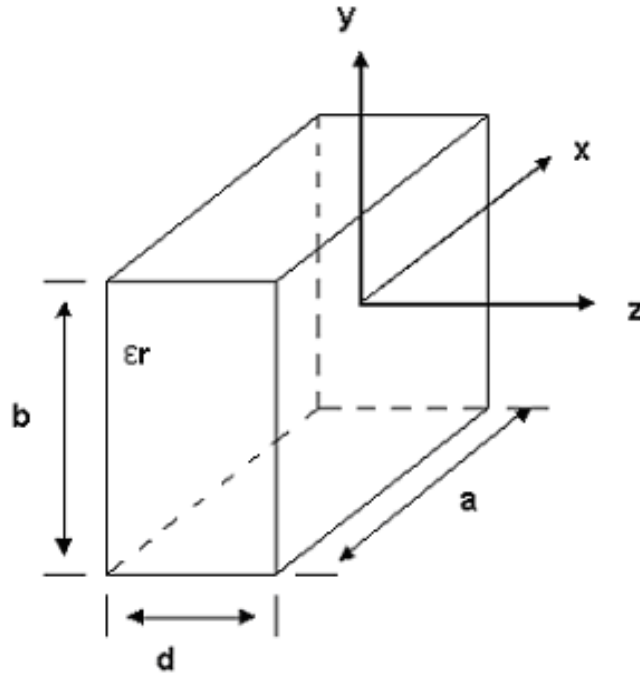
fonksiyonu cinsinden türetilmiştir. Bölüm 4'te, DDKM incelenmiş, DDRA için sınır koşullarına dayalı olarak transandantal denklem türetilerek rezonans frekansının hesaplanmasında kullanılmıştır. Bölüm 5'te, DDRA ışıma Q faktörünün, Bölüm 6'da ise ışıma örüntüsü denklemlerinin türetilişi gösterilmiştir. Bölüm 7'de, etkin boyutlar kullanılarak DDRA için DDKM geliştirilmiş ve Geliştirilmiş Dielektrik Dalga Kılavuzu Model'ine (GDDKM) göre etkin rezonans frekansının hesabı anlatılmıştır. Ayrıca ışıma Q faktörü bulunmasında GDDKM tabanlı olmak üzere yeni bir hesaplama yöntemi önerilmiş, sağlanan yeni sonuçların öncekilere sağladığı üstünlük gösterilmiştir. Bölüm 8'de, tek katmanlı DDRA için deneysel rezonans frekansı ve ışıma Q faktörü sonuçlarının (Mongia ve Ittipiboon, 1994; 1997) DDKM ve GDDKM sonuçlarıyla karşılaştırılması yapılmış, tek katmanlı DDRA için elde edilen ışıma örüntüsü çizimleri deneysel çizimlerle (Ittipiboon vd., 1993) karşılaştırılmıştır. DDRA yapısal parametrelerinin rezonans frekansı ve ışıma Q faktörü üzerindeki etkileri de bu bölümde incelenmiştir. Bölüm 9'da çok katmanlı dikdörtgen dielektrik rezonatör antenlerin (ÇKDDRA) analizine geçilerek öncelikli olarak mevcut rezonans frekansı hesaplama modellerinden Ağırlıklandırılmış Ortalama Modeli (AOM) ve Basit Statik Kapasitans Modeli (BSKM) incelenmiştir. Daha sonra bu yöntemler üzerinde yapılan iyileştirmeler ve rezonans frekansı hesabında kullanılan bir parametre ağırlıklandırma ile Geliştirilmiş Ağırlıklandırılmış Ortalama Modeli (GAOM) ortaya atılarak sağladığı sonuçlar, mevcut teorik ve deneysel sonuçlarla (Petosa, 2000) karşılaştırılmıştır. Elde edilen sonuçlar bu yeni yöntemin çok katmanlı yapılarda farklı parametre durumlarında da başarıyla kullanılabileceğine işaret etmektedir. Çalışmaların en son bölümü olan Bölüm 10'da ise sonuçların genel yorumu ile gelecekteki çalışmalar için öneriler ele alınmıştır.

2. DİKDÖRTGEN DİELEKTRİK REZONATÖR ANTEN (DDRA)

Bu bölümde ilk olarak, sonda beslemeli, homojen, yönbağımsız, özellikleri ısıyla değişmeyen yüksek dielektrik sabitli malzeme ile dolu dikdörtgen şekilli dielektrik rezonatör antenler (DDRA) incelenerek DRA'lar için modların genel sınıflandırılmasından bahsedilmiş ve bu sınıflandırma ışığında DDRA'lar için dalga modu formu belirlenmiştir.

2.1. DDRA'ların Yapısı

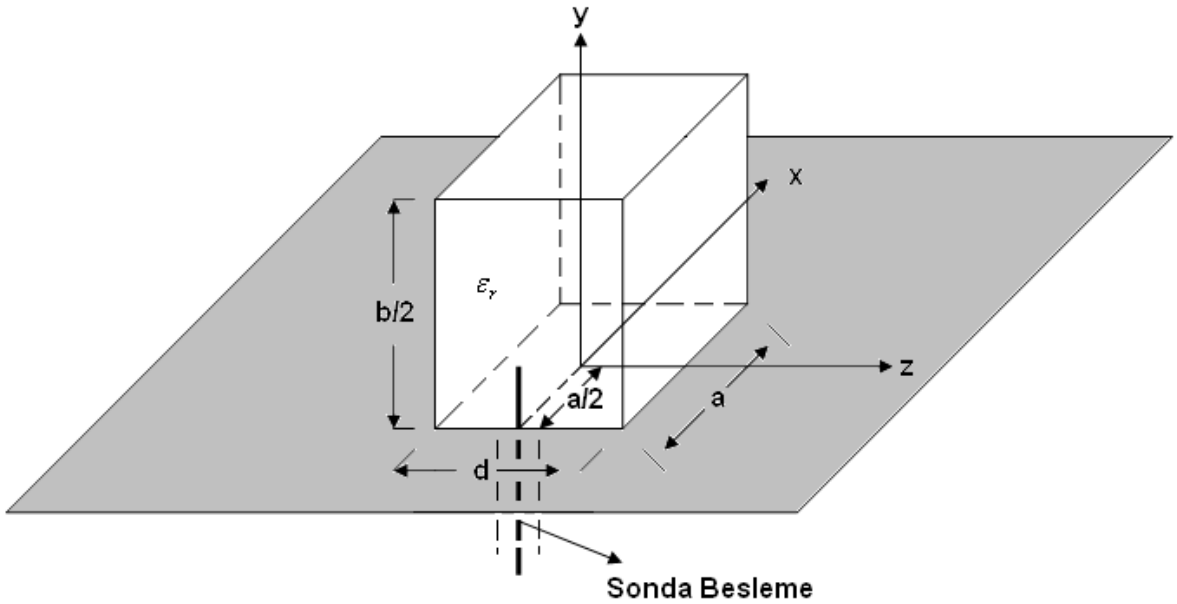
DDRA'lar, içi dielektrik madde ile dolu dikdörtgen prizması şeklindeki bir yapının, beslemenin yapılacağı iletken bir plaka üzerine yerleştirilmesi ile oluşur. İzole edilmiş bir DDRA'nın yapısı Şekil 2.1'de gösterilmiştir.



Şekil 2.1. İzole edilmiş DDRA.

Burada a , b ve d DDRA'nın kenar uzunluklarını göstermek için kullanılmıştır. ϵ_r ise DDRA'nın içini dolduran homojen yönbağımsız ısıyla değişmeyen yüksek değerli

dielektrik sabitini göstermektedir. Şekil 2.1'deki izole edilmiş DDRA, y ekseninde yükseklik $b/2$ olacak şekilde iletken bir plaka üzerine yerleştirildiğinde, iletken plaka altında kalan kısım DDRA'nın görüntüsü olarak nitelenebilir. İletken plaka sonsuz kabul edildiğinde, plaka üzerine yerleştirilmiş DDRA'nın iletken plaka üzerindeki $b/2$ yüksekliği ile plaka altında oluşacak görüntü $b/2$ yüksekliklerinin toplamı izole edilmiş DDRA'nın y eksenindeki boyutu b 'yi verecektir. Böylelikle, izole edilmiş DDRA'nın ışıma etkisi, iletken bir plaka sayesinde yarım DDRA ile elde edilmiş olmaktadır (Şekil 2.2).



Şekil 2.2. İletken plaka üzerindeki sonda beslemeli DDRA.

Şekil 2.2'de sonda beslemesi, DDRA'nın iletken plaka üzerindeki $|x| = a/2$, $z = 0$ noktasına yerleştirilerek iletken plaka sonsuz ebatlı kabul edilmiştir (Mongia ve Ittipiboon, 1997).

Şekil 2.2'deki gibi sondanın anten dışından DDRA'ya bağlanmasıyla DDRA yapısındaki karmaşıklık azaltılmış, dielektrik içinden sonda için oyuk açılmasına gerek kalmamıştır. DDRA ile sonda arasındaki bağlaşım, sondanın boyunun ve z

ekseni üzerindeki pozisyonunun değiştirilmesi ile kontrol edilebilir. Yapılan deneylerde, en yüksek bağlaşımın, sondanın $z = 0$ pozisyonunda elde edildiği gösterilmiştir (Mongia ve Ittipiboon, 1997). Dielektrik sabiti arttıkça, yüksek bağlaşımın azaltılmış sonda boyu ile mümkün olabileceği de aynı çalışmada gösterilmiştir .

2.2. DRA'lar için Modların Sınıflandırılması

DDRA'larda, silindirik ve küresel DRA'larda olduğu gibi kesin olarak modların sınıflandırılması mevcut değildir. Küresel DRA'larda modlar TE veya TM olarak ikiye ayrılırken (Gastine vd., 1967), silindirik DRA'larda TE, TM veya karma olmak üzere üçe ayrılmaktadır (Kajfez ve Guillon, 1986).

Yüksek dielektrik sabitli bir rezonatör için modlar genel olarak sınıflandırılmıştır (Van Bladel, 1975). DDRA'larda deneysel sonuçlara en yakın veriler sadece DRA boyutları içinde tutulmadığı varsılan modda elde edilmiştir (McAllister ve Long, 1983). Yani, DDRA'lar, DRA boyutları içinde sınırlı kalmadığı varsılan alan modlarını desteklemektedir. Bu durumda, DDRA'nın tüm duvarları sadece $\bar{E} \cdot \hat{n} = 0$ manyetik duvar koşulunu sağlar.

DDRA'lar için TE ve TM olmak üzere modların ayrılabilceği bir başka çalışmada gösterilmiş ancak TM modu deneysel olarak gözlemlenememiştir (Okaya ve Barash, 1962). Ayrıca, TM modu DDRA'lar için tüm duvarlarda, $\bar{E} \cdot \hat{n} = 0$ manyetik duvar koşulunu sağlayamamaktadır. TE modu ise, DDRA'lar için gözlemlenmekte ve DDRA'nın tüm duvarlarında $\bar{E} \cdot \hat{n} = 0$ manyetik duvar koşulunu sağlamaktadır.

DDRA'nın her bir boyutu için TE modu tanımlanabilir. TE_{111}^x , TE_{111}^y ve TE_{111}^z baskın TE modlarıdır. Bu modlar, bilimsel olarak dikdörtgen dalga kılavuzu için temel modlar olarak adlandırılmış ve deneysel tüm gözlemler bu modlarda gerçekleşmiştir (Marcatili, 1969). Bu modların DDRA için modellenmesine Dielektrik Dalga Kılavuzu Modeli (DDKM) adı verilmiştir (Guillon ve Garault, 1977).

DDKM'ye göre dalga ilerleme yönündeki iki duvar kusursuz olmayan, diğer dört duvar ise kusursuz manyetik duvarlar olarak modellenir. Böylelikle, tüm yüzeylerde, Van

Bladel (1975)'e göre $\bar{E} \cdot \hat{n} = 0$ manyetik duvar koşulu sağlanmış olmaktadır. İlerleyen bölümlerdeki çalışmalar, Şekil 2.2'de verilen DDRA yapısı için baskın TE_{111}^z modu için gerçekleştirilmiştir.

3. ELEKTROMANYETİK ÇÖZÜMLEMELER

Bu bölümde, dikdörtgen şeklindeki dielektrik rezonatör antenlerde TE_{111}^z modu için, DDRA içerisinde oluşacak elektrik ve manyetik alan bileşenlerinin önce vektör potansiyelleri cinsinden daha sonra da TE dalgaları için ψ dalga fonksiyonu cinsinden tanımlanması anlatılmıştır.

3.1. Vektör Potansiyelleri ile Alan Denklemlerinin Tanımlanması

Dalga fonksiyonu ve DDRA içerisindeki elektrik ve manyetik alanlarının türetilmesini incelerken vektör potansiyellerinden yola çıktık. Başlangıç olarak Maxwell denklemlerinden yola çıkılır. Elektrik ve manyetik kaynak durumları için Maxwell denklemleri sadece elektrik kaynağı varken;

$$\bar{\nabla} \times \bar{H} = j\omega \varepsilon \bar{E} + \bar{J} \quad (3.1)$$

$$\bar{\nabla} \times \bar{E} = -j\omega \mu \bar{H} \quad (3.2)$$

$$\bar{H} = \bar{\nabla} \times \bar{A} \quad (3.3)$$

ve sadece manyetik kaynak varken;

$$-\bar{\nabla} \times \bar{E} = j\omega \mu \bar{H} + \bar{M} \quad (3.4)$$

$$\bar{\nabla} \times \bar{H} = j\omega \varepsilon \bar{E} \quad (3.5)$$

$$\bar{E} = -\bar{\nabla} \times \bar{F} \quad (3.6)$$

olacaktır. Yukarıdaki denklemlerde ω açısal frekansı, μ manyetik geçirgenliği, ε dielektrik sabitini, sırasıyla \bar{E} ve \bar{H} elektrik ve manyetik alanları, \bar{A} ve \bar{F} manyetik ve elektrik vektör potansiyellerini, \bar{J} ve \bar{M} ise elektrik ve manyetik akım kaynaklarını göstermektedir.

Sadece elektrik ve sadece manyetik kaynaklı ortamlar üst üste bindirme yöntemiyle birleştirildiğinde, hem manyetik hem de elektrik kaynaklı homojen bir ortam varsayılarak, genel elektrik ve manyetik alan denklemleri elde edilmektedir (Harrington, 1961).

Ortamda sadece elektrik kaynağın var kabul edilerek (3.3) denklemi (3.1)'de yerine konulduğunda; $\bar{\nabla} \times \bar{\nabla} \times \bar{A} = j\omega \epsilon \bar{E} + \bar{J}$ eşitliğinden,

$$\bar{E} = \frac{\bar{\nabla} \times \bar{\nabla} \times \bar{A} - \bar{J}}{j\omega \epsilon} \quad (3.7)$$

elde edilirken, sadece manyetik kaynak var kabul edilerek, (3.6) denkleminin (3.4)'de yerine konulmasıyla; $\bar{\nabla} \times \bar{\nabla} \times \bar{F} = j\omega \mu \bar{H} + \bar{M}$ eşitliğinden,

$$\bar{H} = \frac{\bar{\nabla} \times \bar{\nabla} \times \bar{F} - \bar{M}}{j\omega \mu} \quad (3.8)$$

bulunmaktadır.

Üst üste bindirme yöntemi ile (3.7), (3.6) ile toplanırsa, genel elektrik alan denklemi,

$$\bar{E} = \frac{\bar{\nabla} \times \bar{\nabla} \times \bar{A} - \bar{J}}{j\omega \epsilon} - \bar{\nabla} \times \bar{F} \quad (3.9)$$

ve (3.3) ile (3.8) denklemleri toplandığında ise, genel manyetik alan denklemi,

$$\bar{H} = \frac{\bar{\nabla} \times \bar{\nabla} \times \bar{F} - \bar{M}}{j\omega \mu} + \bar{\nabla} \times \bar{A} \quad (3.10)$$

bulunmuş olmaktadır.

Homojen ve kaynaktan bağımsız bir ortamda, (3.9) ve (3.10)'da verilen genel elektromanyetik alan denklemlerinde \bar{J} ve \bar{M} kaynaklarının mevcut olmadığı kabul edilmelidir. Bu durumda,

$$\bar{E} = \frac{\bar{\nabla} \times \bar{\nabla} \times \bar{A}}{j\omega \epsilon} - \bar{\nabla} \times \bar{F} \quad (3.11)$$

$$\bar{H} = \frac{\bar{\nabla} \times \bar{\nabla} \times \bar{F}}{j\omega\mu} + \bar{\nabla} \times \bar{A} \quad (3.12)$$

alan denklemleri elektrik ve manyetik akım kaynaklarından bağımsız olarak bulunmuş olmaktadır.

Genel vektör özellikleri

$$\bar{\nabla} \times \bar{\nabla} \times \bar{A} = \bar{\nabla}(\bar{\nabla} \cdot \bar{A}) - \nabla^2 \bar{A} \quad (3.13)$$

$$\bar{\nabla} \times \bar{\nabla} \times \bar{F} = \bar{\nabla}(\bar{\nabla} \cdot \bar{F}) - \nabla^2 \bar{F} \quad (3.14)$$

kullanılarak yönbağımsız, homojen ve kaynaktan bağımsız bir alanda vektör potansiyelleri için;

$$\nabla^2 \bar{A} + k^2 \bar{A} = 0 \quad (3.15)$$

ve

$$\nabla^2 \bar{F} + k^2 \bar{F} = 0 \quad (3.16)$$

denklemleri bulunabilir. Burada k dalga numarası $\omega\sqrt{\mu\epsilon}$ 'ye eşittir.

Eş.(3.15) ve (3.16)'daki denklemler sırasıyla (3.13) ve (3.14)'te verilen vektör özelliklerine göre düzenlenerek,

$$\bar{\nabla} \times \bar{\nabla} \times \bar{A} = \bar{\nabla}(\bar{\nabla} \cdot \bar{A}) + k^2 \bar{A} \quad (3.17)$$

ile

$$\bar{\nabla} \times \bar{\nabla} \times \bar{F} = \bar{\nabla}(\bar{\nabla} \cdot \bar{F}) + k^2 \bar{F} \quad (3.18)$$

eşitlikleri elde edilir.

Eş.(3.17) ve (3.18), kaynaktan bağımsız homojen bir ortam için (3.11) ve (3.12)'de verilen elektromanyetik alan denklemlerinde yerlerine konularak,

$$\bar{E} = \frac{\bar{\nabla}(\bar{\nabla} \cdot \bar{A})}{j\omega\epsilon} - j\omega\mu\bar{A} - \bar{\nabla} \times \bar{F} \quad (3.19)$$

$$\bar{H} = \frac{\bar{\nabla}(\bar{\nabla} \cdot \bar{F})}{j\omega\mu} - j\omega\epsilon\bar{F} + \bar{\nabla} \times \bar{A} \quad (3.20)$$

elektrik ve manyetik alan denklemleri en genel haliyle, \bar{F} ve \bar{A} vektör potansiyelleri cinsinden tanımlanmış olmaktadır.

3.2. TE Analizi

TE dalgaları, yayılma yönünde bir elektrik alan bileşenine sahip değildir, yani dalga ilerleme yönündeki elektrik alan sıfırdır. Örneğin, çalışma modu TE_{111}^z için, $E_z = 0$ kabul edilmektedir.

TE dalgalarda, elektrik alan ve manyetik alan bileşenlerinin dalga fonksiyonu cinsinden yazılabilmesi için, \bar{A} manyetik vektör potansiyeli ve \bar{F} elektrik vektör potansiyeli göstermek üzere,

$$\bar{A} = 0$$

ve

$$\bar{F} = \hat{a}_z \psi \quad (3.21)$$

olarak tanımlanır. Eş.(3.21) de verilen vektör potansiyelleri, (3.19) ve (3.20)'de yerlerine konulduğunda, TE_{111}^z modu için dikdörtgen dielektrik rezonatör anten içindeki manyetik alan ve elektrik alan bileşenleri sırasıyla,

$$H_x = \frac{1}{j\omega\mu_0} \left[\frac{\partial^2 \psi}{\partial z \partial x} \right],$$

$$H_y = \frac{1}{j\omega\mu_0} \left[\frac{\partial^2 \psi}{\partial z \partial y} \right],$$

$$H_z = \frac{1}{j\omega\mu_0} \left[\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + k^2 \right] \psi \quad (3.22)$$

ve

$$E_x = -\frac{\partial \psi}{\partial y},$$

$$E_y = \frac{\partial \psi}{\partial x},$$

$$E_z = 0 \quad (3.23)$$

olarak ψ dalga fonksiyonu cinsinden elde edilmiş olur. Dalga fonksiyonu ise Bölüm 4'te tanımlanacaktır.

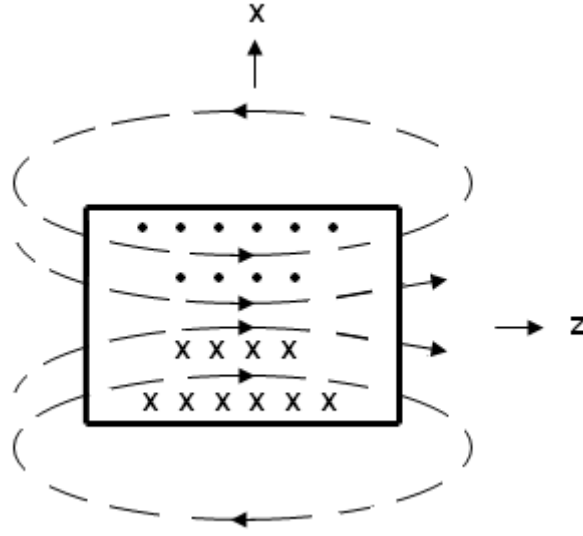
4. DİELEKTRİK DALGA KILAVUZU MODELİNİN İNCELENMESİ

DDRA içerisinde oluşacak alan denklemleri, Bölüm 3'te dalga fonksiyonu cinsinden elde edilmişti. Bu bölümde ise ilk olarak, Dielektrik Dalga Kılavuzu Modeline (DDKM) göre TE_{111}^z temel modu için dalga fonksiyonu ve alan denklemleri tanımlanacak, daha sonra DDKM'ye göre kusursuz olmayan manyetik duvar üzerinde DDRA için transandantal denklem türetilecektir. Sonuç olarak, k dalga numarası eşitliğinin, transandantal denklemle birlikte çözümünden dalga ilerleme yönündeki k_z dalga numarası ile k_0 rezonans dalga numarası bulunarak antenin rezonans frekansının hesabı gerçekleştirilecektir.

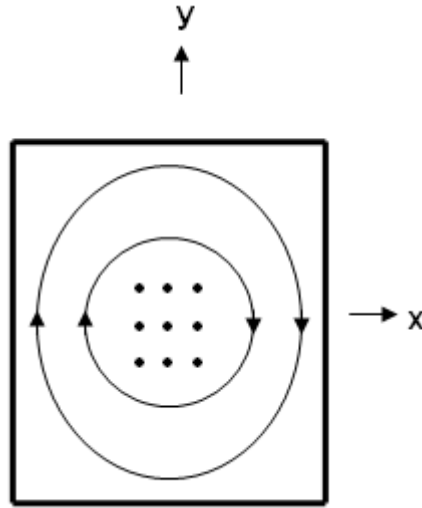
4.1. Dielektrik Dalga Kılavuzu Modeli (DDKM)

İletken bir plakanın üzerine yerleştirilmiş içi dielektrik madde ile dolu olan dikdörtgen prizmanın dört yüzeyi kusursuz manyetik duvar olarak modellenirken, dalga ilerleme yönü doğrultusundaki diğer iki yüzeyi de kusursuz olmayan manyetik duvar olarak modellenir. Bu durumda, baskın TE_{111}^z temel modu için, DDKM'ye göre Şekil 2.2.'deki DDRA'nın dalga ilerleme yönündeki ($\pm z$ yönlerindeki) iki yüzeyi kusursuz olmayan manyetik duvar olarak kabul edilirken, $\pm x$ ve $\pm y$ yönlerindeki diğer dört yüzeyi kusursuz manyetik duvar olarak kabul edilmiştir.

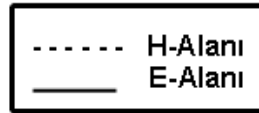
İletken plakadan verilen sonda beslemesi, DDRA içerisinde alan potansiyelleri oluşturur. TE_{111}^z modu için DDRA içinde oluşacak elektrik alan ve manyetik alan dağılımları $x-z$ ve $y-x$ kesitlerinden gösterildiğinde (Şekil 4.1), tüm yüzeylere dik elektrik alan bileşenlerinin sıfıra eşit olduğu görülür. Bununla birlikte, sadece $\pm x$ ve $\pm y$ yönlerindeki kusursuz manyetik duvarlara teğet manyetik alan bileşenleri sıfıra eşit olacaktır.



a) Yukarıdan Görünüş



b) Yandan Görünüş



Şekil 4.1. DDRA içerisindeki elektrik ve manyetik alan çizimleri.

Kusursuz manyetik duvarlar üzerinde (4.1a) ve (4.1b)'de verilen sınır koşulları uygulandığında duvara dik elektrik alan bileşenleri ile duvara teğet manyetik alan bileşenleri sıfıra eşit olur.

$$\bar{E} \cdot \hat{n} = 0 \quad (4.1a)$$

$$\hat{n} \times \bar{H} = 0 \quad (4.1b)$$

Kusursuz olmayan manyetik duvarlar ise dalga ilerleme yönünde modellendikleri için, bu duvara teğet elektrik ve manyetik alan bileşenleri sıfıra eşit olmazken (Marcatili, 1969) ilerleme yönünde baskın TE_{111}^z temel modu için $E_z = 0$ ve $H_z \neq 0$ olacaktır. Yani, kusursuz olmayan manyetik duvarlar için sınır koşullarından sadece (4.1a) geçerlidir. Ayrıca, DDRA'nın plaka üzerindeki merkezi $x = y = z = 0$ noktasında, manyetik alan sadece z yönündeki bileşeninden oluşacak (Şekil 4.1.a) ve H_z bu noktada maksimum değerini alacaktır.

4.2. ψ Dalga Fonksiyonu

Kusursuz manyetik duvarlar üzerinde (4.1a) ve (4.1b)'deki sınır koşulları ile DDRA içerisinde z yönündeki manyetik alan bileşeni H_z 'nin $x = y = z = 0$ noktasında maksimum değer alacağı birlikte değerlendirildiğinde, DDRA içerisindeki dalga fonksiyonu elde edilmektedir.

Kusursuz manyetik duvarlar üzerindeki (3.23)'de verilen elektrik alan bileşenlerinde (4.1a) ve (4.1b)'deki sınır koşulları uygulanacak olursa, $\pm x$ yönlerindeki kusursuz manyetik duvarlarda $|x| = \frac{a}{2}$ için,

$$E_x = \frac{-\partial \psi}{\partial y} = 0 \quad (4.2)$$

ve $\pm y$ yönlerindeki kusursuz manyetik duvarlarda, $|y| = \frac{b}{2}$ için,

$$E_y = \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0 \quad (4.3)$$

koşulları elde edilir.

DDRA içindeki manyetik alanın dalga ilerleme yönündeki bileşeni H_z 'nin değeri incelenecek olursa (Şekil 4.1.a), TE_{111}^z modu için $E_z = 0$ olurken, H_z 'nin sifıra eşit olmadığı ve $x = y = z = 0$ noktasında en yüksek değerini aldığı görülmektedir. Şekil 4.1.a'dan da DDRA içerisindeki manyetik alanın bu noktada sadece H_z bileşeninden ibaret olup en yüksek değerde olacağı anlaşılmaktadır.

Dalga fonksiyonununun x ve y 'li terimleri, DDRA içerisindeki (4.2) ve (4.3)'te verilen kusursuz manyetik duvar koşullarını sağlamak üzere sırasıyla $\cos(k_x x)$ ve $\cos(k_y y)$ çarpanlarından oluşturulmuştur. Eş.(3.22)'de verilen H_z denklemi dalga fonksiyonunun iki defa z 'ye göre türevinden elde edileceğinden, $x = y = z = 0$ noktasında maksimum değer elde etmek için, dalga fonksiyonunun z yönündeki bileşeni de $\cos(k_z z)$ olarak seçilmiştir. Böylelikle dalga fonksiyonu,

$$\psi_{TE_{111}^z} = A \cos(k_x x) \cos(k_y y) \cos(k_z z) \quad (4.4)$$

olarak belirlenir. Burada A bir katsayıyı tanımlar.

4.3. k_x ve k_y Dalga Numaraları

Kusursuz manyetik duvarlar için $\vec{E} \cdot \hat{n} = 0$ ve $\hat{n} \times \vec{H} = 0$ sınır koşulları uygulandığında, manyetik duvarlar üzerinde duvara teğet manyetik alan bileşenleri ile duvara dik elektrik alan bileşenleri sifıra eşit olacaktır. TE_{111}^z modu için DDRA'nın $\pm x$ ve $\pm y$ yönlerindeki dört yüzeyi kusursuz manyetik duvar olacağından, bu duvarlar üzerinde sınır koşulları uygulanabilir. Eş.(3.23)'de dalga fonksiyonu cinsinden türetilen elektrik alan bileşenlerinde ψ dalga fonksiyonu yerine (4.4)'te tanımlanan dalga fonksiyonu

yerleştirilir. Bu durumda, sınır koşulları $\pm x$ yönlerindeki kusursuz manyetik duvarlarda uygulandığında, $|x| = \frac{a}{2}$ 'de

$$E_x = \frac{-\partial \psi TE_{111}^z}{\partial y} = 0 \quad (4.5)$$

elde edilirken, sınır koşulları $\pm y$ yönlerindeki kusursuz manyetik duvarlarda uygulandığında ise, $|y| = \frac{b}{2}$ 'de

$$E_y = \frac{\partial \psi TE_{111}^z}{\partial x} = 0 \quad (4.6)$$

elde edilir. Bu durumda x ve y yönündeki dalga numaraları TE_{111}^z modu için,

$$k_x = \frac{\pi}{a} \quad (4.7a)$$

ve

$$k_y = \frac{\pi}{b} \quad (4.7b)$$

olarak alınmıştır. Bu koşullara, $k_x = \frac{n\pi}{a}$ ve $k_y = \frac{m\pi}{b}$ genel dalga numarası ifadelerinde $n = m = 1$ alınarak ulaşılmıştır. z yönündeki dalga numarası k_z ise dalga ilerleme yönünde olduğu için kusursuz olmayan manyetik duvar analizinden sonra transandantal denklemden bulunacaktır.

4.4. DDRA İçindeki Alan Bileşenleri

Eş.(3.22) ve (3.23)'te tanımlanan elektrik ve manyetik alan bileşenlerindeki dalga fonksiyonu yerine, (4.4)'te verilen dalga fonksiyonu konulduğunda, TE_{111}^z modu için DDRA içindeki alan bileşenleri de elde edilmiş olur. Bu işlemler gerçekleştirildiğinde, manyetik alan ve elektrik alan bileşenleri sırasıyla,

$$H_x = \frac{k_x k_z}{j\omega\mu_0} A \sin(k_x x) \cos(k_y y) \sin(k_z z)$$

$$H_y = \frac{k_y k_z}{j\omega\mu_0} A \cos(k_x x) \sin(k_y y) \sin(k_z z)$$

$$H_z = \frac{k_x^2 + k_y^2}{j\omega\mu_0} A \cos(k_x x) \cos(k_y y) \cos(k_z z)$$

ve

$$E_x = A k_y \cos(k_x x) \sin(k_y y) \cos(k_z z)$$

$$E_y = -A k_x \sin(k_x x) \cos(k_y y) \cos(k_z z)$$

$$E_z = 0 \tag{4.8}$$

olarak elde edilir.

4.5. Kusursuz Olmayan Manyetik Duvar Analizleri

Dielektrik Dalga Kılavuzu Modeli'ne göre, kusursuz olmayan duvarlarda sadece, (4.1a)'daki $\vec{E} \cdot \hat{n} = 0$ koşulu geçerli olacaktır. Yani duvara teğet manyetik alan bileşenleri ile elektrik alan bileşenleri sıfıra eşit olmayacaktır. Bu duvarlar üzerinde Marcattili (1969) yaklaşımı değerlendirildiğinde, duvara teğet alan bileşenlerinin genlikleri duvardan dışarıya doğru üstel olarak azalacaktır. TE_{111}^z modu için DDRA içindeki ve dışındaki alan bileşenlerinin kusursuz olmayan manyetik duvar üzerindeki teğet bileşenleri eşitlenmelidir. Bu eşitlikten, DDRA'nın DDKM'ye göre transandantal denklemi türetilmiş olur.

Transandantal denklemini türetmek için, öncelikle k dalga numarası ile dalga fonksiyonunun DRA dışındaki h faz sabitinin tanımlanması gerekmektedir. Yönbağımsız, homojen ve kaynaktan bağımsız bir alanda değişkenlere ayırma yöntemi ile elde edilecek olan k dalga numarası,

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (4.9)$$

şeklindedir. Burada $k^2 = \varepsilon_r k_0^2$ olup, k_0 rezonans dalga numarasıdır.

4.5.1. DDRA Dışındaki h Faz Sabiti

DDRA içerisindeki k_c kesim dalga numarası, kusursuz manyetik duvarlar yönlerindeki x ve y yönündeki dalga numaraları k_x ve k_y ile tanımlanır.

$$k_c^2 = k_x^2 + k_y^2 \quad (4.10)$$

Dielektrik rezonatör anten içinde, dalga ilerleme yönündeki (kusursuz olmayan manyetik duvarlar yönü) faz sabitini β olarak tanımlandığında, $k > k_c$ için, (4.9) ve (4.10)'dan;

$$k^2 - k_c^2 = \beta^2, \quad (4.11)$$

elde edilir. Burada $\beta^2 = k_z^2$ olduğu görülür.

Dielektrik rezonatör anten dışında faz sabiti h olarak tanımlandığında, $k_c > k_0$ için,

$$k_c^2 - k_0^2 = h^2 \quad (4.12)$$

elde edilir.

DDRA dışında z ilerleme yönündeki dalga fonksiyonu e^{-hz} ile orantılı olacaktır. Dolayısıyla, dalga hareket yönüne dik olan alan denklemleri de üstel olarak sıfıra yakınsayacaktır (Şekil 4.2).

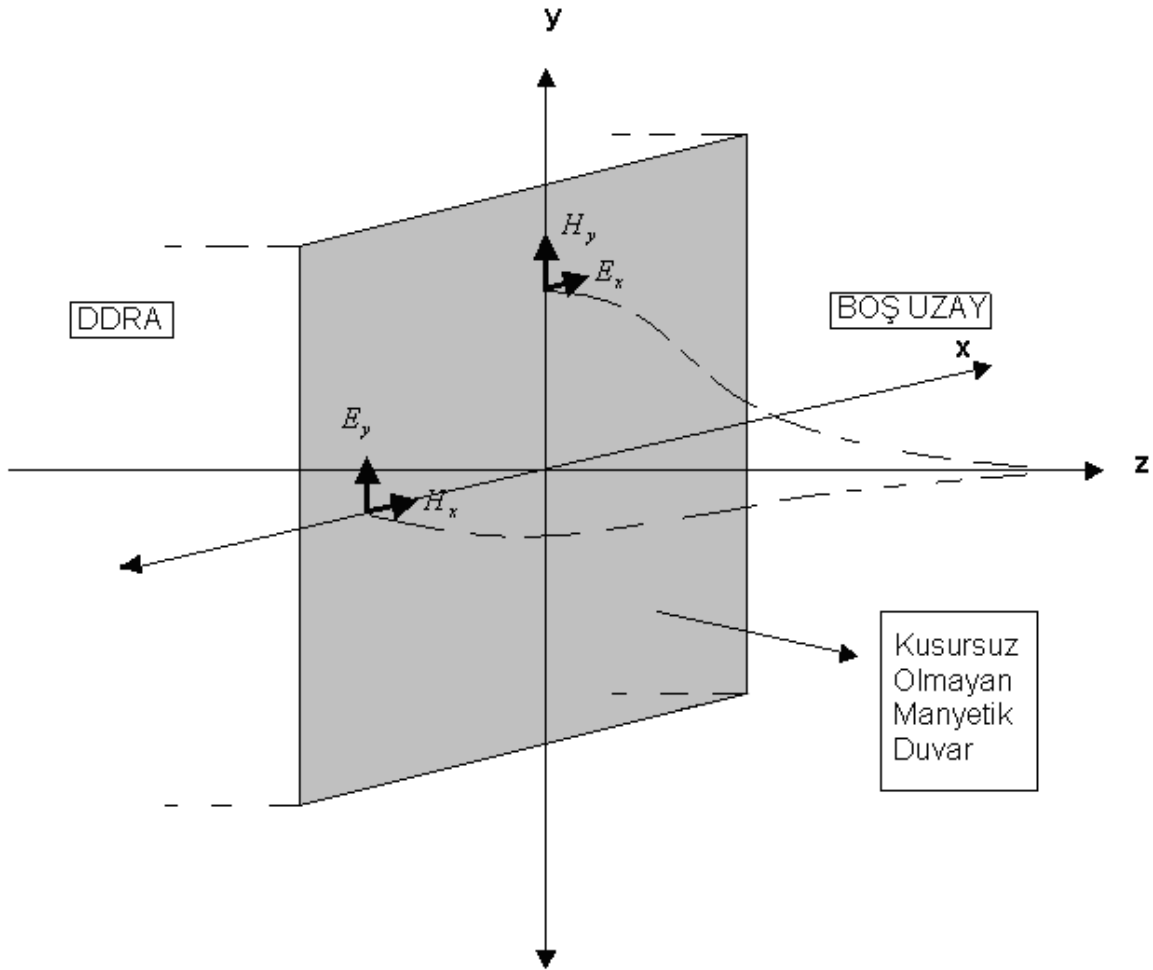
Eş.(4.9) ve (4.10), (4.12)'deki eşitlikte yerlerine konulduğunda,

$$h = \sqrt{(\varepsilon_r - 1)k_0^2 - k_z^2} \quad (4.13)$$

dalga fonksiyonunun boş uzaydaki faz sabiti de elde edilmiş olur.

4.5.2. Marcatili Yaklaşımı ve Transandantal Denklemi

Dalga fonksiyonunda dalga hareket yönüne dik olan yani duvara teğet olan alan bileşenlerinin büyüklükleri, kusursuz olmayan manyetik duvardan dışarıya yani sonsuza giderken sıfıra yakınsar. Kusursuz olmayan manyetik duvarlardaki bu yaklaşıma Marcatili yaklaşımı denir (Marcatili, 1969). Şekil 4.2.'de, dalga ilerleme yönünde sonsuza giderken duvara teğet E_x , E_y , H_x ve H_y alan bileşenlerinin genliklerinin azalacağı gösterilmiştir. Dielektriğin içinden ve dışından türetilecek bu alan bileşenlerinin büyüklükleri, kusursuz olmayan manyetik duvar üzerinde birbirlerine eşit olacaktır (Marcatili, 1969).



Şekil 4.2. Kusursuz olmayan manyetik duvar.

$E_z = 0$ için, Şekil 4.2'deki kusursuz olmayan manyetik duvar üzerindeki elektrik alan, x ve y yönlerindeki alan bileşenlerinin toplamı ile, $\vec{E} = \hat{a}_x E_x + \hat{a}_y E_y$ verilir.

Kusursuz olmayan manyetik duvar üzerindeki elektrik alanın, x ve y yönlerindeki bileşenleri boş uzayda ifade edilerek,

$$E_x = Ce^{-hz} \quad (4.14a)$$

$$E_y = De^{-hz} \quad (4.14b)$$

C ve D birer katsayı olmak üzere, E_x ve E_y elektrik alan bileşenleri h faz sabiti ile (4.14a) ve (4.14b)'deki gibi tanımlanmış olur.

Eş.(4.8)'deki alan denklemlerinden yararlanıldığında, $x = 0$ için, y ekseninde duvara teğet sadece E_x ve H_y alan bileşenleri görülür. Bununla birlikte, $y = 0$ için, x ekseninde duvara teğet alan bileşenleri E_y ve H_x olacaktır (Şekil 4.2).

TE_{111}^z modu için DDRA içindeki ve boş uzaydaki alan bileşenlerinin kusursuz olmayan manyetik duvar üzerindeki teğet bileşenleri eşitlenmelidir. E_x ve E_y elektrik alan bileşenlerinden sadece birinin kusursuz olmayan manyetik duvar üzerinde hesaplanması yeterlidir. Eş.(4.14a)'da verilen E_x elektrik alan bileşeni için kaynaktan bağımsız bir ortamda (3.2)'de verilen Maxwell denkleminden döneli hesaplandığında, duvar üzerinden dışarıya doğru yayılan H_y manyetik alan bileşeni,

$$H_y = \frac{Che^{-hz}}{jW\mu_0} \quad (4.15)$$

olarak bulunur.

Böylelikle, kusursuz olmayan manyetik duvardan z ekseninde boyunca dışarıya doğru ilerledikçe genlikleri azalan E_x ve H_y alan bileşenleri, boş uzaydaki h faz sabiti ile sönümlenen dalga olarak (4.14a) ve (4.15)'te tanımlanmış olmaktadır.

Şimdi de aynı bileşenler, (4.8)'de verilen E_x ve H_y alan bileşenlerinde, $z = \frac{d}{2}$ için,

$$E_x = A k_y \cos(k_x x) \sin(k_y y) \cos(k_z \frac{d}{2}) ,$$

$$H_y = \frac{k_y k_z}{j\omega\mu_0} A \cos(k_x x) \sin(k_y y) \sin(k_z \frac{d}{2}) \quad (4.16)$$

olarak kusursuz olmayan manyetik duvar üzerindeki teğet alan bileşenleri DDRA içerisinde elde edilmiş olur.

(4.14a) ve (4.15)'te boş uzayda ifade edilen E_x ve H_y alan bileşenlerinin, (4.16)'da DDRA içerisinde ifade edilen alan bileşenleriyle Şekil 4.2'deki kusursuz olmayan manyetik duvar üzerinde eşit olmasından yola çıkılarak (Marcatili, 1969), birbirleriyle oranlanması sonucunda, transandantal denklemi türetilmiş olur.

TE_{111}^z modu için, bu orandan elde edeceğimiz transandantal denklemi;

$$k_z \tan(k_z \frac{d}{2}) = \sqrt{(\epsilon_r - 1)k_0^2 - k_z^2} \quad (4.17)$$

olacaktır.

4.6. Rezonans Frekansının Hesaplanması

Bölüm 4.3'te de izah edildiği gibi, kusursuz manyetik duvar analizinde k_x ve k_y tanımlanabilirken, k_z dalga numarası türetilen transandantal denklemiyle birlikte elde edilmelidir.

Eş.(4.17)'de verilen transandantal denklemi k_z ve k_0 olmak üzere iki bilinmeyenden oluşmaktadır. Transandantal denkleminin, (4.9)'daki $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$ dalga

numarası eşitliğiyle birlikte çözümünden, k_z ve k_0 bulunur. Burada $k^2 = \epsilon_r k_0^2$ olurken, k_0 rezonans dalga numarasıdır. $k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} = \frac{\omega}{c}$ eşitliklerinden,

$$f_0 = \frac{k_0 c}{2\pi} \quad (4.18)$$

olacaktır. Bulunan k_0 rezonans dalga numarasının (4.18)'de kullanılmasıyla, f_0 rezonans frekansı elde edilir.

5. IŞIMA Q FAKTÖRÜ

Bu bölümde DDRA tarafından yayılan P_y yayılma gücü, DDRA içinde depolanmış W toplam enerjisi tanımlanmış ve ışıma Q faktörünün hesabı yapılmıştır.

5.1. DDRA Yayılma Gücü

TE_{111} modu için, DDRA, manyetik dipol gibi ışıma yapar (Van Bladel, 1975). Yayılma güç miktarı, manyetik dipol momenti kullanılarak bulunur. P_y DDRA'dan yayılan güç miktarını, \bar{p}_m ise manyetik dipol momentini simgelediğinde, \bar{p}_m manyetik dipol momenti tarafından yayılan P_y güç miktarı, döngü anten için gösterilen

$P_y = \eta \left(\frac{\pi}{12} \right) (ka)^4 |I_0|^2$ dipol momenti-güç ilişkisinden (Balanis, 1982) yararlanılarak

bulunabilir. Dipol momentin genliği, döngü akımı ile alanın çarpımına eşittir. Yani; dipol momenti-güç ilişkisinde, $S = \pi \cdot a^2$ için $\bar{p}_m = I_0 \cdot S$ kabul edilerek (Cheng, 1992), \bar{p}_m ile P_y arasındaki ilişki;

$$P_y = 10k_0^4 |\bar{p}_m|^2 \quad (5.1)$$

şeklinde bulunur .

Manyetik dipol momenti ise hacim akım yoğunluğu ile hesaplanmaktadır (Van Bladel, 1975)

$$\bar{p}_m = \frac{1}{2} \int_V \bar{R} \times \bar{J}_p dV \quad (A.m^2) \quad (5.2)$$

Burada, \bar{p}_m manyetik dipol momentini, \bar{R} orijinden DDRA içerisindeki herhangi bir noktaya uzanan vektörü ve \bar{J}_p hacim eş değerlik prensibinden DDRA içerisindeki elektrik alan ile eşdeğer akım yoğunluğunu simgeleyen vektörü gösterecek olursa, (5.2)'deki \bar{R} ve \bar{J}_p 'nin çapraz çarpımlarının V hacimsel integralinin sonucu \bar{p}_m manyetik dipol momentini verecektir (Van Bladel, 1975).

Hacim akım yoğunluğu \bar{J}_p ,

$$\bar{J}_p = j\omega\bar{P} \quad (A/m^2) \quad (5.3)$$

ile verilmektedir. Burada \bar{P} , DDRA içinde küçük bir Δv hacminde bulunan indüklenmiş dipollerin makroskopik etkisinin analizi için tanımlanmış bir vektördür. Ortamın dielektrik özellikleri doğrusal ve yönbağımsız olduğundan kutuplanma, elektrik alan şiddeti ile doğru orantılıdır ve orantı sabiti, alanın yönünden bağımsızdır. Bu durumda, \bar{P} kutuplanma vektörü,

$$\bar{P} = \chi_e \varepsilon_0 \bar{E} \quad (C/m^2) \quad (5.4)$$

biçiminde yazılabilir. Burada χ_e elektrik hassasiyet olarak tanımlanırken, \bar{E} DDRA içerisindeki elektrik alanı ifade edecektir.

Hatırlanılacak olursa, elektrik akı yoğunluğu vektörü \bar{D} ,

$$\bar{D} = \varepsilon_0 \bar{E} + \bar{P} \quad (C/m^2) \quad (5.5)$$

olarak tanımlanır. Eş.(5.4), (5.5)'e yerleştirildiğinde,

$$\bar{D} = \varepsilon_0 (1 + \chi_e) \bar{E} \quad (C/m^2) \quad (5.6)$$

elde edilir. Aynı zamanda, elektrik akı yoğunluğu vektörü, ortamın mutlak geçirgenliği ile \bar{E} elektrik alanının çarpımıyla da gösterilebilir,

$$\bar{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \bar{E} = \varepsilon \bar{E} \quad (5.7)$$

Burada ε , ortamın mutlak geçirgenliği olup, boş uzayın ε_0 elektrik geçirgenliği ile dielektrik rezonatör içerisindeki ε_r dielektrik sabitinin çarpımına eşit olacaktır. Eş.(5.6) ve (5.7)'de sırasıyla ifade edilen \bar{D} elektrik akı yoğunluk vektörleri birbirlerine eşitlenirse,

$$\varepsilon_r = 1 + \chi_e = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \quad (5.8)$$

türetilir. Eş.(5.8)'de elektrik hassasiyet $\chi_e = (\varepsilon_r - 1)$ olacaktır. Eş.(5.4)'teki χ_e elektrik hassasiyeti yerine bu ifade konulduğunda,

$$\bar{P} = (\varepsilon_r - 1)\varepsilon_0\bar{E} \quad (C/m^2) \quad (5.9)$$

kutuplanma vektörü birkez daha tanımlanmış olur. Eş.(5.9), (5.3)'te kullanıldığında ise hacim akım yoğunluğu ,

$$\bar{J}_p = j\omega\varepsilon_0(\varepsilon_r - 1)\bar{E} \quad (A/m^2) \quad (5.10)$$

$\sigma = j\omega\varepsilon_0(\varepsilon_r - 1)$ ile verilen öz iletkenlik parametresi ile elde edilmiş olur.

TE_{111}^z modu için, (4.8)'de verilen elektrik alan bileşenleri $\bar{E} = \hat{a}_xE_x + \hat{a}_yE_y + \hat{a}_zE_z$ 'de yerlerine konulduğunda DDRA içerisindeki elektrik alan elde edilmiş olur. Elde edilen elektrik alan, (5.10)'daki eşdeğer akım yoğunluğunda yerine konularak (5.2)'deki integral işlemi gerçekleştirildiğinde,

$$\bar{p}_m = -\frac{j8Aw\varepsilon_0(\varepsilon_r - 1)}{k_xk_yk_z} \sin\left(\frac{k_zd}{2}\right)\hat{a}_z \quad (A.m^2) \quad (5.11)$$

manyetik dipol momenti elde edilmiş olur. Eş.(5.11)'de elde edilen manyetik dipol momenti, (5.1)'de verilen $P_y = 10k_0^4|\bar{p}_m|^2$ ilişkisinde yerine konulduğunda DDRA'dan yayılan güç,

$$P_y = 10k_0^4 \left[\frac{8Aw\varepsilon_0(\varepsilon_r - 1)}{k_xk_yk_z} \sin\left(\frac{k_zd}{2}\right) \right]^2 \quad (5.12)$$

olarak bulunur.

5.2. DDRA İçinde Depolanmış Elektrik Enerjisi

Dielektrik sabiti ne kadar yüksek olursa, DDRA'nın içinde depolanmış enerji miktarı da o kadar fazla olacaktır. Doğrusal ve yönbağımsız bir ortamda, DDRA'nın V hacminde depolanmış elektrik enerjisi,

$$W_e = \frac{1}{2} \int_V \epsilon |\bar{E}|^2 dV \quad (5.13)$$

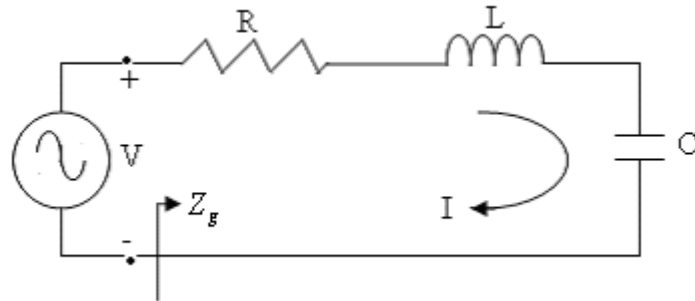
formülünde, $|\bar{E}|^2$ yerine DDRA içerisindeki (4.8)'de verilen elektrik alan bileşenlerinin, $E_x^2 + E_y^2 + E_z^2$ değeri yerleştirildiğinde elde edilir. Eş.(5.13) işleminin sonucu olarak,

$$W_e = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r ab d A^2}{32} \left(1 + \frac{\sin(k_z d)}{k_z d}\right) (k_x^2 + k_y^2) \quad (5.14)$$

DDRA içindeki depolanmış elektrik enerjisi bulunmuş olur.

5.3. Rezonans Durumunda Işıma Q Faktörü

Herhangi bir DRA'nın ışıma Q faktörünü hesaplamak için, rezonans durumunda RLC devre örneğinden yola çıkılabilir.



Şekil 5.1. Seri RLC devresi.

Mikrodalga rezonatörü Şekil 5.1'deki gibi seri RLC devresi olarak modellenebilir (Pozar, 1998). Bu devrede giriş empedansı,

$$Z_g = R + j\omega L - j \frac{1}{\omega C} , \quad (5.15)$$

ve rezonatöre giren kompleks güç,

$$P_g = \frac{1}{2} Z_g |I|^2 = \frac{1}{2} |I|^2 \left(R + j\omega L - j \frac{1}{\omega C} \right), \quad (5.16)$$

olarak bulunur. R direnci üzerinden yayılan kayıp güç,

$$P_{KAYIP} = \frac{1}{2} |I|^2 R, \quad (5.17)$$

L indüktöründe depolanan ortalama manyetik enerji,

$$W_m = \frac{1}{4} |I|^2 L, \quad (5.18)$$

ve kapasitör üzerindeki oluşan voltaj V_c iken, C kapasitöründe depolanan ortalama elektrik enerjisi ise,

$$W_e = \frac{1}{4} |V_c|^2 C = \frac{1}{4} |I|^2 \frac{1}{\omega^2 C}, \quad (5.19)$$

olacaktır. Eş.(5.16)'da rezonatöre giren kompleks güç ifadesi, (5.17), (5.18) ve (5.19)'da verilen eşitlikler ışığında tekrar yazılacak olursa,

$$P_g = P_{KAYIP} + 2j\omega(W_m - W_e) \quad (5.20)$$

olarak elde edilir. Devrede rezonansın oluşması için $P_g = P_{KAYIP}$ olmalı, yani ortalama depolanmış manyetik enerji ve elektrik enerjisi birbirlerine eşit olmalıdır. Dolayısıyla rezonansı yakalamış bir devrede, depolanan ortalama enerji $W_m + W_e = 2W_e$ olacaktır. Seri RLC devresi olarak modellenen mikrodalga rezonatörünün ışımaya Q faktörü, rezonatör içinde depolanmış ortalama gücün yayılan güce oranına eşit olacağından (Pozar, 1998), (5.12) ve (5.14)'de sırasıyla bulunan enerji ve güç sonuçları,

$$Q = 2\omega_0 W_e / P_y \quad (5.21)$$

eşitliğinde kullanılır. Açısal rezonans frekansı ω_0 ile depolanan ortalama enerji $2W_e$ 'nin çarpımı rezonatör içerisinde depolanmış ortalama gücü verecektir.

6. IŞIMA ÖRÜNTÜSÜ

Işıma örüntüsü hesaplanırken, DDRA içerisindeki alan bilgilerinin ışığında, çeşitli yöntemler ele alınmıştır. Bu yöntemlerden biri ise, homojen dielektrik yapının, hacim akım yoğunluğu gibi ışıma yaptığını varsaymaktır. Bir başka deyişle, uzak alanda herhangi bir noktadaki ışıma örüntüsü, DDRA içerisindeki hacimsel akımın her bir noktadaki değerlerinin toplanmasıyla tanımlanır. Hesaplamalarda, beslemenin ışıma örüntüsü üzerindeki etkisi iletken plakanın sonsuz olarak kabul edilmesinden dolayı ihmal edilmiştir. DDRA içerisindeki alan yapısı TE_{111}^z modu için ele alınacaktır.

Rezonatör içerisindeki elektrik alanla hacim akım yoğunluğu arasındaki eşitlik, (5.10)'da $\bar{J}_p = j\omega\epsilon_0(\epsilon_r - 1)\bar{E}$ olarak verilmişti. Manyetik vektör potansiyeli,

$$\bar{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint \bar{J}_p \frac{e^{-jk_0|\bar{r}|}}{|\bar{r}|} dV \quad (6.1)$$

\bar{J}_p hacim akım yoğunluğundan elde edilir. Antenden ışıyan alan \bar{E}_r , manyetik vektör potansiyeli ile tanımlanır (Balanis, 1982),

$$\bar{E}_r = -j\omega\bar{A} \quad (6.2)$$

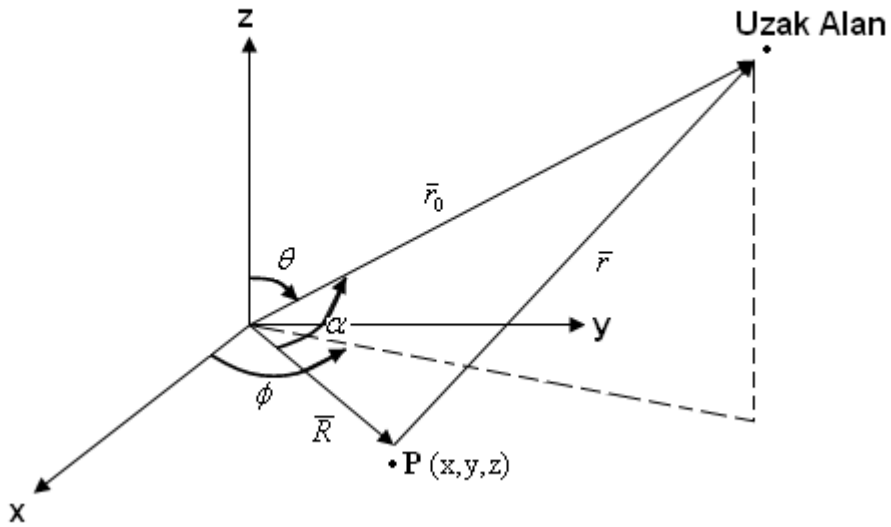
Eş.(6.1)'deki manyetik vektör potansiyeli (6.2)'de yerine konulduğunda \bar{E}_r ışıyan alan,

$$\bar{E}_r = \frac{-j\omega\mu_0}{4\pi} \iiint \bar{J}_p \frac{e^{-jk_0|\bar{r}|}}{|\bar{r}|} dV \quad (6.3)$$

olarak elde edilir. Eş.(6.3)'te elde edilen sonuca (5.10)'daki \bar{J}_p hacim akım yoğunluğu yerleştirildiğinde uzak alandaki ışıma alanının $E_r = 0$ için θ ve ϕ bileşenleri tanımlanmış olur.

6.1. Kartezyen ve Küresel Uzayda Uzak Alan

Eş.(6.3)'te tanımlanmış olan $|\vec{r}|$, DRA içerisindeki herhangi bir $P(x,y,z)$ noktasından uzak alan noktasına çizilen vektörün mutlak uzunluğudur. Koordinatlar merkezi orijinden uzak olan alan noktasına uzanan vektör \vec{r}_0 iken, $P(x,y,z)$ noktasına uzanan vektör \vec{R} ile gösterilmiştir. (Şekil 6.1)



Şekil 6.1. Kartezyen ve küresel uzayda uzak alan.

$|\vec{r}| = |\vec{r}_0 - \vec{R}|$ olacağından, bu eşitlikte her iki tarafının karesi alınarak,

$$r^2 = r_0^2 \left(1 + \frac{R^2}{r_0^2} - \frac{2R \cos(\alpha)}{r_0} \right) \quad (6.4)$$

elde edilir. Bu eşitlikte $\frac{R^2}{r_0^2}$ terimi, $r_0 \gg R$ olduğu için sıfıra yakınsadığından,

$$|\vec{r}| = r = r_0 \sqrt{1 - \frac{2R \cos(\alpha)}{r_0}} \quad (6.5)$$

denklemine dönüşür. Eş.(6.5)'te kök içerisindeki $2R \cos(\alpha)/r_0$ terimi 1'den çok küçük olacağından,

$$|\vec{r}| \cong r_0 \left(1 - \frac{R \cos(\alpha)}{r_0}\right) = r_0 - R \cos(\alpha) \quad (6.6)$$

olup, $|\vec{r}|$ yaklaşık olarak $r_0 - R \cos(\alpha)$ 'ya eşit olacaktır.

Aşağıdaki eşitlikler, küresel koordinatlardaki koordinat değişkenlerini kartezyen koordinatlardaki değişkenlere dönüştürür:

$$\begin{aligned} \hat{a}_y &= \hat{a}_{r_0} \sin(\theta) \sin(\phi) \\ \hat{a}_x &= \hat{a}_{r_0} \sin(\theta) \cos(\phi) \\ \hat{a}_z &= \hat{a}_{r_0} \cos(\theta) \end{aligned} \quad (6.7)$$

$\hat{a}_R = \hat{a}_x + \hat{a}_y + \hat{a}_z$ olacağından, (6.7)'deki dönüşümleri de kullanarak, \hat{a}_R ve \hat{a}_{r_0} birim vektörlerinin nokta çarpımından $\cos(\alpha)$ değeri,

$$\cos(\alpha) = \hat{a}_R \cdot \hat{a}_{r_0} = \sin(\theta) \cos(\phi) + \sin(\theta) \sin(\phi) + \cos(\theta) \quad (6.8)$$

elde edilmiş olur.

$\vec{R} = x\hat{a}_x + y\hat{a}_y + z\hat{a}_z$ vektörünün \vec{r}_0 vektörü üzerindeki izdüşümü $R\hat{a}_R \cdot \hat{a}_{r_0}$ olacaktır. Burada $\hat{a}_R \cdot \hat{a}_{r_0}$ vektörlerin nokta çarpımı yerine (6.8)'de elde edilen sonuç kullanıldığında

$$R \cos(\alpha) = x \sin(\theta) \cos(\phi) + y \sin(\theta) \sin(\phi) + z \cos(\theta) \quad (6.9)$$

olacaktır.

6.2. Işıyan Alanın θ ve ϕ Bileşenlerinin Bulunması

Uzak alan noktası kaynaktan çok uzakta olduğundan DDRA içerisindeki herhangi bir nokta sistemin merkezi olarak seçilebilir. Bu durumda, (6.6)'da $R \cos(\alpha)$ r_0 'a göre çok küçük bir değer olacağından, (6.3)'te integral içerisinde paydadaki $|r|$ yerine, r_0 yazılabilir. Fakat paydaki faz terimi için bu yaklaşım söz konusu değildir. Eş.(6.9), (6.6)'da yerine konulduğunda faz terimi için $|r|$ elde edilmiş olur. Bu durumda (6.3)'de verilen \bar{E}_i ışınma alanı

$$\bar{E}_i = \frac{-j\omega\mu_0}{4\pi} e^{-jk_0 r_0} \iiint \bar{J}_p \frac{e^{jk_0(x \sin(\theta)\cos(\phi)+y \sin(\theta)\sin(\phi)+z \cos(\theta))}}{r_0} dV \quad (6.10)$$

olarak belirlenir.

Hacim akım yoğunluğu, $\bar{J}_p = j\omega\epsilon_0(\epsilon_r - 1)\bar{E}$ 'deki elektrik alan yerine, (4.8)'de verilen DDRA içindeki elektrik alan denklemleri kullanıldığında,

$$\begin{aligned} \bar{J}_p = j\omega\epsilon_0(\epsilon_r - 1)[\hat{a}_x A k_y \cos(k_x \cdot x) \sin(k_y \cdot y) \cos(k_z \cdot z) \\ - \hat{a}_y A k_x \sin(k_x \cdot x) \cos(k_y \cdot y) \cos(k_z \cdot z)] \end{aligned} \quad (6.11)$$

bulunur.

Buna paralel olarak, \hat{a}_x ve \hat{a}_y birim vektörleri küresel koordinatlarda ifade edilmelidir.

$y = r_0 \sin(\theta)\sin(\phi)$ ve $x = r_0 \sin(\theta)\cos(\phi)$ olduğundan, \hat{a}_x ve \hat{a}_y birim vektörleri,

$$\hat{a}_x = \hat{a}_{r_0} \sin(\theta)\cos(\phi) + \hat{a}_\theta \cos(\theta)\cos(\phi) - \hat{a}_\phi \sin(\phi) \quad (6.12a)$$

$$\hat{a}_y = \hat{a}_{r_0} \sin(\theta)\sin(\phi) + \hat{a}_\theta \cos(\theta)\sin(\phi) + \hat{a}_\phi \cos(\phi) \quad (6.12b)$$

olarak yazılabilir.

Eş.(6.11)'deki \hat{a}_x ve \hat{a}_y birim vektörlerinin (6.12)'de verilen küresel koordinatlardaki karşılıkları yazılarak, hacim akım yoğunluğu küresel koordinatlarda tanımlanmış olur.

$E_r = 0$ için; (6.11) ve (6.12)'deki tanımlamalar, (6.10)'da ışıyan alanda kullanıldığında,

$$E_\theta = C_b \int C_\theta e^{jk_0(x \sin(\theta) \cos(\phi) + y \sin(\theta) \sin(\phi) + z \cos(\theta))} dV \quad (6.13a)$$

$$E_\phi = C_b \int C_\phi e^{jk_0(x \sin(\theta) \cos(\phi) + y \sin(\theta) \sin(\phi) + z \cos(\theta))} dV \quad (6.13b)$$

ışıyan alanın θ ve ϕ bileşenlerini tanımlar.

Burada,

$$C_b = \frac{W^2 \epsilon_0 \mu_0 (\epsilon_r - 1)}{4\pi r_0} e^{-jk_0 r_0} \quad (6.14)$$

integral dışındaki bağımsız terimdir. İntegral içerisinde tanımlanan C_θ ve C_ϕ ise,

$$C_\theta = k_y \cos(k_x x) \sin(k_y y) \cos(k_z z) \cos(\theta) \cos(\phi) - k_x \sin(k_x x) \cos(k_y y) \cos(k_z z) \cos(\theta) \sin(\phi) \quad (6.15)$$

$$C_\phi = -k_y \cos(k_x x) \sin(k_y y) \cos(k_z z) \sin(\phi) - k_x \sin(k_x x) \cos(k_y y) \cos(k_z z) \cos(\phi) \quad (6.16)$$

olarak bulunabilir.

Eş.(6.13)'teki integral işlemleri nümerik olarak gerçekleştirilerek uzak alandaki ışıma örüntüleri E_θ ve E_ϕ elde edilmiş olur.

7. GELİŞTİRİLMİŞ DİELEKTRİK DALGA KILAVUZU MODELİ (GDDKM)

Bölüm 4'te, DDRA'larda, Dielektrik Dalga Kılavuzu Modeli (DDKM) incelenmişti. DDKM, DDRA yapısı için etkin boyutlar tanımlanarak geliştirilmiş ve Geliştirilmiş Dielektrik Dalga Kılavuzu Modeli (GDKM) olarak adlandırılmıştır (Antar ve Cheng, 1998). Bu bölümde GDDKM modeli kullanılarak etkin rezonans frekansı ile etkin ışımaya Q faktörünün hesabı gerçekleştirilecektir.

7.1. Etkin Rezonans Frekansının Bulunması

Şekil 2.2'deki DDRA için etkin boyutlar elde edilerek analize başlanabilir. Etkinleşmiş kenar uzunlukları a_{etkin} , b_{etkin} ve d_{etkin} olarak verildiğinde bu uzunluklar a , b ve d kenar uzunluklarına bağlı olduğu gibi, DDRA içindeki ϵ_r dielektrik sabiti ile de ilgili olacaktır (Antar ve Cheng, 1998).

$$a_{etkin} = a(1 - 1/\epsilon_r), \quad (7.1a)$$

$$b_{etkin} = b(1 - 1/\epsilon_r), \quad (7.1b)$$

$$d_{etkin} = d(1 - 1/\epsilon_r) \quad (7.1c)$$

Eş.(7.1)'de tanımlanan etkin uzunluklar, TE_{111}^z modu için, (4.7)'de verilen kusursuz manyetik duvar yönlerindeki dalga numaralarında kullanıldığında,

$$k_x = \frac{\pi}{a_{etkin}}, \quad (7.2a)$$

$$k_y = \frac{\pi}{b_{etkin}} \quad (7.2b)$$

etkin dalga numaraları elde edilir. Eş.(4.17)'de tanımlanan transandantal denklemi de etkin boyutlarda değerlendirilmelidir. DDRA'nın z yönündeki etkin kenar uzunluğu d_{etkin} olacağından yeni denklem,

$$k_z \tan(k_z \frac{d_{etkin}}{2}) = \sqrt{(\varepsilon_r - 1)k_0^2 - k_z^2} \quad (7.3)$$

şeklinde elde edilir.

Eş.(7.3)'teki yeni transandantal denklemini ile (7.2)'deki etkin dalga numaralarından elde edilecek olan $\varepsilon_r k_0^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$ dalga numarası denkleminin nümerik analizinden k_{0etkin} rezonans dalga numarası elde edilir.

Eş.(4.18)'den etkin rezonans frekansı f_{0etkin}

$$f_{0etkin} = \frac{k_{0etkin} c}{2\pi} \quad (7.4)$$

ile hesaplanabilir.

7.2. Etkin Işıma Q Faktörünün Bulunması

Işıma Q faktörünün, etkin rezonans frekansına göre hesaplanması ile de Q_{etkin} elde edilebilir. Bu amaçla önce Eş.(7.4)'de verilen f_{0etkin} rezonans frekansından k_{0etkin} etkin rezonans dalga numarası hesaplanmaktadır. Bununla birlikte $w_{0etkin} = 2\pi f_{0etkin}$ olacaktır.

DDKM'ye göre elde edilen (4.7)'deki etkin olmayan dalga numaraları k_x ve k_y , (4.9)'da kullanılarak,

$$\varepsilon_r k_{0etkin}^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_{zetkin}^2 \quad (7.5)$$

eşitliği elde edilir ve k_{zetkin} değeri hesaplanır.

Sonuç olarak, Bölüm 5'deki adımlardan farklı olarak, k_z yerine k_{zetkin} , k_0 yerine k_{0etkin} ve w_0 yerine w_{0etkin} kullanılarak (5.12)'de verilen DDRA'dan yayılan güç ifadesi,

$$P_{y\text{ etkin}} = 10k_{0\text{ etkin}}^4 \left[\frac{8Aw_{0\text{ etkin}} \varepsilon_0 (\varepsilon_r - 1)}{k_x k_y k_{z\text{ etkin}}} \sin\left(\frac{k_{z\text{ etkin}} d}{2}\right) \right]^2 \quad (7.6)$$

ve (5.14)'de verilen DDRA'nın V hacminde depolanmış elektrik enerjisi ifadesi,

$$W_{e\text{ etkin}} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r a b d A^2}{32} \left(1 + \frac{\sin(k_{z\text{ etkin}} d)}{k_{z\text{ etkin}} d}\right) (k_x^2 + k_y^2) \quad (7.7)$$

şeklinde elde edilmiş olmaktadır. Eş.(5.21)'deki ışıma Q faktörü, (7.6) ve (7.7) ışığında,

$$Q_{\text{ etkin}} = 2w_{0\text{ etkin}} W_{e\text{ etkin}} / P_{y\text{ etkin}} \quad (7.6)$$

ifadesine dönüştürülerek DDRA yapısının etkin Q faktörü olarak hesaplanabilir.

8. TEK KATMANLI DDRA İÇİN DEĞERLENDİRME

Bu bölümde, Şekil 2.2'de gösterilen iletken plaka üzerindeki sonda beslemeli tek katmanlı DDRA için deneysel olarak elde edilmiş rezonans frekansı ve ışımaya Q faktörü sonuçları ile Dielektrik Dalga Kılavuzu Modeli (DDKM) ve Geliştirilmiş Dielektrik Dalga Kılavuzu Modeli'ne (GDDKM) göre elde edilecek sonuçların karşılaştırılması yapılacaktır.

Daha sonra, elde edilen teorik DDRA ışımaya örüntüleri sunularak deneysel olanlarla uyumları gösterilecektir. Ayrıca tek katmanlı DDRA'nın dielektrik sabiti ve boyutları gibi yapısal parametrelerinin rezonans frekansı ve ışımaya Q faktörü üzerindeki etkileri incelenecektir.

8.1. Işıma Q Faktörü ve Rezonans Frekansı Karşılaştırmaları

DDRA için yapısal parametreler bir kez daha tanımlanacak olursa a , b ve d sırasıyla x , y ve z yönlerindeki kenar uzunluklarını, ϵ_r ise DDRA içerisindeki dielektrik sabitini göstermektedir (Şekil 2.1).

Çizelge 8.1 ve Çizelge 8.2'de, farklı ϵ_r dielektrik sabiti ve farklı a , b ve d kenar uzunluklarında elde edilen deneysel rezonans frekansı ve ışımaya Q faktörü sonuçları (Mongia ve Ittipiboon, 1994; 1997) ile DDKM ve GDDKM'ye göre elde edilen sonuçlar karşılaştırılmıştır. Bu çizelgelerden GDDKM'nin DDKM'ye göre daha yüksek rezonans frekansı ve daha düşük ışımaya Q faktörü sonuçları verdiği görülmektedir.

GDDKM'nin DDKM'ye göre daha yüksek rezonans frekansı vermesinin sebebi GDDKM'deki etkin boyutların normal boyutlara göre daha kısa olmasından kaynaklanmaktadır. İlerleyen bölümlerde de boyutların azalması ile rezonans frekansında oluşan artış gösterilecektir.

Çizelge 8.1: Rezonans Frekansı için Deneysel Sonuçlar ile DDKM ve GDDKM Sonuçlarının Karşılaştırılması

ε_r	a (mm)	$b/2$ (mm)	d (mm)	$f_0^{(*)}$ (GHz) (Deney)	f_0 (GHz) (DDKM)	f_{0etkin} (GHz) (GDDKM)	f_0 %HATA (DDKM)	f_{0etkin} %HATA (GDDKM)
10.8	15.24	7.62	3.10	6.21	6.95	7.65	11.9	23.1
20.0	10.16	7.11	10.16	4.71	4.63	4.86	1.7	3.2
20.0	10.16	10.16	7.11	4.55	4.60	4.83	1.1	6.1
37.84	8.97	8.97	8.97	3.78	3.53	3.62	6.6	4.2
37.84	9.31	4.60	9.31	4.47	4.16	4.27	6.9	4.5
37.84	9.31	9.31	4.6	4.38	4.00	4.11	8.7	6.2
37.84	8.96	12.69	7.61	3.76	3.49	3.59	7.2	4.5
37.84	7.62	15.24	7.62	4.08	3.88	3.99	4.9	2.2
37.84	8.77	8.77	3.51	4.76	4.52	4.65	5.0	2.3
37.84	8.77	3.51	8.77	5.19	4.89	5.02	5.8	3.3
37.84	15.24	7.62	7.62	3.06	2.90	2.97	5.2	2.9
79.46	12.70	2.54	2.54	5.43	4.92	4.99	9.4	8.1
79.46	12.70	6.35	6.35	2.64	2.40	2.43	9.1	7.9
79.46	7.70	7.70	7.70	3.17	2.84	2.87	10.4	9.4

(*) Deneysel sonuçlar: (Mongia ve Ittipiboon, 1994; 1997)

Çizelge 8.1 incelendiğinde, düşük dielektrik sabitli ($\varepsilon_r \leq 20$) DDRA'lar için DDKM'nin GDDKM'ye göre, yüksek dielektrik sabitli ($\varepsilon_r \geq 37.84$) DDRA'lar için ise GDDKM'nin DDKM'ye göre deneysel rezonans frekanslarına daha yakın sonuçlar verdiği görülmüştür. Yani düşük dielektrik sabitli DDRA'ların tersine yüksek dielektrik sabitli olanlarda GDDKM, DDKM'ye göre rezonans frekansı bulmada daha başarılı olmuştur.

Çizelge 8.2: Işıma Q Faktörü için Deneysel Sonuçlar ile DDKM ve GDDKM Sonuçlarının Karşılaştırılması

ϵ_r	a (mm)	$b/2$ (mm)	d (mm)	Q (*) (Deney)	Q (DDKM)	Q_{etkin} (GDDKM)	Q %HATA (DDKM)	Q_{etkin} %HATA (GDDKM)
10.8	15.24	7.62	3.10	5.9	5.84	3.60	1.0	38.9
20.0	10.16	7.11	10.16	15.4	18.9	15.9	22.7	3.24
20.0	10.16	10.16	7.11	14.3	15.9	12.6	11.2	11.8
37.84	8.97	8.97	8.97	24.8	39.9	35.5	60.9	41.2
37.84	9.31	4.60	9.31	32.3	48.1	43.4	47.4	34.4
37.84	9.31	9.31	4.6	22.4	34.8	30.6	55.3	36.6
37.84	8.96	12.69	7.61	24.7	31.2	27.5	26.3	11.3
37.84	7.62	15.24	7.62	18.9	23.5	20.9	24.3	10.6
37.84	8.77	8.77	3.51	24.1	31.3	27.4	29.9	13.7
37.84	8.77	3.51	8.77	31.3	45.5	41.5	45.3	32.5
37.84	15.24	7.62	7.62	34.1	47.6	42.1	39.6	23.5
79.46	12.70	2.54	2.54	45.4	86.8	80.6	91.2	76.2
79.46	12.70	6.35	6.35	73.6	139.6	131.5	89.7	78.7
79.46	7.70	7.70	7.70	56.4	117.6	111.7	106.4	96.8

(*) Deneysel sonuçlar: (Mongia ve Ittipiboon, 1994; 1997)

Çizelge 8.2 incelendiğinde ise, düşük dielektrik sabitli ($\epsilon_r \leq 20$) DDRA'lar için DDKM'nin GDDKM'ye göre, yüksek dielektrik sabitli ($\epsilon_r \geq 37.84$) DDRA'lar için ise GDDKM'nin DDKM'ye göre ışıma Q faktörüne daha yakın sonuçlar verdiği görülmüştür. Yani düşük dielektrik sabitli DDRA'ların tersine yüksek dielektrik sabitli DDRA'larda GDDKM, DDKM'ye göre ışıma Q faktörü bulmada daha başarılı olmuştur.

8.2. Işıma Örüntüsü Çizimleri

Bölüm 6'da, sonsuz iletken plaka kullanılarak beslemenin etkisinin ihmal edildiği durumda ışıma örüntüsü formülasyonları gerçekleştirilmişti. Bu bölümde tek katmanlı bir DDRA için bu formülasyonlara dayalı olarak elde edilen ışıma örüntüleri incelenecektir.

E_θ ve E_ϕ ışıma örüntüleri için (6.13)'te elde edilen integral eşitlikleri $a=7.5$ mm, $b/2=7.5$ mm ve $d=3$ mm boyutları için çözümlenerek sırasıyla Şekil 8.1 ve Şekil 8.2'de gösterilmiştir. Bu örüntüler, eş yapısal parametrelere sahip 6.9 GHz rezonans frekansında çalışan bir DDRA için literatürde sunulmuş olan deneysel ışıma örüntüleriyle (Ittipiboon vd., 1993) karşılaştırılmıştır (Şekil 8.1 ve Şekil 8.2).

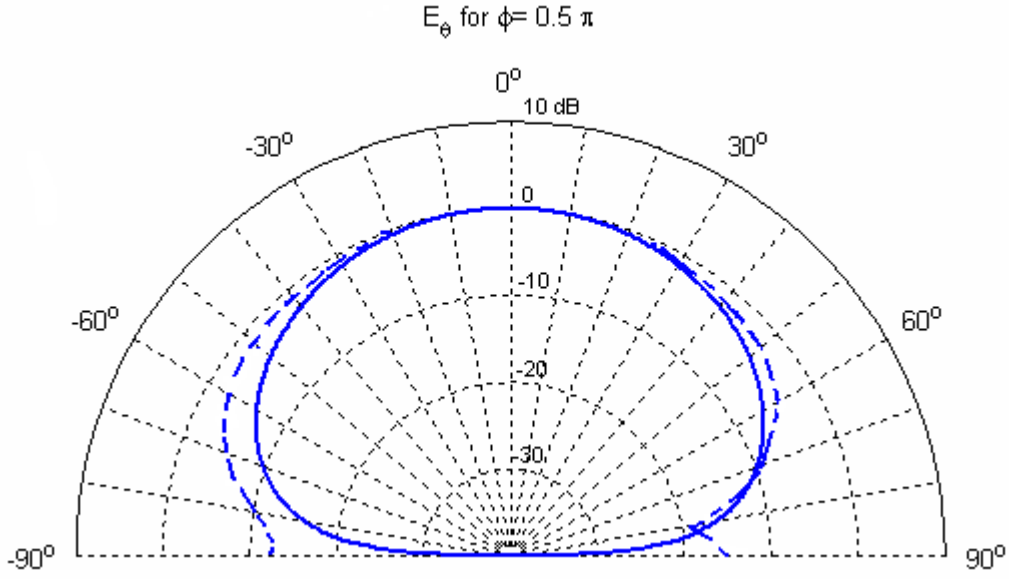
8.2.1. E_θ ve E_ϕ Işıma Örüntüleri

Şekil 8.1'de, $\phi=0.5\pi$ durumu için $y-z$ düzleminde oluşacak E_θ ışıma örüntüsü ile Şekil 8.2'de $\theta=0.5\pi$ için $y-x$ düzleminde oluşacak E_ϕ ışıma örüntüsü verilmiştir.

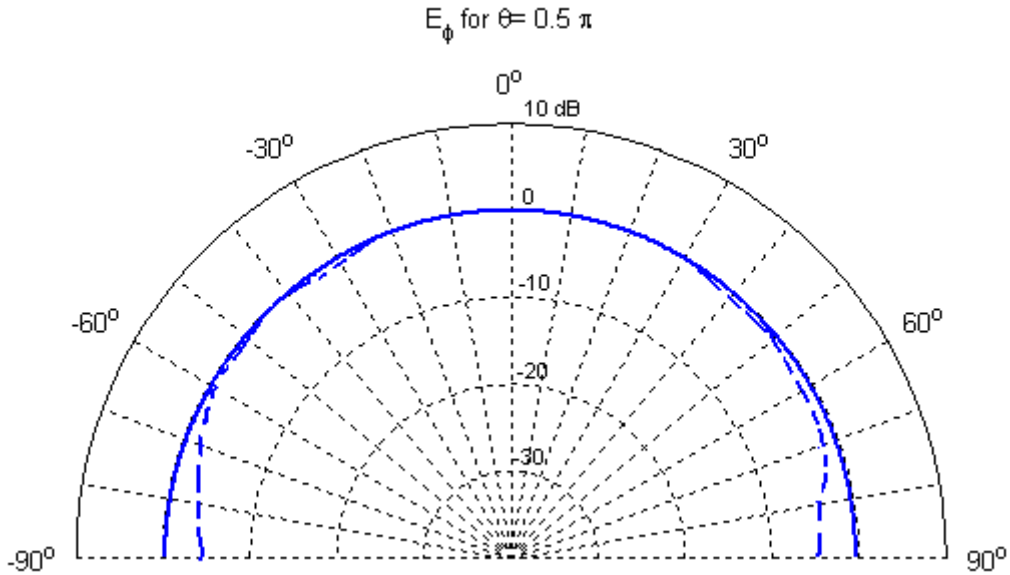
Şekil 8.1 incelendiğinde $y-z$ düzleminde $\theta=-90^\circ$ ve $\theta=90^\circ$ durumları için E_θ ışıma alanının en küçük, $\theta=0^\circ$ durumu için de en büyük değerini aldığı görülmektedir.

Şekil 8.2 incelediğinde ise $y-x$ düzleminde ϕ açısının -90° 'dan 90° 'a alacağı her açı değerinde, E_ϕ ışıma alanı değerlerinin birbirine yakın değerde olduğu, diğer bir deyişle yönbağımsız olduğu gözlemlenmektedir.

Tek katmanlı bir DDRA için Şekil 8.1 ve Şekil 8.2'de sunulan teorik ışıma örüntüleri çizimlerinin özellikle anten yüzeyine yakın açılarda deneysel sonuçlara göre bazı kaymalar gösterdikleri anlaşılmakta olup bu farklılıklar gerek hesaplamalarda beslemenin ihmal edilmesi ve gerekse antenin üzerine yerleştirildiği gerçekte sonlu olan iletken plakanın sonsuz ebatlı olarak kabul edilmiş olması ile açıklanabilir.



Şekil 8.1 $\phi = 0.5\pi$ için $y - z$ düzleminde θ açısının değişiminde oluşacak E_θ örüntüsü, —: Teorik Çizim, - - -: Deneysel Çizim (Ittipiboon vd., 1993)



Şekil 8.2 $\theta = 0.5\pi$ için $y - x$ düzleminde ϕ açısının değişiminde oluşacak E_ϕ örüntüsü, —: Teorik Çizim, - - -: Deneysel Çizim (Ittipiboon vd., 1993)

8.3. Tek Katmanlı DDRA'da Yapısal Parametrelerin Rezonans Frekansına Etkileri

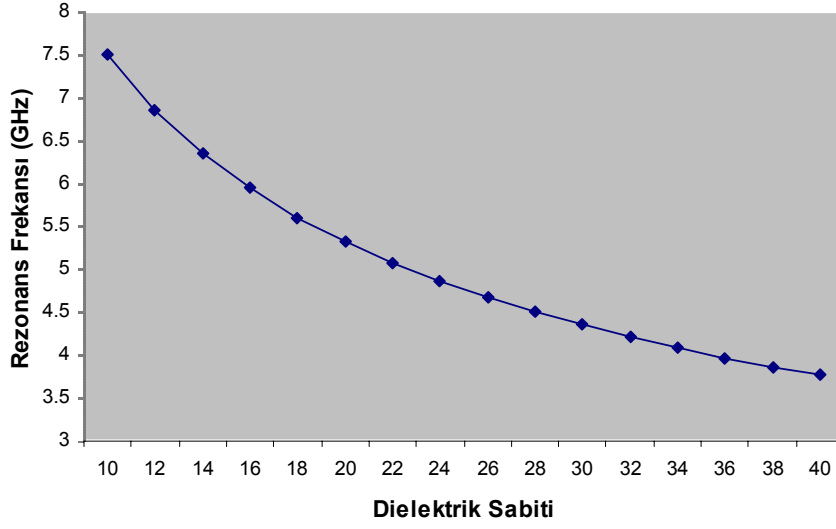
Bu bölümde, TE_{111}^z modu için tek katmanlı DDRA'nın dielektrik sabitinde ve boyutlarında meydana gelecek değişimlerin rezonans frekansı ve ışıma Q faktörü üzerindeki etkileri incelenmiştir. Rezonans frekansları ve ışıma Q faktörü hesaplamalarında DDKM kullanılmıştır.

Boyutların sabit olduğu durumda, dielektrik sabitinin değişmesi ile rezonans frekansında ve ışıma Q faktöründe değişimler oluşacaktır. Dielektrik sabitinin değişmediği durumda ise, boyutlardaki değişimler de rezonans frekansını ve ışıma Q faktörünü etkileyecektir. Bu değişimlerin incelenmesiyle, dielektrik sabitinin rezonans frekansı ve ışıma Q faktörü üzerindeki etkilerinin tasarım aşamalarında dikkate alınmak üzere belirlenmesi önemlidir.

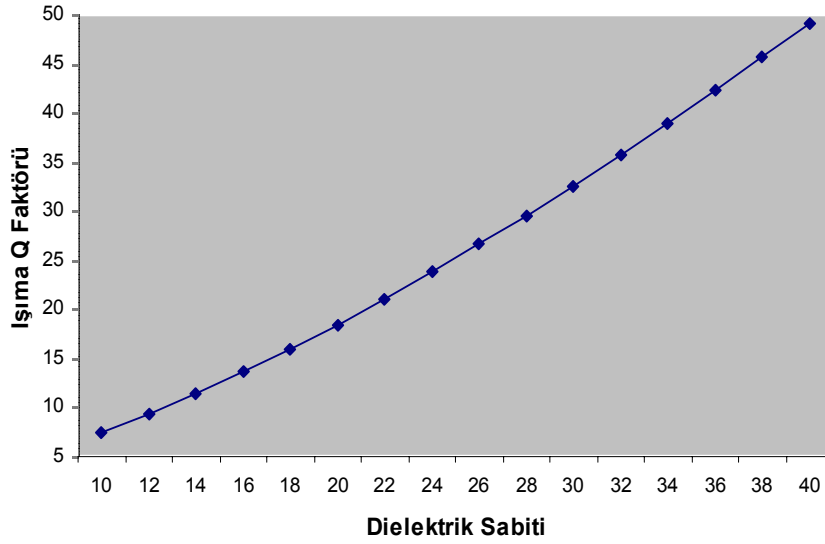
8.3.1. Dielektrik Sabitinin Rezonans Frekansı ve Işıma Q Faktörü Üzerindeki Etkisi

Bir DDRA için boyutlar sabit tutularak dielektrik sabitinin rezonans frekansı ve ışıma Q faktörü üzerindeki etkileri incelenebilir. Bu amaçla Şekil 2.2'deki tek katmanlı DDRA'nın boyutları, $d = 7$ mm, $a = 9$ mm ve $b/2 = 7$ mm olarak alınmıştır. Dielektrik sabiti ise 10'dan 40'a kadar değiştirilerek rezonans frekansı ve ışıma Q faktörü için hesaplamalar yapılmıştır. Bu hesaplamalar sırasıyla, Şekil 8.3 ve Şekil 8.4'te verilmektedir. Dielektrik sabiti, 10 ile 40 arasında bir değişim gösterirken, rezonans frekansı 7.49 GHz 'den 3.77 GHz'e kadar düşmekte, (Şekil 8.3), ışıma Q faktörü ise 7.40'tan 49.08'e yükselmektedir (Şekil 8.4).

Şekil 8.3 incelendiğinde, f_0 rezonans frekansının, $1/\sqrt{\epsilon_r}$ ile orantılı bir değişim gösterdiği anlaşılmaktadır. Çıkarılan $f_0 \propto 1/\sqrt{\epsilon_r}$ sonucuna göre, dielektrik sabiti ile rezonans frekansı ters orantılı bir genel davranış göstermektedir. Benzer olarak Şekil 8.4'ten ışıma Q faktörünün $(\epsilon_r)^{3/2}$ ile orantılı olacağı gözlenmektedir. Buna göre dielektrik sabitinin artması veya azalmasıyla, ışıma Q faktöründe de genel olarak bir artma veya azalma beklenmelidir.



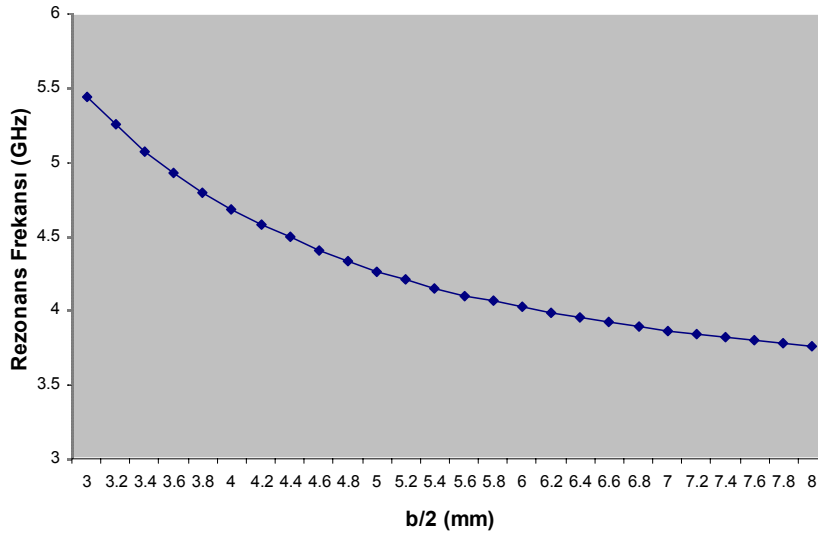
Şekil 8.3. Değişen dielektrik sabitinin rezonans frekansı üzerinde etkisi, $d = 7$ mm, $a = 9$ mm, $b/2 = 7$ mm.



Şekil 8.4. Değişen dielektrik sabitinin ışıma Q faktörü üzerinde etkisi, $d = 7$ mm, $a = 9$ mm, $b/2 = 7$ mm.

8.3.2. Boyutların Rezonans Frekansı Üzerindeki Etkisi

Bu bölümde boyutların rezonans frekansı üzerindeki etkisini incelemek üzere dielektrik sabiti $\epsilon_r = 38$ 'de sabitlenerek, Şekil 2.2'deki tek katmanlı DDRA'nın $x - z$ düzlemindeki yatay boyutları, $d = 7$ mm, $a = 9$ mm olarak kabul edilmiştir. Yükseklik parametresi olan $b/2$ 'de ise 3 mm'den 8 mm'ye kadar değiştirilmiş ve karşılık gelen rezonans frekansları hesaplanarak Şekil 8.5'de verilmiştir.



Şekil 8.5. Değişen $b/2$ yüksekliğinin rezonans frekansı üzerindeki etkisi, $d = 7$ mm, $a = 9$ mm, $\epsilon_r = 38$.

TE_{111}^z modu için, DDRA'nın yatay düzlem boyutlarının $a = 9$ mm, $d = 7$ mm'de, ϵ_r dielektrik sabitinin ise 38'de sabit olduğu durumda, $b/2$ yüksekliği 3 mm'den 8 mm'ye kadar 0,2 mm'şer artarak değişim gösterirken, rezonans frekansı 5.44 GHz'den 3.76 GHz'e kadar düşecektir (Şekil 8.5).

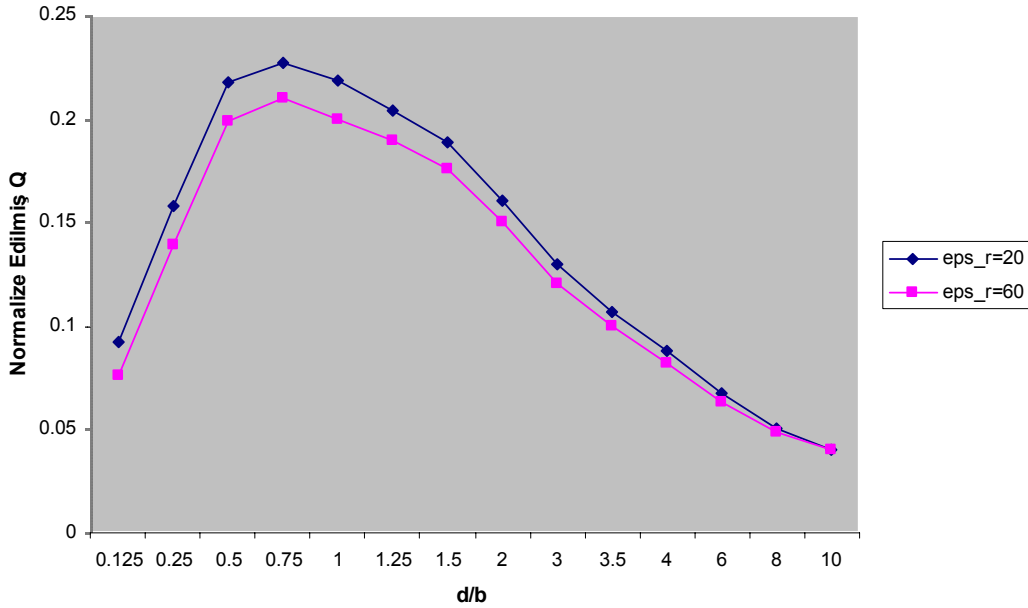
Şekil 8.5 incelendiğinde, f_0 rezonans frekansının DDRA yükseklik boyutu ile ters orantılı olacağı görülecektir. Yüksekliğin artmasıyla rezonans frekansı düşmekte, azalmasıyla artmaktadır. Bu çıkarım, tüm boyutlar için benzer olarak geçerli olup, a ve d boyutlarındaki değişimle de rezonans frekansı ters orantılı olarak değişecektir.

8.3.3. Boyutların Işıma Q Faktörü Üzerindeki Etkisi

Bölüm 8.3.1'de çıkarılan $Q \propto (\epsilon_r)^{3/2}$ sonucuna göre, ışımaya Q faktörü $(\epsilon_r)^{3/2}$ ile normalize edilebilir. Bu bölümde ise, DDRA'nın yatay boyutlarının yüksekliğe oranı ile değişen normalize edilmiş Q faktörü incelenecektir.

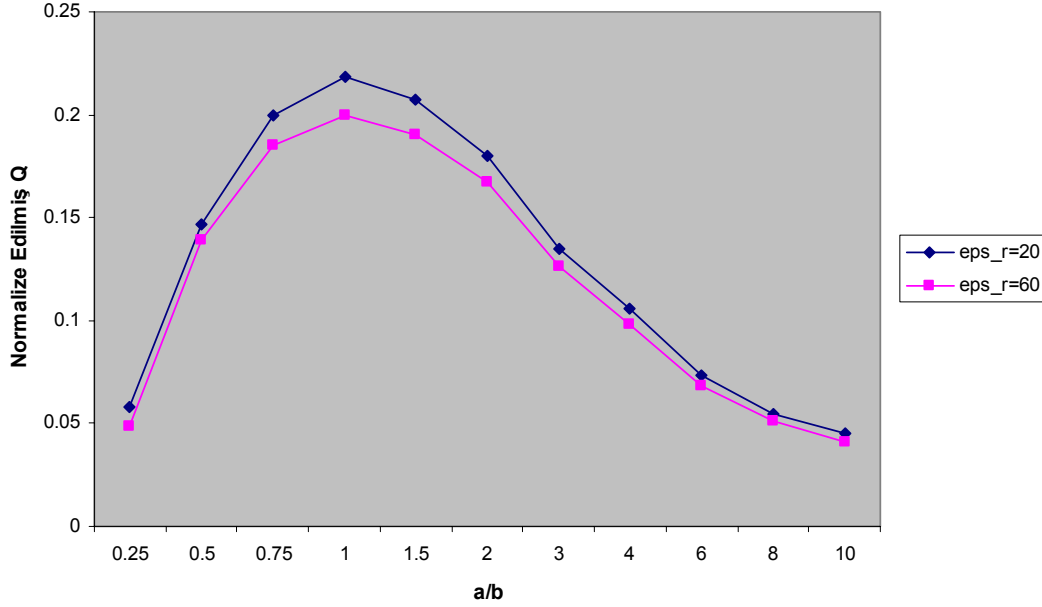
TE_{111}^z modunda, $\epsilon_r = 20$ ve $\epsilon_r = 60$ olmak üzere iki ayrı dielektrik sabiti için, d/b ve a/b oranlarının, normalize edilmiş Q faktörü üzerindeki etkisi sırasıyla Şekil 8.6 ve Şekil 8.7'de gösterilmiştir.

Boyut ebatları $a = b = 8$ mm'de sabitken, z yönündeki yatay d boyutunun farklı değerler almasıyla d/b oranı değişeceğinden buna bağlı olarak normalize edilmiş Q faktörü de değişim gösterecektir (Şekil 8.6).



Şekil 8.6. d/b oranının ışımaya Q faktörü üzerinde etkisi, $a = b = 8$ mm, $\epsilon_r = 20$ ve $\epsilon_r = 60$.

Boyutlar $d = b = 8$ mm'de sabitken, x yönündeki yatay a boyutunun farklı değerler almasıyla da a/b oranı değişecek ve normalize edilmiş Q faktörünü etkileyecektir (Şekil 8.7).



Şekil 8.7. a/b oranının ışımaya Q faktörü üzerinde etkisi, $d = b = 8$ mm, $\epsilon_r = 20$ ve $\epsilon_r = 60$.

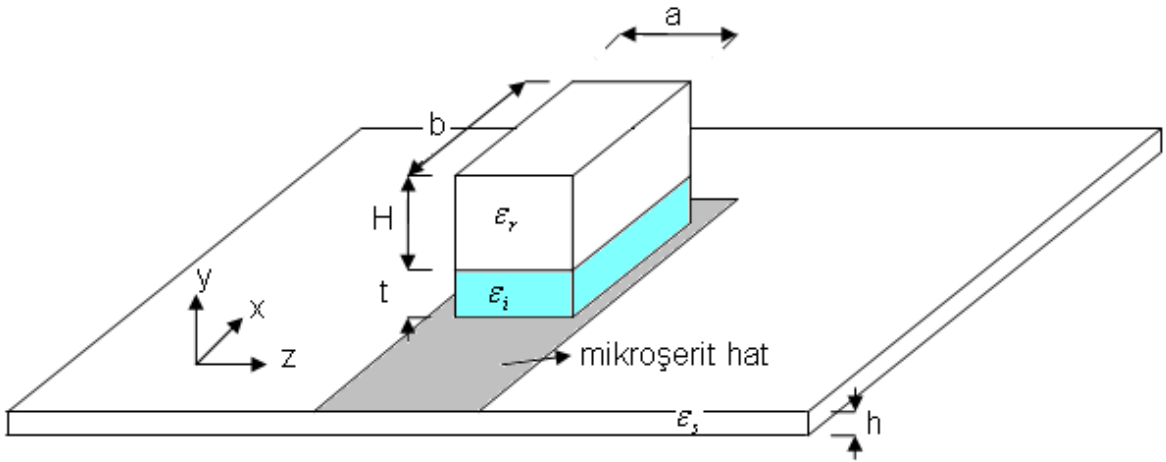
Farklı dielektrik sabitlerinin normalize edilmiş Q faktörü üzerindeki etkisinin birbirine benzer olduğunu gözlemleyebilmek için $\epsilon_r = 20$ ve $\epsilon_r = 60$ olarak farklı iki dielektrik sabiti tanımlanmıştır. $\epsilon_r = 20$ ve $\epsilon_r = 60$ için normalize edilmiş Q faktörünün değişen boyut oranlarında yaklaşık aynı değerleri verdiği gözlenmiştir (Şekil 8.6 ve Şekil 8.7)

Şekil 8.6 ve Şekil 8.7 incelenecek olursa, ışımaya Q faktörünün boyutların oranıyla geniş bir alanda değişim gösterdiği gözlenmektedir. Buradan yüksek dielektrik sabitli DDRA'larda düşük ışımaya Q faktörünün uygun boyut oranları seçilerek elde edilebileceği görüldüğü gibi, düşük dielektrik sabitli DDRA'larda da uygun boyut oranlarının seçimi ile yüksek ışımaya Q faktörünün elde edilebileceği anlaşılmaktadır.

9. ÇOK KATMANLI DİKDÖRTGEN DİELEKTRİK REZONATÖR ANTENLER (ÇKDDRA)

Çok katmanlı dielektrik rezonatör antenler (ÇKDDRA), son zamanlarda birden fazla dielektrik katman içeren ve daha ziyade mikroşerit hat beslemeli antenler olarak gelişim göstermiştir. Literatürde ÇKDDRA'lar için yapılan çalışmalar öncelikle rezonans frekansını bulmaya yönelik olmuştur (Petosa, 2000). Bu tip çok katmanlı yapıların incelenmesinde özellikle Basit Statik Kapasitans Modeli (BSKM) ile Ağırlıklandırılmış Ortalama Modeli (AOM) kullanılmaktadır. Her iki model bu bölümde ele alınarak rezonans frekansı hesabında kullanımları anlatılacaktır. Son olarak da temelde bu iki modelin getirdiği kazanımlar üzerine geliştirilen ve ağırlıklandırılmış bir rezonans frekansı formülü sunan Geliştirilmiş Ağırlıklandırılmış Ortalama Modeli (GAOM) literatürde öncekiler üzerinde bir iyileştirme sağlayan yeni bir model olarak önerilecektir.

Şekil 9.1'de çok katmanlı genel bir DDRA yapısı gösterilmiştir. ÇKDDRA'ların tasarımında, mikroşerit hat ile tek katmanlı DDRA arasına yerleştirilen dielektrik katmanın parametreleri önemli rol oynamaktadır.



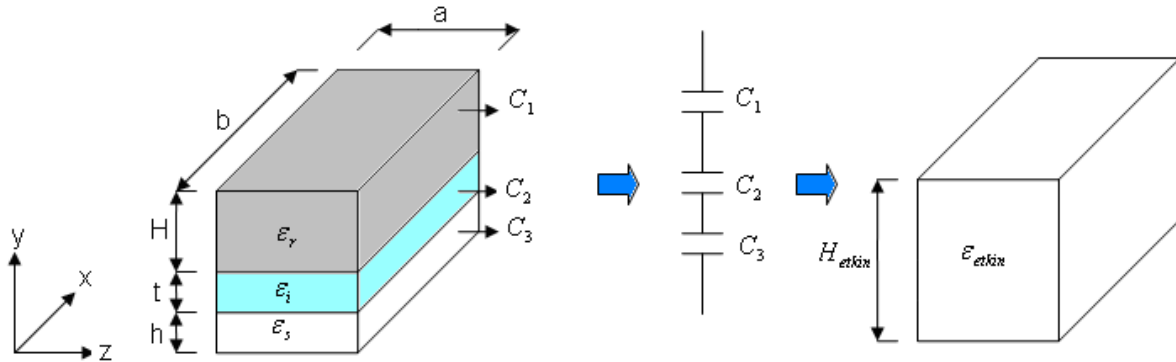
Şekil 9.1. Çok katmanlı DDRA

Bu yapıda ϵ_r tek katmanlı DDRA içerisindeki dielektrik sabitini, ϵ_i mikroşerit hat ile DDRA arasına yerleştirilen katmanın dielektrik sabitini belirtirken, ϵ_s ise mikroşerit hattın bulunduğu alt katmanın dielektrik sabitini göstermektedir. ÇKDDRA'nın $x-z$ düzlemi üzerindeki kenar uzunlukları a ve b , katmanların yükseklikleri ise sırasıyla H , t ve h ile gösterilmiştir.

Çok katmanlı DDRA'da da benzer olarak rezonans frekansının bulunması için Dielektrik Dalga Kılavuzu Modeli uygulanacaktır. Bunun için öncelikle ÇKDDRA'nın tek katmanlı DDRA gibi değerlendirilebilmesi gerekmektedir. Bu amaçla literatürde mevcut olan Basit Statik Kapasitans Modeli (Petosa, 2000) ve Ağırlıklandırılmış Ortalama Modeli (Rashidian, 2003) kullanılacaktır.

9.1. Basit Statik Kapasitans Modeli (BSKM)

Bu modelde, ÇKDDRA'nın her bir katmanı ayrı bir kapasitans olarak düşünülerek, üst üste yerleştirilmiş katmanlar seri bağlanmış paralel-plakalı kapasitörler olarak modellenmektedir (Petosa, 2000). Şekil 9.1'de verilen çok katmanlı DDRA, Basit Statik Kapasitans Modeli (BSKM) gösterimi ile Şekil 9.2.'de yeniden çizilmiştir.

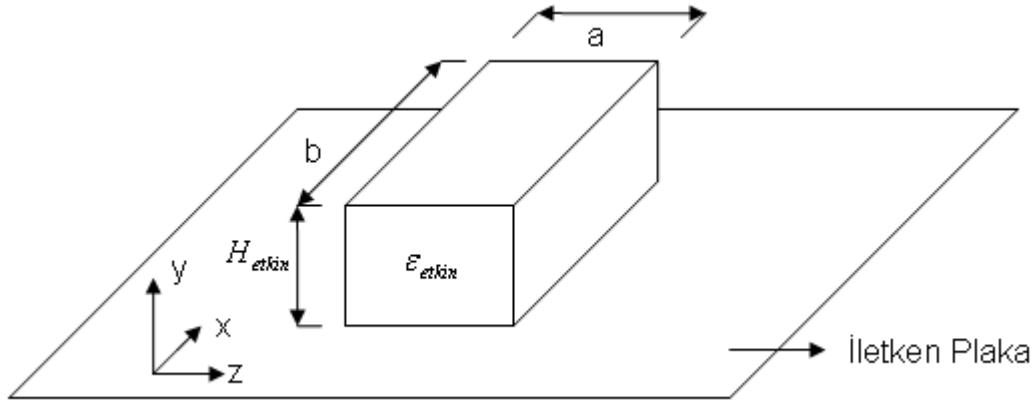


Şekil 9.2. Çok katmanlı DDRA'nın Basit Statik Kapasitans Modeli ile gösterimi.

Böylelikle, ÇKDDRA iletken plaka üzerine yerleştirilmiş tek katmanlı bir DDRA gibi kabul edilmiş olmaktadır. Bu tek katmanlı olarak modellenen DDRA'nın etkin dielektrik sabiti ϵ_{etkin} , etkin yüksekliği H_{etkin} ile tanımlanmıştır (Şekil 9.3). Buna göre her bir katmanın boyları toplamı,

$$H_{etkin} = H + t + h \quad (9.1)$$

olacaktır. Etkin dielektrik sabiti değeri ϵ_{etkin} de, model gereğince eşdeğer kapasitans ifadesiyle bulunur.



Şekil 9.3. Basit Statik Kapasitans Modeli'ne göre eşdeğer tek katmanlı DDRA

Şekil 9.2'de her bir katmanın bir kapasitans gibi davrandığı varsayılır. DDRA yüzey alanı A , her bir katmanın dielektrik sabiti ϵ ve yüksekliği d kabul edildiğinde elde edilen,

$$C = \epsilon \frac{A}{d} \quad (9.2)$$

genel kapasitans ifadesinde her bir katmanın yükseklikleri H , t , h ve dielektrik sabitleri ϵ_r , ϵ_i ve ϵ_s sırasıyla yerleştirilerek ilgili kapasitans ifadeleri oluşturulabilir. Şekil 9.2'de, her bir katmanın ayrı bir kapasitör gibi değerlendirilmesi sonucu (9.2)'den C_1 , C_2 ve C_3 kapasitans değerleri hesaplanabilir.

Şekil 9.3.'teki ε_{etkin} dielektrik sabitli, H_{etkin} yüksekliğinde olan ve A genişliğine sahip tek katmanlı DDRA için, aynı işlemler tekrarlanarak, eşdeğer kapasitans $C_{eş}$,

$$C_{eş} = \varepsilon_{etkin} \frac{A}{H_{etkin}} \quad (9.3)$$

bulunabilir.

C_1 , C_2 ve C_3 kapasitörleri seri bağlanmış gibi kabul edilip, eşdeğer kapasitans değeri BSKM'ye göre bulunacak olursa,

$$\frac{1}{C_{eş}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \quad (9.4)$$

yazılabilir. Eş.(9.4)'te verilen denklemde C_1 , C_2 ve C_3 yerine, (9.2)'de ilgili parametrelerin yerine konulmasıyla bulunacak değerleri yazılırsa, eşdeğer kapasitans,

$$C_{eş} = \frac{A}{\frac{H}{\varepsilon_r} + \frac{t}{\varepsilon_i} + \frac{h}{\varepsilon_s}} \quad (9.5)$$

olarak elde edilir.

Eş.(9.3) ve (9.5)'te ayrı formlarda verilen $C_{eş}$ ifadeleri eşitlendiğinde, ε_{etkin} değeri,

$$\varepsilon_{etkin} = \frac{H_{etkin}}{\frac{H}{\varepsilon_r} + \frac{t}{\varepsilon_i} + \frac{h}{\varepsilon_s}} \quad (9.6)$$

ile verilir.

9.1.1. BSKM'ye Göre Rezonans Frekansı Hesabı

Bu bölümde, tek katmanlı DDRA için Dielektrik Dalga Kılavuzu Modeli'ne (DDKM) göre türetilen rezonans frekansı bulma adımları ÇKDDRA'nın incelenmesine

uyarlanmıştır. ÇKDDRA, Basit Statik Kapasitans Modeli'ne (BSKM) göre ϵ_{etkin} dielektrik sabitli, H_{etkin} yükseklikli tek katmanlı bir yapı olarak modellenerek rezonans frekansı bulunmaktadır. Bu amaçla x ve y yönlerindeki dalga numaraları,

$$k_x = \frac{\pi}{b} \quad (9.7a)$$

$$k_y = \frac{\pi}{2H_{etkin}} \quad (9.7b)$$

ile verilirken, transandantal denklem,

$$k_z \tan(k_z \frac{a}{2}) = \sqrt{(\epsilon_{etkin} - 1)k_0^2 - k_z^2} \quad (9.8)$$

şeklinde olacaktır.

Eş.(4.9)'daki $\epsilon_r k_0^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$ dalga numarası eşitliğinin etkin dielektrik sabiti kullanılarak değiştirilmesiyle,

$$\epsilon_{etkin} k_0^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (9.9)$$

yazılabilir. Eş.(9.8) ve (9.9) k_0 ve k_z için birlikte çözüldüğünde, ÇKDDRA için rezonans frekansı,

$$f_{0BSKM} = \frac{ck_0}{2\pi} \quad (9.10)$$

ile hesaplanabilir.

9.2. Ağırlıklandırılmış Ortalama Modeli (AOM)

Bu modelde, TE_{111}^z modu için ÇKDDRA'nın rezonans frekansı, her bir ayrı katmanın oluşturacağı rezonans frekanslarının ağırlıklı ortalaması alınarak bulunmaktadır (Rashidian, 2003). Şekil 9.1'deki ÇKDDRA için öncelikle ϵ_{etkin} sabiti belirlendikten

sonra bu etkin dielektrik sabiti ile $x - y$ düzlemindeki boyutlar Geliştirilmiş Dielektrik Dalga Kılavuzu Modeli'ne (GDDKM) göre etkinleştirilmiş formda yeniden tanımlanacaktır. AOM'da etkin yükseklik tanımı aynı olup, BSKM için (9.1)'de verildiği gibi her bir katmanın boyları toplamı ile verilmektedir. Basit Statik Kapasitans Modeli'nden farklı olarak ε_{etkin} sabiti ağırlıklandırılmış ortalama ile,

$$\varepsilon_{etkin} = \frac{\varepsilon_r H + \varepsilon_i t + \varepsilon_s h}{H_{etkin}} \quad (9.11)$$

şeklinde bulunmaktadır (Rashidian, 2003).

Yukarıda da bahsedildiği gibi, etkin dielektrik sabiti kullanılarak $x - y$ düzlemindeki a ve b boyutları etkin formda tanımlanabilir. Etkinleştirme işlemi, her bir boyutun $(1 - 1/\varepsilon_{etkin})$ ile çarpılmasıyla elde edilir. H_{etkin} zaten etkin olarak tanımlandığı için mevcut formu ile kullanılacaktır. Sonuç olarak AOM'a göre tüm etkin boyutlar,

$$a_{etkin} = a(1 - 1/\varepsilon_{etkin}),$$

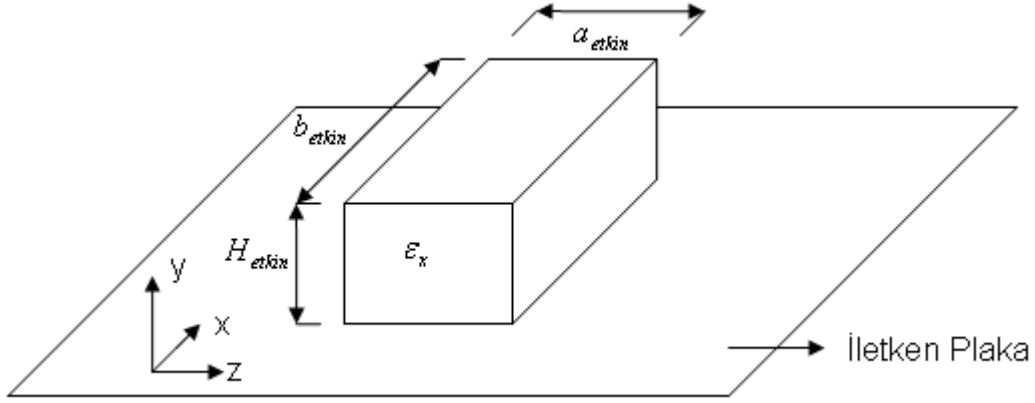
$$b_{etkin} = b(1 - 1/\varepsilon_{etkin}),$$

$$H_{etkin} = H + t + h \quad (9.12)$$

şeklinde verilmektedir. Bu boyutlar eşdeğer tek katmanlı DDRA elde edilmesinde kullanılır. Fakat bu tek katmanlı DDRA'nın dielektrik sabiti ε_{etkin} yerine ε_x olarak tanımlanmış bir bilinmeyen olacaktır (Şekil 9.4). Bu amaçla ε_x değeri yerine sırasıyla ε_r , ε_i ve ε_s olmak üzere her bir katmanın dielektrik sabitleri konarak transandantal denklemleri yeniden yazılacaktır.

9.2.1. AOM'a Göre Rezonans Frekansı Hesabı

AOM ile rezonans frekansı hesaplamalarında, Şekil 9.4'teki eşdeğer yapıda ε_x 'in sırasıyla alacağı ε_r , ε_i ve ε_s değerlerine karşın, (9.12)'de verilen boyutlar değiştirilmeden kullanılmaktadır.



Şekil 9.4. Ağırlıklandırılmış Ortalama Modeli'ne göre eşdeğer tek katmanlı DDRA.

Bu yöntem ile öncelikli olarak, $\varepsilon_x = \varepsilon_i$ için f_{0i} , $\varepsilon_x = \varepsilon_r$ için f_{0r} ve $\varepsilon_x = \varepsilon_s$ için f_{0s} olmak üzere üç farklı rezonans frekansı elde edilmelidir.

Transandantal ve dalga numarası denklemleri, $\varepsilon_x = \varepsilon_i$ iken,

$$k_z \tan(k_z \frac{a_{etkin}}{2}) = \sqrt{(\varepsilon_i - 1)k_0^2 - k_z^2} \quad ; \quad \varepsilon_i k_0^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (9.13)$$

$\varepsilon_x = \varepsilon_r$ iken,

$$k_z \tan(k_z \frac{a_{etkin}}{2}) = \sqrt{(\varepsilon_r - 1)k_0^2 - k_z^2} \quad ; \quad \varepsilon_r k_0^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (9.14)$$

ve $\varepsilon_x = \varepsilon_s$ iken,

$$k_z \tan(k_z \frac{a_{etkin}}{2}) = \sqrt{(\varepsilon_s - 1)k_0^2 - k_z^2} \quad ; \quad \varepsilon_s k_0^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (9.15)$$

olacaktır. Bütün ε_x değerleri için, (9.12)'deki etkin boyutlardan elde edilecek olan x ve y yönündeki dalga numaraları ise değişmeyecektir,

$$k_x = \frac{\pi}{b_{etkin}} \quad (9.16a)$$

$$k_y = \frac{\pi}{2H_{etkin}} \quad (9.16b)$$

Sonuç olarak, (9.13) ve (9.16)'daki denklemlerin beraber çözümünden f_{0i} , (9.14) ve (9.16)'dan f_{0r} , (9.15) ve (9.16)'dan de f_{0s} olmak üzere üç ayrı rezonans frekansı değeri elde edilir. Ağırlıklandırılmış Ortalama Modeli ile ÇKDDRA için elde edilecek f_{0AOM} rezonans frekansı, f_{0i} , f_{0r} ve f_{0s} rezonans frekanslarının (9.11)'deki ε_{etkin} değerinin hesaplanmasında olduğu gibi ağırlıklandırılmış ortalama ile,

$$f_{0AOM} = \frac{f_{0r}H + f_{0i}t + f_{0s}h}{H_{etkin}} \quad (9.17)$$

ile hesaplanır (Rashidian, 2003).

9.3. Geliştirilmiş Ağırlıklandırılmış Ortalama Modeli (GAOM)

Bu model işlem sırası itibariyle AOM'a çok benzerdir. Şekil 9.1'deki ÇKDDRA için öncelikle ε_{etkin} sabiti bulunur ve bulunan etkin dielektrik sabiti ile $x - y$ düzlemindeki boyutlar Geliştirilmiş Dielektrik Dalga Kılavuzu Modeli'ne (GDDKM) göre etkinleştirilir. GAOM'da etkin yükseklik AOM ile aynı olup, $H_{etkin} = H + t + h$ olarak tanımlanır. AOM'dan farklı olarak ε_{etkin} sabiti, Basit Statik Kapasitans Modeli'ne göre bulunur,

$$\varepsilon_{etkin} = \frac{H_{etkin}}{\frac{H}{\varepsilon_r} + \frac{t}{\varepsilon_i} + \frac{h}{\varepsilon_s}} \quad (9.18)$$

Yukarıda da bahsedildiği gibi, (9.18)'de verilen etkin dielektrik sabiti ile $x - y$ düzlemindeki a ve b boyutları etkinleştirilir. Etkin boyutlar, AOM'da olduğu gibi her bir boyutun $(1 - 1/\varepsilon_{etkin})$ ile çarpılmasıyla elde edilir. H_{etkin} ise mevcut formda

kullanılmalıdır. Sonuç olarak GAOM'a göre elde edilecek a_{etkin} ve b_{etkin} etkin boyutları,

$$a_{etkin} = a(1 - 1/\varepsilon_{etkin}) \quad (9.19a)$$

$$b_{etkin} = b(1 - 1/\varepsilon_{etkin}) \quad (9.19b)$$

ile tanımlanmaktadır. Bu boyutlarla elde edilen tek katmanlı DDRA'nın (Şekil 9.4) dielektrik sabiti AOM'da olduğu gibi ε_x ile gösterilen bir bilinmeyendir.

9.3.1. GAOM'a Göre Rezonans Frekansı Hesabı

Şekil 9.4'te, ε_x 'in her bir katman için alacağı ε_r , ε_i ve ε_s değerlerine karşın, rezonans frekansı hesaplamalarında, (9.19)'da verilen boyutlar aynı kalır. Bu yöntem ile, $\varepsilon_x = \varepsilon_i$ için f_{0i} , $\varepsilon_x = \varepsilon_r$ için f_{0r} ve $\varepsilon_x = \varepsilon_s$ için f_{0s} olmak üzere üç farklı rezonans frekansı elde edilir.

Transandantal ve dalga numarası denklemleri, $\varepsilon_x = \varepsilon_i$ iken,

$$k_z \tan(k_z \frac{a_{etkin}}{2}) = \sqrt{(\varepsilon_i - 1)k_0^2 - k_z^2}, \quad \varepsilon_i k_0^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (9.20)$$

$\varepsilon_x = \varepsilon_r$ iken,

$$k_z \tan(k_z \frac{a_{etkin}}{2}) = \sqrt{(\varepsilon_r - 1)k_0^2 - k_z^2}, \quad \varepsilon_r k_0^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (9.21)$$

ve $\varepsilon_x = \varepsilon_s$ için de

$$k_z \tan(k_z \frac{a_{etkin}}{2}) = \sqrt{(\varepsilon_s - 1)k_0^2 - k_z^2}, \quad \varepsilon_s k_0^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (9.22)$$

ile verilir. Etkin boyutlardan elde edilecek olan x ve y yönündeki dalga numaraları AOM ile aynı olur,

$$k_x = \frac{\pi}{b_{etkin}} \quad (9.23a)$$

$$k_y = \frac{\pi}{2H_{etkin}} \quad (9.23b)$$

Sonuç olarak, (9.20) ve (9.23)'teki denklemlerin beraber çözümünden f_{0i} , (9.21) ve (9.23)'ten f_{0r} , (9.22) ve (9.23)'ten de f_{0s} olmak üzere üç ayrı rezonans frekansı elde edilir.

Bu çalışmada önerilen GAOM ile iyileştirilmiş rezonans frekansı f_{0GAOM} değerinin elde edilebilmesi amacıyla f_{0i} , f_{0r} ve f_{0s} rezonans frekanslarının ağırlıklandırılması yoluna gidilmiştir. Bu amaçla yapılan farklı yaklaşımlar arasından en iyi uyumu verdiği tesbit edilen ağırlıklandırma $f_{0GAOM}^{a/b}$ olarak gözlenmiş ve buna göre,

$$f_{0GAOM}^{a/b} = \frac{f_{0r}^{a/b} H + f_{0i}^{a/b} t + f_{0s}^{a/b} h}{H_{etkin}} \quad (9.24)$$

ile rezonans frekansı hesabı önerilmiştir.

Teorik ve deneysel veriler (Petosa, 2000) arasında en iyi uyumu elde etmek üzere $|f_{GAOM} - f_{doney}|$ eşitliğinin minimum olması sağlanmalıdır. Her bir katmandan gelen frekansların üstel olarak ağırlıklandırılması 1/3 katsayısı ile yapıldığında sonuçlar arasında yakın bir uyum sağlanabilmiştir. Buna göre üç ayrı katman için elde edilmiş olan f_{0i} , f_{0r} ve f_{0s} rezonans frekanslarının 1/3 katsayısı ile ağırlıklandırılması ile ÇKDDRA'nın rezonans frekansı hesabı için,

$$\sqrt[3]{f_{0GAOM}} = \frac{\sqrt[3]{f_{0r}} H + \sqrt[3]{f_{0i}} t + \sqrt[3]{f_{0s}} h}{H_{etkin}} \quad (9.25)$$

eşitliği önerilmiştir.

9.4. AOM, BSKM ve GAOM Modellerinin Deneysel Sonuçlarla Karşılaştırılması

Bu bölümde ise, üç katmanlı DDRA için elde edilmiş olan farklı deneysel rezonans frekansı sonucunun (Petosa, 2000) AOM, BSKM ve GAOM rezonans frekansı sonuçlarıyla karşılaştırılması yapılacaktır.

Çizelge 9.1: Deneysel Sonuçlar ile AOM, BSKM ve GAOM Rezonans Frekansı Sonuçlarının Karşılaştırılması

ÇK DDRA	t (mm)	ε_i	f_0 (*) (GHz) (Deney)	f_{0BSKM} (**) (GHz)	f_{0AOM} (***) (GHz)	f_{0GAOM} (GHz)	%Hata (BSKM)	%Hata (AOM)	%Hata (GAOM)
1	0	0	15.2	14.8	15.9	16.0	2.3	-4.6	-5.3
2	0.25	20	14.7	14.5	15.2	15.3	1.4	-3.4	-4.1
3	0.635	20	14.5	14.0	14.3	14.4	3.4	1.4	0.7
4	1	20	13.9	13.5	13.6	13.7	2.9	2.2	1.4
5	0.25	40	14.7	14.5	14.9	15.0	1.4	-1.4	-2.1
6	0.635	40	13.7	13.9	13.7	13.8	-1.5	0	-0.7
7	1	40	12.9	13.2	12.8	12.9	-2.3	0.8	0
8	0.25	100	14.7	14.5	14.5	14.7	1.4	1.4	0
9	0.635	100	13.1	13.8	13.0	13.1	-5.3	0.8	0
10	1	100	10.8	13.0	12.0	11.9	-21	-11.1	-10.2

(*) (Petosa, 2000), (**) (Petosa, 2000), (***) (Rashidian, 2003)

Çizelge 9.1’de de görüldüğü gibi, her bir deney koşulu, DDRA ile mikroşerit hat arasına yerleştirilen katmanın yüksekliği t ve dielektrik sabiti ε_i ile değişmektedir. Şekil 9.1’deki ÇKDDRA için $b = 7.875$ mm, $a = 2$ mm, $H = 3.175$ mm, $h = 0.762$ mm, $\varepsilon_r = 10$, $\varepsilon_s = 3$ olarak alınmıştır (Petosa, 2000).

Çizelge 9.1'deki % hata bölümündeki hataların on deney için aritmetik ortalamaları alındığında, genel olarak, BSKM'nin %4.29, AOM'un %2.71 ve GAOM'un ise %2.45 hata ile deneysel rezonans frekansına yaklaştığı anlaşılmaktadır. Çizelgeye göre GAOM, on deneyden, AOM'a göre altısında, BSKM'ye göre yedisinde daha başarılı sonuçlar vermiştir. Araya yerleştirilen ilave katman yüksek dielektrik sabitli olduğunda ise ($\epsilon_r \geq 40$), GAOM sonuçları deneysel sonuçlarla (Petosa, 2000) daha iyi bir uyum sergilemektedir.

10. GENEL SONUÇLAR VE ÖNERİLER

10.1. SONUÇLAR

Bu tezde homojen, yönbağımsız, yüksek dielektrik sabitli dikdörtgen şeklindeki dielektrik rezonatör antenler (DDRA) için Dielektrik Dalga Kılavuzu Modeli (DDKM) ile baskın mod durumu için rezonans frekansı, ışıma Q faktörü ve ışıma örüntüsü denklemleri formülasyonları sunulmuştur. Geliştirilmiş Dielektrik Dalga Kılavuzu Modeli (GDDKM) ile de etkin rezonans frekansı hesabına geçilmiştir. Bu hesaplamadan sağlanan denklemler kullanılarak etkin ışıma Q faktörünün hesaplanması için yeni bir formülasyon önerilerek literatürde mevcut olan sonuçlarda kısmi iyileştirmeler sağlanmıştır. GDDKM ile DDKM sonuçlarının deneysel verilerle karşılaştırılması ile yüksek dielektrik sabitli ($\epsilon_r \geq 37.84$) DDRA'lar için GDDKM'nin DDKM'ye göre rezonans frekansı ve ışıma Q faktöründe daha başarılı sonuçlar verdiği görülmüştür. Tasarım aşamalarında yararlı olacağı düşünülerek DDRA yapısal parametrelerinin rezonans frekansı ve ışıma Q faktörü üzerindeki etkileri araştırılmıştır. Çalışmalarda son olarak çok katmanlı dikdörtgen dielektrik rezonatör antenler ele alınarak rezonans frekansı hesaplamaları ilk olarak Basit Statik Kapasitans Modeli (BSKM) ve Ağırlıklandırılmış Ortalama Modeli (AOM) ile gerçekleştirilmiştir. Mevcut sonuçlar üzerinde ek iyileştirmeler sağlayabilmek üzere yeni bir model olarak Geliştirilmiş Ağırlıklandırılmış Ortalama Modeli (GAOM) önerilmiştir. GAOM ile parametrelerin tesbit edilen bir katsayı ile ağırlıklandırılmasına dayanan bir rezonans frekansı formülü önerilerek sağlanan teorik sonuçlar literatürden sağlanan deneysel verilerle (Petosa, 2000) karşılaştırılmıştır. Sağlanmış olan bu iyileştirmeler nedeniyle önerilen GAOM'un literatürde mevcut olan diğer benzer yöntemlere özellikle yüksek dielektrik sabitli yapıların incelenmesinde tercih edileceği düşünülmektedir.

DDRA yapısal parametrelerinin rezonans frekansı ve ışıma Q faktörü üzerindeki etkisi incelendiğinde, ışıma Q faktörünün $(\epsilon_r)^{3/2}$ ile f_0 rezonans frekansının ise $1/\sqrt{\epsilon_r}$ ile orantılı olacağı tesbit edilmiştir. Bununla birlikte DDRA'nın herhangi bir boyutunun artması ile rezonans frekansının azaldığı gösterilmiştir. Her iki durum birlikte ele alındığında DDRA'ların tasarım aşamasında rezonatör boyut oranlarının

(örneğin, en/yükseklik ve boy/yükseklik) yapının dielektrik sabiti de dikkate alınarak belirlenmesi durumunda çeşitli uygulamalarda istenen çalışma özelliklerini sağlayabilecek düşük profilli DDRA'ların tasarımının mümkün olacağı sonucuna ulaşılmaktadır.

Çok katmanlı dikdörtgen dielektrik rezonatör antenlerde araya yerleştirilen ilave katman yüksek dielektrik sabitli olduğunda, mevcut BSKM ve AOM modellerine göre daha iyi sonuçlar sağlayabilen yeni bir model geliştirilerek GAOM olarak adlandırılmış ve deneysel sonuçlarla uyumu gösterilmiştir. Buna göre önerilen yöntemin önceki benzerlerine göre ilerleyen süreç içinde rezonans frekansı hesaplamalarında tercih edileceği sonucuna varılmaktadır. Aynı yöntemin kalite faktörü hesabında da başarılı olması muhtemel olmakla birlikte, literatürde çok katmanlı yapılar için deneysel kalite faktörü sonuçları mevcut olmadığı için bu konuda bir yorum yapılabilmesi gelinen aşamada mümkün olamamıştır.

10.2. ÖNERİLER

Literatürde DDRA'lar için yapılan çalışmalar genellikle rezonans frekansı ve ışıma Q faktörünü bulmaya yönelik olmuştur. İlerleyen süreçte bu hesaplamaların güvenilirliğini artıracak yeni iyileştirmeler farklı nümerik yöntemler ile önerilebilir. Aynı şekilde ÇKDDRA'lar için de rezonans frekansı ve kalite faktörü hesabında kullanılabilecek yeni yöntemler geliştirilebilir.

Bu tezdeki tüm analizler dikdörtgen DRA'lar için yapılmış, silindirik ve küresel şekillerdeki DRA'lar için rezonans frekansı ve ışıma Q faktörü hesaplamaları gerçekleştirilmemiştir. Bu amaçla da mevcut modellerin geliştirilerek silindirik ve küresel şekillerdeki DRA'lar için uygulanabileceği düşünülmektedir. Ayrıca son yıllarda literatürde farklı uygulamalarda gündeme gelen yeni malzemelerin DRA'larda da kullanımı araştırılarak yeni ve ilginç tasarımlara gidilmesi söz konusu olabilecektir.

KAYNAKLAR

- Mongia, R. K. ve Ittipiboon, A., 1997, Theoretical and experimental investigations on rectangular dielectric resonator antennas, IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. 45, No. 9, pp.1348-1356.
- Bladel, J. V., 1975, On the resonances of a dielectric resonator of very high permittivity, IEEE Trans. Microw. Theory Tech., Vol. MTT-23, No. 6, pp. 199-208.
- Rashidian, A., Forooraghi, K. ve Tayefeh, M. R., 2003, A new method for calculating the resonant frequency of multisegment dielectric resonator antennas, IEEE / ICECOM 17th International Conf. , pp. 340-343.
- Petosa, A., Simons, N., Siushansian, R., Ittipiboon, A. ve Cuhaci, M., 2000, Design and analysis of multisegment dielectric resonator antennas, IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. 48, No. 5, pp. 738-742.
- Marcatili, E. A. J., 1969, Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics, Bell Syst. Tech. J., Vol.48, pp. 2071-2102.
- Ittipiboon, A., Mongia, R. K., Antar, Y. M. M., Bhartia, P. ve Cuhaci, M., 1993, An integrated rectangular dielectric resonator antenna, IEEE / AP-S International Symp., Vol. 2, pp. 604-607.
- Mongia, R. K., Ittipiboon, A., Cuhaci, M. ve Roscoe, D., 1994, Radiation Q-factor of rectangular dielectric resonator antennas: theory and experiment, IEEE / AP-S International Symp., Vol. 2, pp. 764-767.
- Antar, Y. M. M., Cheng, D., Seguin, G. ve Henry, B., 1998, Modified waveguide model for rectangular dielectric resonator antenna, John Wiley and Sons, Vol.19, No. 2, pp. 158-160.
- Harrington, R. F., 1961, Time Harmonic Electromagnetic Fields, New York: McGraw – Hill.
- Pozar, D. M., 1998, Microwave Engineering-2nd ed., John Wiley and Sons.
- Balanis, C. A., 1982, Antenna Theory Analysis and Design, Harper and Row Publishers.
- Cheng, D., K., 1992, Fundamentals of Engineering Electromagnetics, Prentice Hall.
- Richtmeyer, R. D., 1939, Dielectric resonator, Journal of Applied Physics, Vol.10, pp. 391-398.
- Okaya, A. ve Barash, L. F., 1962, The dielectric microwave resonator, Proc IRE, Vol.50, pp. 2081-2092.

- Karp, A., Shaw, H. ve Winslow, D. K., 1968, Circuit properties of microwave dielectric resonators, *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, Vol. MTT-16, pp. 818-828.
- Cohn, S. B., Microwave bandpass filters containing high-Q dielectric resonators, *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, Vol. MTT-16, pp. 218-227.
- Guillon, P. ve Garault, Y., 1977, Accurate resonant frequencies of dielectric resonators, *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, Vol. MTT-25, pp. 916-922.
- Birand, M. T. ve Gelsthorpe, R. V., 1981, Experimental millimetric array using dielectric resonators fed by means of dielectric waveguide, *Electronics Letters*, Vol.17, pp. 633-635.
- Long, S. A., McAllister, M. W. ve Chen, W. M., 1983, The resonant cylindrical dielectric cavity antenna, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-31, pp. 406-412.
- Kranenburg, R. A. ve Long, S. A., 1988, Microstrip transmission line excitation of dielectric resonator antennas, *Electronics Letters*, Vol. EL-24, pp. 1156-1157.
- Martin, J. T. H., 1990, Dielectric resonator antenna using aperture coupling, *Electronics Letters*, Vol. EL-26, pp. 2015-2016.
- Kranenburg, R. A., Long, S. A. ve Williams, J. T., 1991, Coplanar waveguide excitation of dielectric resonator antennas, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-39, pp. 119-122.
- Ittipiboon, A., 1993, Aperture fed rectangular and triangular dielectric resonators for use as magnetic dipole antennas, *IEE Electronics Letters*, Vol. EL-29.
- Leung, K. W., 1993, Input impedance of aperture coupled hemispherical dielectric resonator antenna, *Electronics Letters*, Vol. EL-29, pp. 1165-1166.
- Kishk, A. A., Ahn, B. ve Kajfez, D., 1989, Broadband stacked dielectric resonator antennas, *Electronics Letters*, Vol. EL-25, pp. 1232-1233.
- Shum, S. M. ve Luk, K. M., 1995, Stacked annular ring dielectric resonator antenna excited by axi-symmetric coaxial probe, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-43, pp. 889-892.
- Mongia, R. K. ve Bhartia, P., 1994, Dielectric resonator antennas- A review and general design relations for resonant frequency and bandwidth, *Int. Journal of Microwaves and Millimetre-Wave Computer-Aided Engineering*, Vol.4, No.3, pp. 230-247.
- Mongia, R. K., 1993, A half split cylindrical dielectric resonator antennas using slot coupling, *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, Vol. MTT-3, pp. 38-39.

- Simons, R. N. ve Lee, R. Q., 1991, Effect of parasitic dielectric resonators on CPW/Aperture coupled dielectric resonator antennas, IEEE Proceedings-H, Vol.140, pp. 336-338
- Mongia, R. K., 1994, Circularly polarised dielectric resonator antenna, IEE Electronics Letters, Vol. EL-30, pp. 1361-1362.
- Ittipiboon, A., 1994, A CP dielectric guide antenna with a single slot feed, ANTEM Conf. Proc., pp. 427-430.
- Oliver, M. B., 1995, A new broadband circularly polarized dielectric resonator antenna, IEEE Proceedings Antennas Propagat. Conf., pp. 738-741.
- Kishk, A. A., Auda, H. A. ve Ahn, B., 1987, Accurate predictions of radiation patterns of dielectric resonator antennas, Electronics Letters, Vol. EL-23, pp. 1374-1375.
- Leung, K. W., 1993, Theory and experiment of coaxial probe fed hemispherical dielectric resonator antenna, IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-41, pp. 1390-1398.
- Leung, K. W. ve Luk, K. M., 1994, Moment method solution of aperture coupled hemispherical dielectric resonator antenna, Conf. Proc. AP-S International Symp., pp. 752-755.
- Shum, S. M. ve Luk, K. M., 1994, Analysis of aperture coupled rectangular dielectric resonator antenna, Electronic Letters, Vol. EL-30, pp. 1726-1727.
- Dhouib, A., 1995, TLM Analysis of rectangular dielectric resonator antennas, IEEE / AP-S International Symp., Vol. 1, pp. 782-785.
- Carrie, J., 1996, A Ka-Band circularly polarized dielectric resonator modelled using the transmission-line-matrix method, ANTEM Conf. Proc. , pp. 709-712.
- Faggetter, D. ve Chow, Y. L., 1996, A simple moment method for a dielectric resonator in free space, ANTEM Conf. Proc., pp. 789-792.
- Gastine, M., Courtois, L. ve Dormann, J. J., 1967, Electromagnetic resonances of free dielectric spheres, IEEE Trans. Microw. Theory Tech., Vol. MTT-15, pp. 694-700.
- Kajfez, D. ve Guillon, P., 1986, Dielectric Resonators, MA: Artech, Norwood

SÖZLÜK

İngilizce Terim

Türkçe Karşılığı

Aperture	: Açıklık
Aperture coupled	: Açıklık bağlaşımı
Axi-symmetric	: Eksene simetrik
Beam	: Hüzme
Co-planar	: Eş düzlemlı
Coupling	: Bağlaşım
Cruciform	: Haç biçiminde
Curl	: Dönel
Cut-off	: Kesim
Dipole	: Dipol
Half split	: Yarı bölünmüş
Hybrid	: Karma
Image	: Görüntü
Isotropic	: Yönbağımsız
Loop	: Döngü
Microstrip line	: Mikroşerit hat
Mixed	: Karma
Probe	: Sonda
Radiation	: Işıma
Return Loss	: Geri dönüş kaybı
Slot	: Yarık
Stacked	: Yığılı
Superposition	: Üst üste bindirme
Transcendental	: Transandantal
Truncated	: Kesilmiş
Volume current density	: Hacim akım yoğunluğu
Volume polarization vector	: Hacim kutuplanma vektörü

ÖZGEÇMİŞ

ADI SOYADI : Ertuğrul AKTAN

DOĞUM YERİ : ANKARA

DOĞUM YILI : 1980

MEDENİ HALİ : Bekar

Eğitim ve Akademik Durumu

LİSE : 1995-1998 Kayseri Fen Lisesi

LİSANS : 1998-2003 Hacettepe Üniversitesi Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü

YABANCI DİL: İngilizce

İş Tecrübesi

09.2004 - 09.2005 : Öğretim Görevlisi
H. Ü. Hacettepe Meslek Yüksekokulu

03.2006 -10.2006 : Komponent Mühendisi ve Sistem Mühendisi
Mikes A.Ş.

11.2006 - : Bankacılık Uzman Yardımcısı
Bilgi Yönetimi Dairesi
BDDK-Bankacılık Düzenleme ve Denetleme Kurumu