

**ELEKTRİKSEL BOŞALMALARIN
YÜK BENZETİM YÖNTEMİYLE SAYISAL ANALİZİ**

139773

139773

DOKTORA TEZİ

Y.Müh. Hayri YILDIRIM

(504922024)

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 11 Kasım 2002

Tezin Savunulduğu Tarih : 05 Mayıs 2003

Tez Danışmanı : Doç. Dr. Özcan KALENDERLİ

Diğer Jüri Üyeleri : Prof. Dr. Kevork MARDİKYAN (İTÜ)

Prof. Dr. Aydoğan ÖZDEMİR (İTÜ)

Prof. Dr. Ayten KUNTMAN (İÜ)

Prof. Dr. Celal KOCATEPE (YTÜ)

Mayıs 2003

ÖNSÖZ

Günümüzde çok yüksek gerilimli enerji iletim sistemlerinin devreye girmesiyle birlikte yüksek gerilim cihazlarının daha küçük boyutlarda ve daha büyük gerilimlere dayanıklı yapılmaları zorunluluğu ortaya çıkmıştır. Bu yüzden gerek yüksek gerilim cihazlarının en uygun tasarımı için, gerekse gazlarda elektriksel boşalma olaylarının incelenmesi ve araştırılması çalışmalarında düzgün olmayan alanda elektrostatik alan dağılımının hesaplanabilmesi ve bundan yararlanarak gazlarda elektriksel boşalma analizinin yapılabilmesi çok önemlidir. Endüstriyel geometrilerdeki elektrot sistemlerinde bu hesaplar ancak sayısal yöntemler kullanılarak bilgisayarda yapılabilmektedir. Bu konuda yazılım geliştirme çalışmaları tüm dünyada devam etmektedir.

Bu doktora tezinde, Yük Benzetim Yöntemiyle düzgün olmayan alanda elektrostatik alan dağılımının belirlenmesi, çeşitli parametrelerle analiz edilmesi ve bundan yararlanarak ana elektron çığının halkasal yüklerle modellenmesi suretiyle korona başlangıç gerilimi veya delinme geriliminin hesaplanması amacıyla Windows işletim sisteminde çalışan, kolay kullanımlı bir yazılım geliştirilmiş ve bu yazılım kullanılarak yöntemin çubuk-düzlem elektrot sistemine uygulaması yapılmıştır. Yazılım, Microsoft Visual Basic 6.0 programlama diliyle geliştirilmiş ve herhangi bir geometriye sahip elektrot sistemindeki elektrostatik alan dağılımını ve elektriksel boşalmayı analiz edebilecek şekilde geliştirilebilecektir.

Yapılan çalışmanın ve geliştirilen yazılımın, yüksek gerilim cihazlarının en uygun tasarımında ve gazlarda elektriksel boşalma konusunun daha iyi analiz edilmesi ve anlaşılmasında katkıları olması beklenmektedir.

Bu tez çalışmasında bana desteğini esirgemeyen tez danışmanım Doç. Dr. Özcan KALENDERLİ' ye, yüksek gerilim tekniği alanındakiengin bilgi ve deneyimleriyle çalışmalarına katkıları olan ve manevi desteklerini eksik etmeyen değerli hocalarım Prof. Dr. Muzaffer ÖZKAYA, Prof. İzzet GÖNENÇ, Prof. Dr. Yılmaz ÖZKAN, Prof. Dr. Kevork MARDİKİYAN, Prof. Dr. Aydoğan ÖZDEMİR'e ve İTÜ Fuat Külünk Yüksek Gerilim Laboratuvarı'nda birlikte çalıştığımız araştırma görevlisi ve teknisyen arkadaşlarıma, maddi desteği için Sayın Ertuğrul SAYKI'ya ve halen çalışmakta olduğum TESAN'ın Yönetim Kurulu Başkanı Sayın Bekir ERDOĞAN ve diğer yöneticilerime çok teşekkür ederim.

Son olarak, çalışmalarım sırasında her zaman bana sabırla yardımcı olan eşim ve çocuklarıma, özellikle Korona 2002 yazılımı ile hesap sonuçlarının alınmasında katkıları olan oğlum Mehmet Fatih'e ayrıca teşekkür ederim.

Mayıs 2003

Hayri YILDIRIM

İÇİNDEKİLER

KISALTMALAR	vi
TABLO LİSTESİ	vii
ŞEKİL LİSTESİ	viii
SEMBOL LİSTESİ	xi
ÖZET	xii
SUMMARY	xiii
1. GİRİŞ	1
1.1. Yüksek Gerilim Gereksinimi	1
1.2. Gazlarda Boşalma Olayları İle İlgili Araştırmaların Geçmişi	3
1.3. Boşalma Olaylarının Analizinde Sayısal Yöntemlerin Kullanımı	6
1.4. Korona Başlangıç Gerilimi ve Delinme Gerilimi İle İlgili Araştırmalar	9
2. GAZLARDA İYONLAŞMA OLAYLARI VE ELEKTRİKSEL BOŞALMA TEORİLERİ	20
2.1. Genel Bilgi	20
2.2. Yalıtkan Gazlar	21
2.2.1. Gaz basıncı	24
2.3. Gazlarda İyonlaşma Olayları	25
2.3.1. Çarpma ile iyonlaşma	25
2.3.2. Işıma ile (Foto) iyonlaşma	26
2.3.3. Isıl (Termik) iyonlaşma	26
2.3.4. Yüzeysel iyonlaşma	26
2.4. Townsend Boşalma Teorisi	27
2.4.1. Elektronun iyonlaştırma sayısı	27
2.4.2. Elektron çıkışı	29
2.4.3. Townsen'in ikinci iyonlaştırma sayısı ve düzgün alanda delinme gerilimi	31
2.5. Kanal Boşalma Teorisi	32
2.5.1. Düzgün elektrik alanında kanal boşalması	32
2.5.2. Düzgün olmayan elektrik alanında kanal boşalması	34
2.5.3. Boşalma süresi	35
3. YÜK BENZETİM YÖNTEMİYLE STATİK ELEKTRİK ALAN HESABI	36
3.1. Yük Benzetim Yöntemi	36
3.1.1. Yük benzetim yönteminin ilkesi	38
3.1.2. YBY' de benzetim yükü tipleri	44
3.1.2.1. Noktasal yük	46
3.1.2.2. Sonsuz çizgisel yük	50

3.1.2.3. Sonlu çizgisel yük	53
3.1.2.4. Halkasal yük	54
3.1.3. Yük benzetim yönteminin doğruluğu	61
3.2. Geliştirilmiş Yük Benzetim Yöntemleri	63
3.2.1. En küçük karesel hatalı yöntemler	63
3.2.2. Optimumlaştırılmış yük benzetim yöntemleri	63
3.2.3. Kompleks yük kullanılan yöntemler	64
3.2.4. Karma yöntemler	64
3.3. Lineer Denklem Sisteminin Çözümü ve Eşpotansiyel Noktaların Hesabı	67
3.3.1. Lineer denklem sisteminin çözümü	67
3.3.2. Eşpotansiyel noktaların hesabı	67
3.4. Yük Benzetim Yönteminin Yüksek Gerilim Tekniğindeki Uygulamaları	68
4. KORONA BAŞLANGIÇ GERİLİMİNİN HESABI	71
4.1. Yük Benzetim Yöntemi ile Statik Elektrik Alan Hesabı	71
4.1.1. Yüklerin hesabı	72
4.1.2. Potansiyel ve elektrostatik alanın hesabı	73
4.1.3. Eşpotansiyel noktaların hesabı	74
4.1.4. Kritik alan noktasının hesabı	76
4.1.5. Elektrik alan çizgilerinin çizimi	77
4.1.5. Faydalanma faktörünün hesabı	77
4.2. Elektron Çığının Hesabı	78
4.3. Korona Başlangıç Geriliminin Hesabı	79
4.4. Bilgisayar Programı	83
5. KORONA 2002 YAZILIMI VE ÇUBUK-DÜZLEM, KÜRE-DÜZLEM VE SİLİNDİR-DÜZLEM ELEKTROT SİSTEMLERİ İÇİN KULLANIMI	85
5.1. Korona 2002-Elektriksel Boşalma Analiz Sistemi	85
5.2. Korona 2002'nin Giriş Ekranı	86
5.3. Ana Ekrandaki Giriş Verileri, Butonlar ve Menüler	88
5.3.1. Giriş verileri	88
5.3.2. Menü butonları	89
5.3.3. Menüler	91
5.4. Koordinatların ve Yüklerin Hesabı	94
5.5. Elektrostatik Alan Dağılımının Hesabı	100
5.6. Kritik Alan Noktasının ve Elektron Çığının Hesabı	101
5.6.1. Ortam koşullarının etkisi	102
5.7. Korona Başlangıç Geriliminin Hesabı	103
5.7.1. Çubuk-düzlem elektrot sistemi	103
5.7.2. Silindir-düzlem elektrot sistemi	114
5.7.3. Küre-düzlem elektrot sistemi	125
6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	129

KAYNAKLAR	143
EK A	156
EK B	158
EK C	159
ÖZGEÇMİŞ	160



KISALTMALAR

YBY	: Yük Benzetim Yöntemi
SFY	: Sonlu Farklar Yöntemi
SEY	: Sonlu Elemanlar Yöntemi
YYBY	: Yük Benzetim Yöntemi
MCY	: Monte Carlo Yöntemi
SINEY	: Sınır Elemanları Yöntemi
EKHY	: En Küçük Karesel Hatalı Yöntem
OYBY	: Optimumlaştırılmış Yük Benzetim Yöntemi
TV	: Televizyon
SF₆	: Kükürt Heksaflorr
N₂	: Azot
O₂	: Oksijen
O₃	: Ozon
CO₂	: Karbon Dioksit
CO	: Karbon Monoksit
NH₃	: Amonyak
HCl	: Hidrojen Klorür
CH₄	: Metan
N₂O	: Azot Dioksit
AC	: Alternatif Akım

TABLO LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 1.1. İşletme bakımından gerilim seviyeleri ve gerilim aralıkları (U, etkin değer olarak fazlar arası gerilimi göstermektedir).....	2
Tablo 2.1. Normal hava koşullarında (20 °C ve 1 atm) gaz olarak bulunan bazı maddeler	23
Tablo 2.2. Atmosferdeki kuru havayı oluşturan gazlar	24
Tablo 5.1. Çubuk elektrot yarıçapı $r = 1$ cm olmak üzere farklı elektrot açıklıkları için hesap sonuçları ve karşılaştırması.....	105
Tablo 5.2. Çubuk-düzlem elektrot sisteminde, çubuk elektrot yarıçapı $r = 0.1$ cm olmak üzere farklı elektrot açıklıkları için deney [32] ve Korona 2002 hesap sonuçları (yük sayısı=121, çubuk boyu=35 cm, $(V_{hata})_{ort} = \%0.05$)	110
Tablo 5.3. Çubuk-düzlem elektrot sisteminde, çubuk elektrot yarıçapı $r = 0.1$ cm olmak üzere farklı elektrot açıklıkları için faydalanma faktörlerinin karşılaştırılması	111
Tablo 5.4. Çubuk-düzlem elektrot sisteminde, düzgün alanda farklı elektrot açıklıkları için delinme gerilimi ve Korona 2002 hesap sonuçları (Küre-düzlem, yük sayısı = 32, $(V_{hata})_{ort} = \%0.044$).....	112
Tablo 5.5. Çubuk-düzlem elektrot sisteminde, çubuk elektrot yarıçapı $r = 0.2$ cm olmak üzere farklı elektrot açıklıkları için hesap sonuçları.....	113
Tablo 5.6. Silindir-düzlem elektrot sisteminde, silindir elektrot yarıçapı $r = 0.23$ cm olmak üzere farklı elektrot açıklıkları için hesap sonuçları.....	115
Tablo 5.7. Silindir-düzlem elektrot sisteminde, silindir elektrot yarıçapı $r = 0.5$ cm olmak üzere farklı elektrot açıklıkları için hesap sonuçları.....	115
Tablo 5.8. Silindir-düzlem elektrot sisteminde, silindir elektrot yarıçapı $r = 1$ cm olmak üzere farklı elektrot açıklıkları için hesap sonuçları.	116
Tablo 5.9. Silindir-düzlem elektrot sisteminde, silindir elektrot açıklığı $a = 2.5$ cm olmak üzere farklı elektrot yarıçapları için hesap sonuçları.....	123
Tablo 5.10. Küre-düzlem elektrot sisteminde, küre yarıçapı $r = 50$ cm olmak üzere farklı elektrot açıklıklarında standart atlama gerilimi değerleri ve Korona 2002 ile hesaplanan korona başlangıç gerilimleri (yük sayısı = 32).....	126

ŞEKİL LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 1.1.	Townsend'in 1900 yılındaki orijinal makalesi..... 4
Şekil 2.1.	Normal hava koşullarında (20 °C ve 1 atm) gaz olarak bulunan elementler periyot cetvelinde siyah hücrelerde gösterilmiştir 22
Şekil 2.2.	Düzgün alanda elektron çığının gelişmesi ve uzay yükünün elektrik alana etkisi..... 33
Şekil 2.3.	Pozitif çubuk-düzlem elektrot sisteminde elektron çığının gelişmesi..... 34
Şekil 3.1.	Üç adet noktasal yük (q ₁ , q ₂ , q ₃) bir noktadaki (A1) noktasındaki potansiyelin hesabı..... 40
Şekil 3.2.	Çok yalıtkanlı bir sistemin benzetimi 43
Şekil 3.3.	Kartezyen koordinat sisteminde noktasal yük 47
Şekil 3.4.	Kartezyen koordinat sisteminde noktasal yük ve görüntüsü 49
Şekil 3.5.	Silindirselsel koordinat sisteminde sonsuz çizgisel yük 50
Şekil 3.6.	Silindirselsel koordinat sisteminde sonsuz çizgisel yük ve görüntüsü..... 52
Şekil 3.7.	Silindirselsel koordinat sisteminde sonlu çizgisel yük ve görüntüsü 53
Şekil 3.8.	Halkasal yük (z=0 düzleminde, sabit yük yoğunluklu) 55
Şekil 3.9.	z=0 düzlemindeki halkasal yük üzerinde alınan dq yükünün r=0 düzlemi üzerindeki herhangi bir A(r _A , z _A) noktasına olan r uzaklığı..... 56
Şekil 3.10.	Silindirselsel koordinatlarda halkasal yük. ve görüntüsü 58
Şekil 3.11.	Birleşim yöntemi için denklem sistemi 66
Şekil 4.1.	Çubuk-düzlem elektrot sistemi..... 72
Şekil 4.2.	Çubuk-düzlem elektrot sisteminde eşpotansiyel çizgiler..... 75
Şekil 4.3.	Ana elektron çığındaki pozitif uzay yüklerinin U, T, V vb. noktalarına yerleştirilen halkasal yüklerle benzetimi. Burada S elektron çığının başlangıcı olan kritik alan noktasıdır 83
Şekil 4.4.	Korona 2002'nin ana ekranında, çubuk-düzlem elektrot sisteminin elektrostatik alan dağılımı (r=1 cm, a=1 cm, ΔV = %20) 84
Şekil 5.1.	Korona 2002-Elektriksel Boşalma Analiz Sistemi yazılımının ana ekranı..... 86
Şekil 5.2.	Korona 2002-Elektrot Sistemi penceresi..... 87
Şekil 5.3.	Korona 2002-ana ekran menüleri ve menü butonları..... 89
Şekil 5.4.	Çubuk elektrot üzerindeki kontrol noktalarında potansiyel hatasının değişimi. Numaralar çubuk elektrot yarıküresel ucundan başlamaktadır..... 95
Şekil 5.5.	Hesap sonuçlarının yazdırıldığı "Benzetim Sonuçları" penceresi.. 95
Şekil 5.6.	Çubuk-düzlem elektrot sisteminde, korona başlangıç geriliminde kritik alan çizgisi üzerinde potansiyelin değişimi (r = 1 cm, a = 1

	cm, $U = 25.69$ kV)	96
Şekil 5.7.	Çubuk-düzlem elektrot sisteminde, korona başlangıç geriliminde kritik alan çizgisi üzerinde elektrik alanın değişimi ($r = 1$ cm, $a = 1$ cm, $U = 25.69$ kV).....	97
Şekil 5.8.	Çubuk-düzlem elektrot sisteminde, maksimum elektrik alanın elektrot açıklığı ile değişimi grafiği ($r = 1$ cm, $U = 25.69$ kV).....	98
Şekil 5.9.	Çubuk-düzlem elektrot sisteminde maksimum elektrik alanın elektrot yarıçapı ile değişimi ($a = 1$ cm, $U = 25.69$ kV).....	99
Şekil 5.10.	Çubuk-düzlem elektrot sisteminde, korona başlangıcında elektrostatik alan dağılımı ($r = 1$ cm, $a = 1$ cm, $U = 25.69$ kV, $\Delta V = \%10$, $\text{ölçek} = 0.5$ cm).....	100
Şekil 5.11.	Korona 2002’de hava koşullarının girildiği ekran.....	102
Şekil 5.12.	Çubuk-düzlem elektrot sistemi.....	103
Şekil 5.13.	Elektron çıkışındaki pozitif uzay yükünün halkasal yüklerle benzetimi.....	104
Şekil 5.14.	Çubuk-düzlem elektrot sisteminde korona başlangıç geriliminin elektrot açıklığı ile değişimi ($r = 1$ cm).....	106
Şekil 5.15.	Çubuk-düzlem elektrot sisteminde, korona başlangıcında maksimum elektrik alanın elektrot açıklığı ile değişimi ($r = 1$ cm).....	107
Şekil 5.16.	Çubuk-düzlem elektrot sisteminde faydalanma faktörünün elektrot açıklığı ile değişimi ($r = 1$ cm).....	107
Şekil 5.17.	Çubuk-düzlem elektrot sisteminde, korona başlangıcında iyonlaşma bölgesinin elektrot açıklığı ile değişimi ($r = 1$ cm).....	108
Şekil 5.18.	Korona başlangıç geriliminde maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot açıklığı ile değişimi (Kaynak [53]).....	109
Şekil 5.19.	Korona başlangıç geriliminde maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot yarıçapı ile değişimi ($a = 1.0$ cm, Kaynak [53]).....	109
Şekil 5.20.	Kaynak [64]’te, çubuk-düzlem elektrot sisteminde $r = 0.2$ cm yarıçaplı çubuk için, korona başlangıç geriliminin elektrot açıklığı ile değişimi.....	112
Şekil 5.21.	Çubuk-düzlem elektrot sisteminde $r = 0.2$ cm yarıçaplı çubuk için, Korona 2002 ile hesaplanan, korona başlangıç geriliminin elektrot açıklığı ile değişimi.....	113
Şekil 5.22.	Silindir-düzlem elektrot sistemi.....	114
Şekil 5.23.	Silindir-düzlem elektrot sisteminde korona başlangıç geriliminin elektrot açıklığı ile değişimi ($r = 0.23$ cm, $r = 0.5$ cm, $r = 1$ cm).....	116
Şekil 5.24.	Silindir-düzlem elektrot sisteminde, korona başlangıcında maksimum elektrik alanın elektrot açıklığı ile değişimi ($r = 0.23$ cm, $r = 0.5$ cm, $r = 1$ cm).....	117
Şekil 5.25.	Silindir-düzlem elektrot sisteminde faydalanma faktörünün elektrot açıklığı ile değişimi ($r = 0.23$ cm, $r = 0.5$ cm, $r = 1$ cm)...	117
Şekil 5.26.	Silindir-düzlem elektrot sisteminde, korona başlangıcında iyonlaşma bölgesinin elektrot açıklığı ile değişimi ($r = 0.23$ cm, $r = 0.5$ cm, $r = 1$ cm).....	118
Şekil 5.27.	Kaynak [53]’te, silindir-düzlem elektrot sistemi için elde edilen hesap sonuçlarından, korona başlangıç geriliminin elektrot açıklığı ile değişimi.....	119
Şekil 5.28.	Kaynak [53]’te, silindir-düzlem elektrot sistemi için korona başlangıç geriliminde maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot	

	açıklığı ile değişimi ($a = 2.5$ cm).....	120
Şekil 5.29.	Kaynak [53]'te, silindir-düzlem elektrot sistemi için korona başlangıç geriliminde maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot yarıçapı ile değişimi ($a = 2.5$ cm).....	120
Şekil 5.30.	Silindir-düzlem elektrot sisteminde, korona başlangıç geriliminde elektrostatik alan dağılımı ($r = 1$ cm, $a = 1$ cm).....	121
Şekil 5.31.	Silindir-düzlem elektrot sisteminde, korona başlangıç geriliminde potansiyel hatası ekranı ve hata grafiği ($r = 1$ cm, $a = 1$ cm).....	122
Şekil 5.32.	Korona 2002' de ayarlar penceresi.....	122
Şekil 5.33.	Silindir-düzlem elektrot sisteminde, korona başlangıç geriliminin elektrot yarıçapı ile değişimi ($a = 2.5$ cm).....	123
Şekil 5.34.	Silindir-düzlem elektrot sisteminde, korona başlangıç geriliminde maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot yarıçapı ile değişimi ($a = 2.5$ cm).....	124
Şekil 5.35.	Silindir-düzlem elektrot sisteminde, korona başlangıç geriliminde faydalanma faktörünün elektrot yarıçapı ile değişimi ($a = 2.5$ cm).....	124
Şekil 5.36.	Silindir-düzlem elektrot sisteminde, korona başlangıcında iyonlaşma bölgesinin elektrot yarıçapı ile değişimi ($a = 2.5$ cm)..	125
Şekil 5.37.	Küre-düzlem elektrot sistemi.....	126
Şekil 5.38.	Küre-düzlem elektrot sisteminde 50 cm yarıçaplı küre durumunda, standart atlama gerilimi ve Korona 2002 ile hesaplanan korona başlangıç geriliminin elektrot açıklığı ile değişimi (yük sayısı = 32).....	127
Şekil 5.39.	Küre-düzlem elektrot sisteminde 50 cm yarıçaplı küre durumunda, Korona 2002 ile hesaplanan, korona başlangıç geriliminde maksimum alan şiddetinin elektrot açıklığı ile değişimi (yük sayısı = 32).....	127
Şekil 5.40.	Küre-düzlem elektrot sisteminde 1 cm yarıçap ve 1 cm elektrot açıklığı durumunda, korona başlangıcında elektrostatik alan dağılımı (yük sayısı = 32).....	128
Şekil A.1	Korona 2002 ile elektrostatik alan hesabı akış diyagramı.....	156
Şekil A.2	Korona 2002 ile korona başlangıç gerilimi hesabı akış diyagramı	157

SEMBOL LİSTESİ

V	: Potansiyel
E	: Elektrik alan şiddeti
E_x, E_y	: Elektrik alanın x ve y bileşeni (Kartezyen koordinat sistemi)
E_r, E_z	: Elektrik alanın r ve z bileşeni (Silindirselsel koordinat sistemi)
f_x, f_y	: Alan katsayısının x ve y bileşeni (Kartezyen koordinat sistemi)
f_r, f_z	: Alan katsayısının r ve z bileşeni (Silindirselsel koordinat sistemi)
a	: Elektrot açıklığı
r	: Elektrot yarıçapı
V_e	: Elektrot potansiyeli
v_e	: Elektronun sürüklenme hızı
η	: Faydalanma faktörü
Z_{kritik}	: Kritik alan noktasının z koordinatı
U	: Elektroda uygulanan gerilim
n_0	: Başlangıç elektronu sayısı
n_e	: Elektron sayısı
n_+	: Pozitif iyon sayısı
e	: Elektronun yükü
m	: Elektronun kütlesi
λ_i	: Elektronun, elektrik alanı etkisinde çarpışmadan kat ettiği yol
λ	: Elektronun ortalama serbest yolu
k	: İyonlaşma adımı
t	: Elektronun iyonlaşma noktasına geçiş süresi
ϵ	: Dielektrik sabiti
ϵ_0	: Boşluğun dielektrik sabiti
ϵ_r	: Yalıtkan ortamın bağıl dielektrik sabiti
D	: Elektriksel akı yoğunluğu
D_e	: Elektronun difüzyon katsayısı
α	: Townsend birinci iyonlaştırma katsayısı
γ	: Townsend ikinci iyonlaştırma katsayısı
p	: Potansiyel katsayısı, basınç
p_0	: Normal basınç
λ	: Çizgisel yük yoğunluğu
q	: Elektriksel yük (Benzetim yükü)
$[V]$	: Sınır noktalarının bilinen potansiyellerinden oluşan sütun matris
$[p]$	: Potansiyel katsayıları matrisi
$[q]$	: Benzetim yüklerinden oluşan sütun matris

ELEKTRİKSEL BOŞALMALARIN YÜK BENZETİM YÖNTEMİYLE SAYISAL ANALİZİ

ÖZET

Gazlarda elektriksel delinme üzerinde ilk araştırmalar 19. yüzyılın sonlarına dayanmaktadır. O zamandan 21. yüzyıla girdiğimiz bu güne kadar çalışmalar oldukça ilerlemiş ve konunun birçok yönünün anlaşılmasında çok büyük gelişmeler kaydedilmiştir.

Günümüzde çok yüksek gerilimli enerji iletim sistemlerinin devreye girmesiyle birlikte yüksek gerilim cihazlarının daha küçük boyutta ve daha büyük gerilimlere dayanıklı yapılmaları zorunluluğu ortaya çıkmıştır. Bu yüzden gerek yüksek gerilim cihazlarının tasarımı için gerekse gazlarda elektriksel boşalma mekanizmasının anlaşılmasına yönelik olarak gazlarda elektriksel boşalma analizini yapabilen, Windows işletim sisteminde çalışan, kolay kullanımlı ve elektron çıkışının gerçeğe yakın fiziksel modeline sahip bir bilgisayar yazılımına ihtiyaç çok fazladır.

Bu doktora tezinin amacı, Yük Benzetim Yöntemi ile düzgün olmayan alanda elektrostatik alan dağılımını hesaplayarak, çeşitli elektrot sistemlerinde düzgün olmayan alanda korona başlangıç gerilimini, düzgün ve az düzgün alanda delinme gerilimini hesaplayabilen, kolay kullanımlı bir yazılım geliştirmek ve bu yazılımı kullanarak yöntemin çubuk-düzlem, küre-düzlem ve silindir-düzlem elektrot sistemlerinde uygulamasını yapmaktır. Yapılan uygulamada, düzlem elektrot sonsuz veya sonlu uzunlukta alınabilmekte ve düzlem üzerinde, yarıçapı değiştirilebilen yarıküresel iletken pürüz yerleştirilerek bunun etkisi analiz edilebilmektedir.

Bu amaçla Korona 2002 adı verilen bir yazılım geliştirilmiştir. Yazılım, Windows işletim sisteminde çalışmak üzere Microsoft Visual Basic 6.0 programlama diliyle geliştirilmiştir. Temel elektrot sistemlerinde analiz yapılabilen yazılım, gelecekte daha karmaşık bir geometriye sahip elektrot sistemlerindeki elektrik alan dağılımı ve elektriksel boşalmayı analiz edebilecek şekilde geliştirilmeye açık bir temel yazılım niteliğinde tasarlanmıştır. Korona başlangıç gerilimi hesaplanırken, ana elektron çıkışının modellenmesinde pozitif iyonların, çıkış ucunda küresel bir hacim içerisinde olduğu kabulü yerine, çıkış gerçeğinde tahmin edilen şekli olan paraboloid yapısı halkasal yüklerle modellenmiştir. Korona 2002 kullanılarak, çubuk-düzlem, silindir-düzlem ve küre-düzlem elektrot sistemlerinde statik elektrik alan dağılımı ve korona başlangıç gerilimi hesaplanmıştır. Sonuçlar, literatürdeki hesap ve deney sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Sonuçların uyumlu olduğu ve Korona 2002'nin bu amaçla kullanılabileceği görülmüştür. Yapılan çalışmanın ve geliştirilen yazılımın, statik elektrik alan dağılımı ve gazlarda elektriksel boşalma olaylarının daha iyi analiz edilmesi ve anlaşılmasına katkıları olması beklenmektedir.

NUMERICAL ANALYSIS OF ELECTRICAL DISCHARGES BYCHARGE SIMULATION METHOD

SUMMARY

High voltage equipment is the backbone of modern power systems. Besides generation, transmission and distribution of electrical energy, high voltages are also extensively used for many industrial, scientific and engineering applications such as electrostatic precipitators for the removal of dust from flue gases, atomization of liquids, paint spraying and pesticide spraying, ozone generation of water and sewage treatment, X-Ray generators and particle accelerators, high-power lasers and ion beams, plasma sources for semiconductor manufacture, superconducting magnet coils.

In all such applications, the insulation of the high voltage conductor is of primary importance. For the proper design, safe and reliable operation of the insulation system, a complete knowledge of the electric field distribution, corona inception and breakdown voltage of any high voltage device is required. Insulating materials play a critical role in the design and performance of high voltage power equipments. Gases are the simplest and the most widely used dielectrics. Air is used as an insulator for outdoor as well as indoor high voltage power networks. For insulation purposes, it is used to provide the phase to phase as well as phase to ground insulation. In addition, air is also used in chopping, spark and measurement gaps.

Early investigations of electrical breakdown of gases has been made nearly at the end of nineteenth century. In the investigations of electrical breakdown of gases, particularly in the study of corona phenomena in atmospheric air, the asymmetrical nonuniform field configuration has been a valuable tool for experimental observations due to the local confinement of prebreakdown ionization around the stressed electrode. Many of the basic breakdown studies were carried out with rod-to-plane electrodes or with two rods. For the sake of result comparison and repeatability, the rod electrode chosen was standardized as a cylindrical shaft with a hemispherical tip of equal diameter.

In this thesis, electrostatic field, potential distribution and corona inception voltage in the hemispherical tipped rod-plane gap, wire-plane gap and sphere-plane gap have been determined using a newly developed, Windows based user friendly software, named Corona 2002. Corona inception or breakdown voltage of these electrode systems have been computed by a new physical model for primary electron avalanche. Visual Basic 6.0 was used to develop the software. The software runs under Windows operating system and has a user friendly interface. Results are in good agreement with those found in the literature. Corona 2002, can safely be used for these computations.

BÖLÜM 1 GİRİŞ

Bu bölümde, Townsend teorisinin [1-3] öne sürülmesinden bugüne, gazlarda boşalma olayları konusunda yapılan çalışmalar ve statik elektrik alanların hesabı hakkında genel bilgiler sunulmuştur. Öncelikle yüksek gerilime gereksinme ve boşalma olaylarının açıklanmasında kullanılan en temel teoriler olan Townsend ve kanal teorilerine değinilmiştir. Daha sonra bu tezin konusu olarak ele alınan, düzgün olmayan alanda statik elektrik alan dağılımı ve korona başlangıç geriliminin bilgisayar yardımıyla hesabına yönelik yapılan araştırmalar sıralanmıştır.

1.1 Yüksek Gerilim Gereksinimi

Günümüzde modern toplumların ekonomik gelişmesi ve sosyal refah düzeyi; ucuz, kaliteli ve güvenilir elektrik enerji kaynaklarına sahip olmalarına da bağlıdır. Bir ülkenin kalkınma düzeyi, o ülkede kişi başına tüketilen yıllık elektrik enerjisi miktarıyla da değerlendirilmektedir.

Elektrik enerji talebi her geçen gün biraz daha artmaktadır. Bu artış ABD'de ve Avrupa'da yılda %2 ila %4, gelişmekte olan ülkelerde ise biraz daha fazladır. Artan enerji talebini karşılamak için daha büyük güçlü elektrik santralleri kurulmaktadır. Bu santraller genellikle elektrik enerjisinin yoğun olarak tüketildiği bölgelerden çok uzaklarda, doğal enerji kaynaklarının veya termik santrallerde olduğu gibi yakıt ve soğutma suyu sağlamanın kolay olduğu yerlerde kurulmaktadır. Buralarda üretilen büyük güçler uzaktaki enerji tüketim bölgelerine ancak yüksek ve çok yüksek gerilimli enerji iletim hatları ile ekonomik olarak iletilebilmektedir. İletim geriliminin iki kat yükseltilmesi, iletilebilecek güç miktarını dört kat arttırmakta, aynı zamanda iletim kayıplarının azalmasını da sağlamaktadır. Bu yüzden yüksek gerilim aygıtları modern elektrik enerji sistemlerinin belkemiğini oluşturmaktadır. Tablo 1.1'de işletme bakımından gerilim seviyeleri verilmiştir [4]. Bu

sınıflandırmadaki gerilim değerleri ülkeden ülkeye biraz farklılık gösterebilir, ancak mertebe olarak aynıdır.

Tablo 1.1 İşletme bakımından gerilim seviyeleri ve gerilim aralıkları
(U, etkin değer olarak fazlar arası gerilimi göstermektedir).

Gerilim Seviyesi	Gerilim Aralığı
Alçak gerilim (AG)	$U \leq 1 \text{ kV}$
Orta Gerilim (OG)	$1 \text{ kV} < U \leq 70 \text{ kV}$
Yüksek Gerilim (YG)	$110 \text{ kV} \leq U \leq 230 \text{ kV}$
Çok Yüksek Gerilim (YG)	$275 \text{ kV} \leq U \leq 800 \text{ kV}$
Aşırı Yüksek Gerilim (AYG)	$1000 \text{ kV} \leq U$

Yüksek gerilimle enerji iletimi genellikle hava hatları ile yapılmaktadır. İletkenler arasında ve iletkenlerle direk ve toprak arasında yalıtım hava ile sağlanmaktadır. Havadaki boşalma olaylarını göz önüne alarak iletim gerilimin yükselmesi ile birlikte yalıtım da ayrı bir önem kazanmaktadır. Örneğin enerji iletim hattının dayanma geriliminin 1 MV'tan 2 MV'a çıkarılması durumunda iletkenler arası açıklıkların 3 - 4 kat artırılması gerekir. Bu da iletim hattının yapımını ve sistemin yalıtım maliyetlerini oldukça artırır.

Yüksek gerilimler, elektrik enerjisinin üretimi, iletimi ve dağıtımından başka bir çok endüstriyel, bilimsel ve mühendislik uygulamasından oldukça yaygın bir şekilde kullanılmaktadır [4]. Bunlardan bazıları;

- Elektrostatik filtreler
- Boyama ve kaplama,
- Ozon retimi,
- X-ışını reteleri ve parçacık hızlandırıcılar,
- Yüksek güçlü lazerler,
- Yarıiletken retiminde plazma kaynakları,

şeklinde sıralanabilir. Bütün bu uygulamalarda, yüksek gerilimli iletkenin yalıtımı en önemli konudur. Elektrik enerji sistemlerinde kullanılan yüzlerce çeşit yalıtkan

madde vardır. Bunlar genel olarak gaz, sıvı, katı, vakum ve bunların birleşimlerinden oluşan karma yalıtkanlar olarak sınıflandırılabilir.

Yüksek gerilim sistemlerinde gerilimin yüksekliğine bağlı olarak elektrik alan şiddeti değerleri de yükselmektedir. Yüksek alan şiddetleri, yüksek gerilimli iletkenleri kuşatan gaz ortamda elektriksel boşalmalara ve dolayısıyla sistemde kısıadevre arızalarına sebep olabilmektedir. Bu da elektrik enerji sisteminin güvenilirliğini azaltmakta, can ve mal kaybına sebep olabilmektedir [5 - 18].

Yalıtkan ortamda delinme olmadığı durumlarda da (elektrot açıklığının çok büyük olduğu enerji iletim hatları gibi), eğrilik yarıçapı küçük olan iletkenler çevresinde iyonlaşma ve kısmi boşalmalar olabilir. Kısmi boşalmalar, enerji iletim sistemlerinde güç kaybına neden olurlar. Elektrostatik filtreler gibi bazı endüstriyel uygulamalarda ise elektriksel yükleme etkisinden yararlanılırlar. Genellikle, çıplak bir iletken çevresinde olan havadaki kısmi boşalmalara korona denir. Koronanın etkilerinden yararlanmak veya sakınmak için koronanın başladığı gerilimi bilmek gerekir. Bu bakımdan korona başlangıç gerilimini hesapla veya ölçme ile belirlemek çok önemlidir.

1.2 Gazlarda Boşalma Olayları ile İlgili Araştırmaların Geçmişi

19. yüzyılın sonunda J. S. Townsend'in yaptığı deneyler, gazlarda boşalma olayları ile ilgili araştırmaların başlangıcı olarak kabul edilebilir (Şekil 1.1). Townsend, 1910 yılında gazlarda elektriksel boşalma ile ilgili ilk teorisini ortaya koymuştur [1-3]. Buna göre boşalma olayları ile ilgili araştırmaların yüz yıllık bir geçmişi olduğu söylenebilir.

Gazlarda boşalma olayları ile ilgili teori ortaya koyan Townsend, 1900'lü yılların başında yaptığı bir deneyde, morötesi ışıkla aydınlatılan elektrot yüzeyinden kopan elektronların, morötesi ışık kaynağı kaldırıldıktan sonra da hızla çoğalarak karşı elektroda doğru ilerlediğini fark etmiştir [1]. Townsend'in öne sürdüğü Townsend Teorisi [2] bugün hala boşalma olaylarının incelenmesi ve araştırılmasında temel teşkil etmektedir.

Gazlarda boşalma konusunda yapılan ilk çalışmalar deneysel olup atom yapısının ve fiziksel olarak gazlarda elektriksel boşalma olayının anlaşılmasına yöneliktir. Bu

çalışmalardan elde edilen sonuçların değerlendirilmesiyle teoriler öne sürülmüştür. Daha sonraki araştırmaların bir kısmı, geliştirilen teorilerin doğrulanması amacıyla yapılan deneyler ve teorik hesaplardan, bir kısmı da hesaplarda kullanılacak boşalma parametrelerinin ölçülmesi çalışmalarından oluşmaktadır.

plant—is readily induced to make its appearance from the cut ends of the stems and leaves of these plants. Prof. Correns has done a useful service in bringing together, in a classified manner, the numerous methods employed by mosses to ensure their propagation and dispersal by means less expensive than by the production of spores. The readily friable stems of some species of *Andreaea*, the easily detached branchlets of *Dicranum*, are instances, well known to muscologists, of a large class of propagative bodies. These simpler forms of reproduction are also widely spread amongst plants other than mosses, and in some cases—e.g. *Lycopodium Selago*—the superficial resemblance is rather striking. Less obvious are the subterranean bulbils or buds, such as are met with in *Dicranella*, *Baibula*, or *Funaria*, in which special tuberous bodies are formed. *Dicranella heteromalla* affords a pretty example of a form transitional from the simple to the more complex types, inasmuch as the subterranean bulbils of this moss are little more than rows of swollen rhizoid-cells arranged somewhat like a string of beads. Many of these bulbils are regarded by Correns rather as of the nature of food

LETTERS TO THE EDITOR.

[The Editor does not hold himself responsible for opinions expressed by his correspondents. Neither can he undertake to return, or to correspond with the writers of, rejected manuscripts intended for this or any other part of NATURE. No notice is taken of anonymous communications.]

The Conductivity produced in Gases by the Motion of Negatively-charged Ions.

RECENT researches have shown that gases are rendered conductors of electricity when negatively-charged ions move through them with a high velocity. Thus the cathode rays and the Lenard rays possess the property of ionising gases through which they pass (J. J. Thomson, "The Discharge of Electricity through Gases"). Becquerel (*Comptes rendus*, March 26, 1900) also has recently shown that the conductivity produced by radium is due to small negatively-charged particles given off by the radio-active substance. In these cases the charged particles which ionise the gas move with velocities nearly equal to the velocity of light.

Some experiments which I have recently made show that ions which are produced in air by the action of Röntgen rays will produce other ions when they move through the gas with a velocity which is small compared with the velocity of light.

effect is principally confined to a layer of gas near the surface (J. J. Townsend, *Camb. Phil. Proc.*, vol. 2, Part iv.), but when the pressure is low the secondary rays are not so rapidly absorbed by the gas, and the ionisation (n_0) between the plates is nearly uniform.

The ratios of $\frac{c}{c_0}$ were determined for different forces, the air being at a pressure of two millimetres. When the strength of the rays was reduced to $\frac{1}{2}$ of its original value it was found that the ratios $\frac{c}{c_0}$ were unaltered. This shows that a is independent of n_0 and is some function of X and p .

The plates were then set at one centimetre apart, and the values of c were determined for different forces. The results, corresponding to a pressure 2 and 3 mm., are given in the second columns of the accompanying tables. The numbers given are the mean between the currents in opposite directions.

the force is big, and the current only increases from 1.4 to 3.4. When the electromotive force is reversed all the negative ions produced by the rays come into the region where the force is big, and the current is thereby increased from 1.4 to 17.4. It is therefore evident that the increase of conductivity must be attributed to the rapid motion of the negative ions.

I hope in a future paper to give a fuller account of the above experiments, and also to point out some of the applications of this theory to the passage of electricity through gases. I may mention that the high conductivities obtained with ultra-violet light (Stoletow, *Journal de Physique* (2), 9, pp. 463-473, 1890), at pressures of about 1 millimetre, may be explained by this theory.

Approximate values of the energy of translation of the negative ion when producing another ion by a collision can also be obtained from the coefficients a .

J. S. TOWNSEND.

Trinity College, Cambridge.

Şekil 1.1 Townsend'in 1900 yılındaki orijinal makalesi [1]

Daha sonraki yıllarda, bu teorilere dayanan ampirik formüllerle elektriksel delinme gerilimi hesapları yapılmıştır. Ampirik formüllerin yeterli doğrulukta sonuçlar vermemesi ve ancak belirli durumlar için geçerli olması gibi olumsuzluklar, araştırmacıları, elektriksel boşalmaların benzetimini yaparak bilgisayarda sayısal yöntemlerle inceleme çalışmalarına yöneltmiştir. Ayrıca, Townsend Teorisinin büyük açıklıklı ve düzgün olmayan alanlı elektrot sistemlerindeki boşalma olaylarını açıklamakta yetersiz kalması, araştırmacıları düzgün olmayan alanda boşalma olaylarının araştırılmasına yönelik deneysel çalışmalara yoğunlaştırmıştır.

Bu çalışmalar sonunda 1939'da Meek [19] ve Loeb [20, 21] tarafından ve aynı anda Raether [22] tarafından düzgün alanlı elektrot sistemlerindeki elektriksel boşalma olaylarını daha iyi açıklayabilen bir teori öne sürülmüştür. Kanal Teorisi adı verilen bu teori daha sonra 1970'lerde Nasser [23, 24] tarafından düzgün olmayan alanlı elektrot sistemlerindeki boşalma olaylarını açıklayacak şekilde geliştirilmiştir. Bugün bu teori, Townsend teorisini tamamlayıcı bir teori olarak boşalma olaylarının fiziksel gelişimini açıklayabilen tek teori olarak araştırmaların odağında yer almaktadır.

Kanal Teorisinin öne sürülmesinden sonra, bir yandan deneysel çalışmalar devam ederken bir yandan da bu teoriye göre delinme veya korona başlangıç gerilimlerini hesaplama yöntemleri geliştirilmiştir [25, 26]. Bu hesaplamalarda kullanılan fiziksel parametrelerin değerleri, başka araştırmacıların yaptığı deneylerden elde ettiği sonuçlardan alınmış veya ampirik bağıntılarla hesaplanmıştır. Deneysel çalışmaların sonuçlarından yararlanarak ampirik bazı formüller de geliştirilmiştir [27- 29]. Ancak bunların doğrulukları yeterli olmadığı gibi bazı durumlarda da gerekli fiziksel parametrelerle ilgili veri bulunmamaktadır. Bu da hesaplamayı güçleştirmekte ve sonuçların güvenilirliğini azaltmaktadır.

Gazlar normal koşullarda (20 °C sıcaklıkta, 760 mmHg gaz basıncında) nötrdür, elektriği iletmezler yani yalıtıcıdır. Bu özelliklerinden enerji iletim hatlarında ve gazlı güç kesicilerinde, elektrik endüstrisinin ilk günlerinden günümüze kadar yaygın olarak yararlanılmaktadır [15-17].

Havanın delinme alan şiddeti diğer gaz yalıtkanlarından düşüktür. Bu yüzden yüksek gerilimli enerji iletim sistemlerinde iletkenler çevresindeki havada iyonlaşma daha kolay oluşur. Bu iyonlaşma ile başlayan elektriksel boşalma, elektrotlar arası açıklığın büyük olmasından dolayı toprağa veya farklı potansiyeldeki diğer bir iletkenine ulaşamayacağından kısmi boşalma olarak kalır ve bu iletkenleri kısa devre etmeyen, kendi kendini besleyen yerel boşalmalara korona boşalması adı verilir. Korona boşalması hatlarda enerji kaybına, çevrelerinde ses ve kokuya, radyo ve TV alıcılarında parazitlere sebep olur.

Orta gerilim enerji dağıtım sistemlerinde, son yıllarda basınçlı gaz yalıtımlı (GIS) transformatör merkezleri, küçük boyutları nedeniyle özellikle arsa fiyatlarının çok yüksek olduğu büyük şehir merkezlerinden başlayarak yaygın olarak kurulmaktadır.

Bu tür sistemlerde ve yüksek gerilim güç kesicilerinde yalıtkan olarak çoğunlukla hava ve SF₆ gazı kullanılmaktadır. Son yıllarda, SF₆ gazının, atmosferin ozon tabakasına verdiği zarardan kaçınmak için SF₆/N₂, SF₆/CO₂ gibi değişik gaz karışımları üzerinde çalışmalar yapılmaktadır [30-42].

1.3 Boşalma Olaylarının Analizinde Sayısal Yöntemlerin Kullanımı

Yüksek gerilim aygıtlarının uygun şekilde tasarlanması için, elektrik alan dağılımının bilinmesini gerekir. Uygulamada yüksek gerilim sistemlerinde kullanılan aygıtlar, genellikle elektrik alan dağılımı düzgün olmayan elektrotlardan oluşmaktadır. Gazlar normal koşullarda elektriği iletmezler, ancak elektrik alanı altındaki bir gazda, elektrotlara uygulanan gerilim belli bir değeri aştığında gaz içinde iyonlaşma başlar. Gaz içerisinde bulunan serbest elektronlar artan elektrik alanı ile enerji kazanarak anoda doğru hareket ederler ve önlerine çıkan gaz atom veya molekülleriyle çarpışırlar. Bu çarpışmalar sonucu gaz atom veya moleküllerinden elektronlar kopabilir. Kopan serbest elektronlar da anoda doğru ilerlerken yine gazın atom veya moleküllerine çarptıklarında onlardan yeni elektronlar kopararak çığ gibi çoğalırlar. Bu şekilde çoğalarak anoda ulaşan elektronlar, gaz içinde bir elektriksel boşalmayı gerçekleştirmiş olurlar. Böylece dış devreden bir akım akar. Boşalma katoda ulaşırsa bu olaya gazın delinmesi ya da kısaca delinme denir. Gerilim seviyesi delinmeye yetecek kadar yüksek değilse veya elektrot açıklığı delinmeyecek kadar büyükse, elektriksel boşalma kısmi boşalma veya korona boşalması olarak kalır [1-16].

Gerilim seviyesi yükseldikçe elektriksel boşalma olmaması için elektrotlar arası açıklığın artırılması gerekir. Bu durumda kullanılan yalıtkan miktarı artmakta, aygıtlar daha büyük boyutlarda, ağır ve pahalı olmaktadır. Bu tür yüksek gerilim aygıtlarının tasarımında, boyutların küçültülebilmesi veya daha uygun elektrot geometrisinin belirlenebilmesi için, sistemin korona başlangıç gerilimi veya delinme geriliminin bilinmesi ve hesaplanabilmesi çok büyük bir gereksinimdir.

Elektriksel boşalma olaylarının analizinde düzgün ve az düzgün alanda delinme gerilimi, düzgün olmayan alanda ise korona başlangıç gerilimi hesaplanmaktadır. Bir çok araştırmada da boşalma ile ilgili parametrelerin hesabı yapılmaktadır [43-45]. Bazı araştırmalarda elektrik alan hesabı, yaklaşık hesap yöntemleriyle veya belirli basitleştirmelerle analitik olarak yapılmaktadır. Bazı araştırmacılar da elektrik alan

hesabı için sayısal yöntemler kullanmışlardır. Burada hesabın doğruluğunu etkileyen en önemli faktör, yapılan modellemenin gerçeğe ne kadar yakın olduğudur. Ayrıca sayısal yöntem içerisinde yapılan işlemler ve boşalma parametreleri için kabul edilen değerler de sonuçların doğruluğuna oldukça etki etmektedir.

Uzun yıllardır, Townsend ve Kanal Teorisine dayanan ve elektriksel boşalmanın gelişimindeki fiziksel olayları modelleyerek, korona başlangıç gerilimi veya delinme gerilimini hesaplamaya yönelik bir çok araştırma yapılmaktadır [46-79]. Gazlarda boşalma olaylarının araştırılmasında çoğunlukla aksel simetrik ve düzgün olmayan alanlı elektrot sistemleri kullanılmaktadır. En çok kullanılan elektrot sistemi, yarıküresel uçlu bir çubuk elektrot ile düzlem elektrottan oluşan çubuk-düzlem elektrot sistemidir [46, 50-55, 59, 64, 66, 68, 73, 77-79].

Deneysel çalışmaların zorluğu, pahalılığı ve ampirik formüllerin yetersizliği, araştırmacıları hesap yoluyla korona başlangıç gerilimi veya delinme gerilimi bulunması çalışmalarına itmiştir. Düzgün alanda delinme geriliminin analitik hesabı yapılabilirken, düzgün olmayan alanda analitik çözüm yapmak zordur. Bu yüzden düzgün olmayan alanda korona başlangıç gerilimi veya delinme geriliminin hesaplanabilmesi için, öncelikle düzgün olmayan alanda elektrik alan dağılımının hesaplanması gerekmektedir. Bu da, elektrik alan hesabında sayısal yöntemlerin kullanımını, dolayısıyla bilgisayar programlarının geliştirilmesini gerekli hale getirmektedir. 1970'li yıllardan itibaren bu konuda yapılan çalışmalar hızlanmış ve günümüzde halen devam etmektedir.

Elektrik alan hesabında kullanılan sayısal yöntemler içerisinde Sonlu Farklar Yöntemi (SFY) [17, 53, 80, 81], Sonlu Elemanlar Yöntemi (SEY) [82-92], Monte Carlo Yöntemi (MCY) [93], Sınır Elemanları Yöntemi (SINEY) [94-98] ve Yük Benzetim Yöntemi (YBY) [46, 99-127] en yaygın kullanılan yöntemlerdir. Bunlardan Yük Benzetim Yöntemi (YBY), uygulaması kolay bir yöntemdir. Bu yöntem, yüksek gerilimde çeşitli elektrot sistemlerinde elektrik alan hesabı ve gazlarda boşalma olaylarının benzetiminde çok kullanılan yöntemlerden biri olarak öne çıkmaktadır [102-127].

Sayısal yöntemler kullanılarak yapılan araştırmalar genellikle, boşalma sırasında oluşan ana elektron çığının modellenmesine, korona başlangıç gerilimi, delinme gerilimi veya boşalma parametrelerinin hesaplanmasına yöneliktir.

Yüksek gerilim aygıtlarının tasarımında, farklı elektrot tipleri için, çeşitli elektrot açıklıklarında korona başlangıç gerilimi veya delinme geriliminin bilinmesi, tasarım açısından çok önemlidir. Gazlarda boşalma olaylarının araştırılmasında, özellikle atmosfer basıncındaki havada korona başlangıç gerilimi veya delinme geriliminin incelenmesinde, çubuk-düzlem elektrot sistemi deneysel çalışmalar için çok uygundur ve yaygın olarak kullanılmaktadır. Çünkü, bu elektrot sisteminde, iyonlaşma olayları sadece çubuk elektrot ucunda yoğunlaşmaktadır. Bu da, gözlem ve incelemeyi kolaylaştırmaktadır.

Deneysel çalışmalarla ilgili çok sayıda veri, yüksek gerilim veya gazlarda boşalma olayları ile ilgili kitaplarda mevcuttur [15-17, 22, 24]. Bundan başka, korona başlangıç veya delinme başlangıç alan şiddeti hesabı için birçok ampirik formül geliştirilmiştir [60, 68, 72, 128]. Ancak ampirik formüller genellikle sadece belli bir değer aralığında veya belli bir durumda geçerlidir. Belirli aralık dışındaki verileri elde etmek için ekstrapolasyon yapıldığında büyük hatalar oluşmaktadır.

Gazlarda boşalma olaylarını açıklayan, şimdiye kadar iki teori ortaya atılmıştır. Bunlardan Townsend teorisi, düzgün alanda delinmeyi açıklamakta, ancak büyük elektrot açıklıkları ile yüksek basınçlarda ve düzgün olmayan alanda yetersiz kalmaktadır. Ancak bu teori boşalmadaki iyonlaşmayı açıkladığından dolayı elektriksel boşalma olaylarının araştırılmasında temel teori niteliğindedir. Bununla beraber birçok mühendislik probleminin çözümünde boşalmadaki fiziksel olayların ayrıntılı açıklaması için Townsend Teorisi [1-3], Loeb ve Meek [20, 21] ile Raether [22]'in Kanal Teorisi ile tamamlanmalıdır.

Yüksek gerilim sistemlerinde kullanılan başlıca yalıtkan gaz, havadır. Ayrıca diğer gazlar veya gaz karışımları, yalıtkanlık özellikleri havanınkinden daha üstün olduğundan, yüksek basınçta sıkıştırılarak yalıtkan gaz olarak kullanılmaktadır. Sıkıştırılmış gazlar, birçok yönden çok iyi yalıtkanlardır. Delinme dayanımları yüksek, dielektrik sabitleri düşük ve ucuzdurlar. Yüksek basınçlı gaz yalıtımı yüksek

gerilim kesicilerinde ve kablolarda kullanılmaktadır. Ayrıca gaz yalıtımlı transformatör merkezleri, büyük şehirlerden başlayarak gittikçe yaygınlaşmaktadır.

Atmosfer basınçlı ve yüksek basınçlı havada ve diğer gazlarda elektriksel boşalma başlangıç gerilimi veya delinme gerilimini belirlemek için birçok deneysel çalışma yapılmıştır [42, 56, 60, 61, 129]. Deney sonuçlarından yararlanarak ampirik formüller geliştirilmiştir. Bu formüllerin çoğu atmosfer basıncı civarındaki havada oluşan elektriksel boşalma ile ilgilidir. Daha yüksek basınçlarda deneysel çalışma yapmak, dayanıklı basınç kabı bulmak ve basınç kabının sızdırmazlığını sağlamanın güçlüğü gibi sebeplerden dolayı oldukça zordur. Farklı araştırmacıların yaptığı deneyler arasında aynı ortam koşullarını sağlamadaki zorluk deney sonuçlarının karşılaştırılmasını zorlaştırmaktadır. Bu yüzden atmosfer basınçlı ve yüksek basınçlı havada ve diğer gazlarda elektriksel boşalma başlangıç gerilimini bilgisayar yardımıyla hesaplamak, pahalı ve zor deneysel araştırmalardan kurtulmayı ve cihaz tasarım maliyetinin düşmesini sağlayacaktır.

Delinme teorilerinin ortaya atılmasıyla birlikte, delinme gerilimini hesaplamak için yeni yaklaşımlar kullanılmaya başlanmıştır. Townsend veya Kanal teorisine dayanan bir çok delinme ölçütü geliştirilmiştir [25, 26, 71, 78, 79].

Gazlarda boşalma olaylarının araştırılmasında, en önemli konu elektrik alan hesabıdır. Çünkü gazın iyonlaşması ve elektriksel boşalma parametreleri elektrik alan şiddetine bağlıdır. Bu yüzden araştırmalar elektrik alan hesabı ve ölçümü çalışmaları ile beraber gelişmiştir. Elektrik alanın hesaplanması veya deneysel olarak elde edilmesindeki zorluklar ve sonuçlardaki hataların büyüklüğü, gazlarda boşalma konusundaki çalışmaların önünde her zaman bir engel oluşturmıştır.

1.4 Korona Başlangıç Gerilimi ve Delinme Gerilimi Hesabı ile İlgili Araştırmalar

Elektrik alan hesabı ve gazlarda boşalma olaylarının araştırılması, özellikle korona başlangıç gerilimi ve delinme geriliminin hesaplanması çalışmaları ile ilgili yapılan literatür araştırmasında aşağıdaki bulgular elde edilmiştir:

1967'de A. Pedersen [25, 26] delinme gerilimini hesaplamak için ampirik bir ölçüt ortaya atmış ve küresel elektrotların delinme gerilimini hesaplamak için kullanmıştır. Fizikçi ve mühendisler pozitif ve negatif korona darbelerinin karakteristik eğrilerini belirlemek için birçok deneysel çalışma yapmışlardır. Bir çalışmada korona darbelerinin şekli matematiksel bir bağıntıyla verilmiştir [49]. Frekans ve genliklerinin rasgele oluşu birçok deneyde görülmüştür. Nitta [47], SF₆'nın elektriksel boşalma karakteristiklerini incelemiş ve SF₆'da korona başlangıç geriliminin hesabı için basit teorik bir formül geliştirmiştir.

S. El-Debeiky ve M. Khalifa [130], 1971'de ilk defa korona darbelerinin şeklini teorik olarak hesaplamışlardır. Pozitif ve negatif korona için Kanal teorisine dayanan matematiksel bir model geliştirmişlerdir. Ancak yaptıkları hesap sonucunda elde ettikleri korona darbe şekilleri deneysel sonuçlarla uyumlu olmakla birlikte, genlikleri deneysel sonuçlardan 4 kat küçük ve tekrarlama sıklıkları (frekansı) iki kat fazla bulunmuştur. Bu sonuçlar yapılan kabullerden kaynaklanmaktaydı.

Bu kabuller şunlar idi:

- İyonlaşma bölgesindeki elektrik alan simetriktir.
- Pozitif iyonlar elektrik alanın yönünü değil sadece genliğini değiştirir.
- İkincil ve diğer çığlar aynı yoldan ilerler ve her bir kuşak çığ aynı noktadan başlar ve bu çığların sayısı, n kuşak sayısı olmak üzere $(2n - 1)$ 'dir.

1974'te M. Khalifa ve M. Abdel-Salam [49], yapılan bu kabullerden vazgeçerek yöntemi geliştirmişler, pozitif ve negatif korona darbelerinin karakteristiklerini hesaplamışlardır. Modelde, pozitif iyonların küresel bir hacimde olduğu kabul edilmiştir. Kürenin yarıçapı, elektronun difüzyon yarıçapından $r = (6.D.t)^{1/2}$ şeklinde hesaplanmıştır. Başlangıç elektron çığının ürettiği fotoelektronların, iyonlaşma bölgesi içinde düzgün dağılımlı olduğu kabul edilmiştir. Yüksek gerilim devresinden akan korona akımı elektrotlar arası ortamdaki elektron ve pozitif iyonların hareketinden oluşmaktadır. Korona akım darbesi hesaplanırken, pozitif iyonların hareketi elektronlarıki yanında ihmal edilebilir. n. kuşak çığın oluşması sırasında t anındaki akımın ani değeri her bir kuşak çığın bileşenlerinin toplanmasıyla bulunmuştur. Bu hesaplardan elde edilen sonuçlarda hem korona darbe şekilleri, hem genlikleri, hem de frekanslarının deneysel sonuçlarıyla uyumlu olduğu görülmüştür.

E. Nasser ve M. Heiszler [50], Loeb'in düzgün alan için geliştirdiği kanal teorisini geliştirerek düzgün olmayan alan için kanal başlangıç ölçütü önermişlerdir. Bu ölçüt, çubuk–düzlem elektrot sisteminde, havada, pozitif çubuk durumunda kanal boşalma başlangıç gerilimini hesaplamak için uygulanmıştır. Başlangıç elektron çıkışının katottan x uzaklığında dış elektrik alan değerinin (E/p , elektrik alan/basınç) (yaklaşık) $E/p = 30 \text{ V cm}^{-1}/\text{Torr}$ 'dan büyük olduğu noktadan başladığı kabul edilmiştir. Bu nokta, hava için Townsend'in birinci iyonlaştırma sayısı $\alpha = 1$ olan noktadır ve atmosfer basınçlı havada $E = 22.8 \text{ kV/cm}$ olan noktadır. Pozitif iyonların küresel bir hacim içinde düzgün dağılımlı olarak toplandığı kabul edilerek kanal boşalma başlangıç gerilimi, değişik geometrik parametreler için bilgisayar yardımıyla hesaplanmış ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Elektrik alan hesabında Yük Benzetim Yöntemi kullanılmıştır. Yöntemde, benzetim yükü olarak çubuk elektrotun silindrsel çubuk kısmı için yarısonsuz çizgisel yük ve yarıküresel uç için noktasal yükler kullanılmıştır. Pozitif uzay yüklerinin etkisi ise, yarıçapı elektronun difüzyon yarıçapıyla belirlenen düzgün yük dağılımlı küresel bir pozitif yükün alanı olarak hesaba katılmıştır. Bu çalışmada ayrıca, x 'in yeri değiştirilerek bunun kanal boşalma başlangıç gerilimine etkisi incelenmiştir. Boşalmanın kendi kendini beslemesi koşulu olarak başlangıç elektron çıkışının, fotoiyonlaşma en az bir elektron çıkarması ve bu elektronun oluşturduğu ikincil elektron çıkışının başlangıç elektron çıkışı ile aynı sayıda pozitif iyon oluşturması gerektiği belirlenmiştir. Sonuçlar kanal boşalmasını temsil etmek için geliştirilen fiziksel modelin ve hesap sonuçlarının deneysel sonuçlarla uyumlu olduğunu göstermiştir.

Birçok araştırmacı, çeşitli gazlarda değişik geometrik parametreler için korona başlangıç gerilimi hesabında çok sayıda elektron çıkışı yerine, tek bir elektron çıkışı göz önüne almıştır [27, 48, 50, 52-54]. Bu hesaplarda, başlangıç çıkışının büyümesi sırasında, oluşan uzay yüklerinin etkisi ihmal edilmiştir. Raether, tek çığdan gelişen kanalın büyümesini kapsamlı bir şekilde incelemiştir [22]. Raether, başlangıç çıkışından kanalın gelişebilmesi için, başlangıç çıkışının ucundaki elektron sayısının 10^8 civarına ulaşması gerektiğini savunmuştur. 1979'da Hopwood [51], başlangıç elektron çıkışının büyümesi sırasında kendi uzay yükünün etkisinin ihmal edilmemesi gerektiğini vurgulamıştır.

Bazı araştırmacılar, Kanal teorisine dayanarak, korona başlangıç gerilimi hesabında başlangıç elektron çığı uzay yükü alanının, ihmal edilmemesi gerektiğini ileri sürmüşlerdir [47, 57]. Bazı araştırmacılar, sadece çığ büyümesi sırasında üretilen pozitif iyonların uzay yükü alanını hesaba katarken, diğer araştırmacılar sadece çığın ucundaki elektronların uzay yükü alanını hesaba katmaktadırlar [52-54].

M. Khaled [52-54], korona başlangıç gerilimini hesaplamak için yeni bir yöntem kullanmıştır. Bu yöntemde, statik elektrik alan hesabı yük benzetim yöntemiyle yapılmıştır. Korona başlangıç geriliminin hesabında tek bir kritik çığın gelişmesi gözönüne alınmıştır. Elektron çığındaki uzay yükleri, elektronların atomlarla çarpıştıkları kabul edilen noktalara halkasal yükler yerleştirilerek temsil edilmiştir. Her bir halkasal yükteki pozitif iyon sayısı hesaplanmıştır. Uzay yükünün her bir adımdaki etkisi hesaba katılmadan, çığın elektrostatik alan altında ilerlediği kabul edilmiştir. Uzay yüklerinin etkisi, sadece çığın elektroda ulaştığı anda hesaba katılmıştır. Bu hesapta, elektronlar anoda geçtikleri için sadece pozitif iyonların etkisi dikkate alınmıştır. Her bir çarpışma noktasında yerleştirilen halkasal yüklerin yarıçapı, silindirselsel difüzyon kabulü ile, $r = (4D_e t)^{1/2}$ difüzyon yarıçapı formülünden elde edilmiştir. Elektronların ortalama hızları (v_e) için, Nasser'den [23, 24] alınan $v_e = (2.74.E/p + 31.9).10^5$ (cm/s) formülü kullanılmıştır. Bu formülde E elektrik alan şiddeti, p gaz basıncıdır. Başlangıçtan çarpışma olan noktaya kadar geçen süre ise, aradaki uzaklığın ortalama hıza bölünmesiyle bulunmuştur. Çığın, elektrotlar arası açıklıkta kritik alan çizgisi üzerinde elektrik alan şiddetinin 24.4 kV/cm olduğu noktadan tek bir elektron ile başladığı kabul edilmiştir. Bu kabul Schumann kriteri olarak adlandırılmaktadır. Buna göre, iyonlaştırma katsayısı ifadesi olarak $\alpha = C(E/p - E_0/p_0)^2$ formülü kullanılmıştır. Burada $C = K.A = 18 \times 0.02345$ cm/kV², E elektrik alan şiddeti, p gaz basıncı, p₀ atmosfer basıncında E₀ = 24.4 kV/cm'dir. Yöntemin uygulaması olarak, yarıküresel uçlu çubuk-düzlem elektrot sistemi ve silindir-düzlem elektrot sisteminin korona başlangıç gerilimi, havada, değişik elektrot açıklıklarında yapılmıştır. Hesaplama için, FORTRAN IV programlama dilinde bir bilgisayar programı yazılmıştır. Elektroda, korona başlangıç geriliminden daha büyük bir gerilim uygulandığı durumda, uzay yükünün göz önüne alındığı alanlarda delinme gerilimi sonlu farklar yöntemiyle hesaplanmıştır.

M. Abdel-Salam ve arkadaşları [55], pozitif çubuk-düzlem elektrot sisteminde, havada, korona başlangıç gerilimini ve kanal boşalması başlangıç gerilimini hesaplamak için bir yöntem öne sürmüşlerdir. Hesap sonuçları göstermiştir ki, pozitif korona her zaman ani darbeler şeklinde ortaya çıkmaktadır. Deneyler de bu sonuçları doğrulamaktadır. Bu çalışmada ani darbeden kanal boşalmasına ve ani darbeden ısıtılı boşalmaya geçiş koşulları tartışılmıştır. Bu çalışmada ilk defa iyonlaşma bölgesindeki fotoelektron dağılımının, boşalmanın ani darbeden sonraki gelişimini şekillendirmede önemli bir rol oynadığı anlaşılmıştır.

Pozitif çubuk-düzlem elektrot sisteminde boşalmanın gelişimi hesabında en önemli nokta, gerçek durumu en iyi temsil eden bir fiziksel modelin kurulmasıdır. Loeb [20] böyle bir model öne sürmüştür. Bu model ilk defa M. Abdel-Salam ve arkadaşlarının [55] bu çalışmasında iyileştirilmiştir. Bu çalışmada, sadece ani darbeler koronasını ve kanal başlangıç gerilimini hesaplamak değil aynı zamanda ani darbeden kanala ve ani darbeden ısıtılı boşalmaya geçiş koşullarını da hesaplamak için iyileştirilmiş bir yöntem öne sürülmüştür. Daha sonra bir bilgisayar programı ile bu yöntem kullanılarak çözüm yapılmış ve sonuçlar deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Çubuk-düzlem elektrot sisteminde çubuk elektroda bir yüksek gerilim uygulandığında havada mevcut olan elektronlar anoda (çubuk) doğru harekete geçerler ve çarpma suretiyle iyonlaşma meydana getirirler. Bunun sonucunda elektron çığı oluşur. Elektron çığının kendi kendini besleyebileceği kadar yüksek bir gerilim uygulanmışsa korona başlar.

Pozitif korona (kendi kendini besleyen bir boşalma) hava moleküllerinin fotoiyonlaşmasına gerek duyar. Boşalma, elektrotlar arası açıklıkta ilerleyip çığ şeklinde büyürken çubuk elektrot ucu yakınında pozitif iyonlar yığılır. Bu pozitif iyonlar bir pozitif uzay yükü oluştururlar. Pozitif uzay yükünün etkisi, anot tarafında elektrik alanı düşürmek, katot tarafında da yükseltmek şeklindedir. Eğer gerilim yeteri kadar yüksek değilse uzay yükünün anot tarafındaki elektrik alanı düşürme etkisi baskın gelir ve korona boşalması sona erer. İkinci bir boşalma ancak uzay yükleri elektrotlar arasından uzaklaştıktan sonra başlayabilir.

M. Khalifa, M. Abdel Salam ve arkadaşları [56], 1977 yılında, Kanal teorisine dayanarak yaptıkları bir çalışmada, daha önce basınçlı SF₆ gazında korona başlangıç gerilimini hesaplamak için önerdikleri yöntemi iyileştirerek, basınçlı havada korona

başlangıç ve delinme gerilimini hesaplamak için kullanmışlardır. Hesap sonuçlarının deneysel sonuçlarla yakın uyum içinde olduğu görülmüştür. Havada, 40.10^5 Pa'a kadar statik basınç altında, düzgün alanda delinme gerilimi ve düzgün olmayan alanda pozitif çubuk-düzlem elektrot sisteminde korona başlangıç gerilimini hesaplamak için bir yöntem geliştirmişler ve bunu uygulamışlardır. Bu çalışmanın gaz karışımları için de yapılmasını planlanmaktadır. Düzgün alanda gözlenebilen tek boşalma delinmedir. Delinme geriliminin belirli bir basınca (kritik basınç) kadar lineer olarak arttığı ve bu basınçtan sonra daha yavaş yükseldiği bilinmektedir. Düzgün olmayan alanda ise, atmosfer basıncında koronanın değişik şekilleri gözlenmektedir. Gerilim yükseldikçe sırasıyla başlangıç kanalları, ısıtılı boşalma, delinme kanalları ve sonunda delinme oluşmaktadır. Kritik basıncın üstündeki hava basınçlarında hiçbir korona belirtisi görülmeden aniden delinme oluşmaktadır.

Kritik basıncın üstündeki basınçlarda delinmenin, katot yüzeyinden alan emisyonu ile ortaya çıkan elektronlardan oluştuğu kabul edilmektedir. Bununla beraber, kritik basıncın altındaki basınçlarda boşalma normal koşullardaki mekanizmanın aynısı ile oluşmaktadır. Bu mekanizmadaki işlemler başlıca çarpma ile iyonlaşma, foto iyonlaşma ve nötr gaz molekülleriyle elektronların yeniden birleşmesidir. Bu yüzden kaynak [56]'deki çalışmada korona başlangıç ölçütü için biri kritik basıncın üstündeki boşalmalar için ve diğeri kritik basıncın altındaki boşalmalar için olmak üzere iki ölçüt belirlenmiştir. Kritik basınç elektrot sistemine göre değişmektedir. Ancak düzgün alanda elektrot açıklığıyla lineer olarak artmaktadır. Kaynak [56]'deki çalışmada, daha önce Nasser'in [24] yapmış olduğu kabullerden, her bir çığın ucunda pozitif iyonların düzgün dağılımlı olduğu kabulü ve başlangıç elektron çığındaki elektronların sürüklenme hızı ile ikincil çıgıldaki elektron sürüklenme hızlarının aynı olduğu kabulünden vazgeçilmiştir. Bunun yerine iyon yoğunluğunun ve elektron sürüklenme hızının değiştiği kabul edilmiştir. Böylece boşalmanın daha gerçekçi bir modeli oluşturulmuştur. Hesaplama pozitif iyonların, çığın ucunda küresel bir hacim içinde toplandığı kabul edilmiştir. İkincil çığ hesaplanırken, foto elektronların iyonlaşma bölgesi içinde düzgün dağıldığı kabul edilmiştir. Yöntemin silindirdüzlem ve çubuk düzlem elektrot sistemlerine uygulanmasında elektrik alan hesabı yük benzetim yöntemiyle yapılmıştır. Kritik basıncın üstündeki boşalmalar için ilk defa katot yüzeyinden alan emisyonu hesaba katılmıştır.

M. Abdel Salam ve arkadaşları [61], 1988 yılında yayınladıkları bir makalede, düzgün alanda, basınçlı hava ve SF₆ gazının delinme gerilimini teorik olarak hesaplamışlardır. Hesaplama Townsend teorisine göre tek bir çığın gelişmesi esas alınmıştır. Paschen eğrisinin minimumunun sağındaki bölgede, hava için 15 kPa.m'ye kadar ve SF₆ için 5 kPa.m'ye kadar olan basınç ve elektrot açıklığı çarpımı (p.d) değerleri için bu teori geçerlidir.

Parekh ve Srivastava [57], her iki tip yükün de uzay yüklü alanların korona başlangıç gerilimini hesaplamada dikkate alınması gerektiğini söylemektedir. Yaptıkları çalışmada düzgün alanda, paralel levhali elektrot sisteminin delinme gerilimini ve düzgün olmayan alanda pozitif ve negatif çubuk-düzlem elektrot sisteminin korona başlangıç gerilimini, Kanal teorisine dayanarak hesaplarken hem pozitif iyonların hem de çığın ucundaki elektronların uzay yükü alanını hesaba katmışlardır. Düzgün olmayan alanda, çubuk-düzlem elektrot sisteminin korona başlangıç gerilimini hesaplarken, elektrik alan hesabında yük benzetim yöntemini kullanmışlardır. Hesaplamalar, değişik geometrik parametre ve gaz basınçlarında hava ve SF₆ gazı için yapılmıştır. Sonuçlar göstermiştir ki uzay yükü alanları, korona başlangıç gerilimini %5'ten az bir oranda küçültmektedir. Düzgün alanda bu etkinin, basınç ve elektrot açıklığı çarpımı p.d'nin artmasıyla azaldığı görülmüştür. Aynı zamanda küçük p.d değerlerinde bu etkinin ihmal edilebileceği görülmüştür. Uzay yükü alanlarının, pozitif çubuk-düzlem elektrot sisteminin korona başlangıç gerilimini, hem havada hem de SF₆'da %1'den daha az azalttığı sonucu elde edilmiştir. Bu sonuç anlamlıdır, çünkü uzay yükü alanı, çığın elektrot ucuna çok yaklaştığı anda ancak etki edecek bir değere ulaşabilmektedir. Sonuç olarak bu çalışmada, korona başlangıç geriliminin hesabında pozitif iyonların ve elektronların oluşturduğu uzay yükü alanlarının etkisinin ihmal edilebileceği sonucuna varılmıştır.

Gallimberti [48], kanal boşalmasının ilerlemesini hesaplamak için bir bilgisayar modeli geliştirmiştir. Pedersen [62] ve Christophorou [63] gazlarda boşalma olaylarını gazların temel fiziksel özelliklerini geniş bir şekilde ele aldıkları çalışmalarını 1989 ve 1990'da yayınladılar. Isa [64] çubuk düzlemde, Petcharaks ve Zaengl [67], kanal delinme ölçütüne dayanarak yüksek gerilimlerin ölçülmesinde kullanılan küresel elektrot sisteminde IEC-52: 1960 standardındaki bütün elektrot açıklıklarına karşı düşen delinme gerilimlerini hesaplamışlardır. Çalışmada, değişik

nem oranlarına sahip hava için etkin iyonlaştırma sayısına ilişkin elde veri olmadığından, 1992'de G. Friedrich tarafından yapılan, %20 N₂ ve %80 O₂'den oluşan sentetik (yapay) havaya ilişkin ölçüm sonuçlarından etkin iyonlaştırma sayısı bağıntısı elde edilmiştir. 20°C geçerli olan etkin iyonlaştırma bağıntısı,

$$\alpha / p = C \cdot \left[\frac{E}{p} - \left(\frac{E}{p} \right)_m \right]^2 - A \quad (1.1)$$

dir. Bu bağıntıda α (1/mm) iyonlaştırma katsayısı, p gaz basıncı, E elektrik alan şiddeti, $C = 1.6053 \text{ bar.mm/kV}^2$ $(E/p)_m = 2.165 \text{ kV/mm.bar}$, $A = 0.2873 \text{ 1/mm.bar}$ ve m ise birer katsayıdır. Sözü edilen çalışmada elektrik alan dağılımı ise, küreleri tutan silindirselsel çubukların etkisini de hesaba katan yük benzetim yöntemiyle yapılmıştır. Böylece daha doğru sonuçlar elde edilmiştir.

Graf [58], çubuk düzlem elektrot sisteminde uzay yüklerinin zaman ve konum bakımından ilerlemesinin hesabında yük benzetim yöntemini kullanmıştır. Uzay yüklerinin ilerlemesinin her adımında elektrot yüklerini değiştirmesi etkisi hesaba katılmıştır. Denklem (1.2)'de ikinci terimin değeri bilinmektedir ve sağ tarafa alınarak elektrot içerisindeki q yükleri yeniden hesaplanır.

$$[P] \cdot [q] + [PS] \cdot [qs] = [V] \quad (1.2)$$

Bu tezde de bu yöntemle pozitif iyonların etkisi hesaba katılmıştır. Elmoursi ve Castle [131], yük benzetim yöntemiyle eşpotansiyel çizgiler ve alan çizgilerinin çizilmesinde bir yöntem öne sürmüşlerdir. Bu tezde alan çizgilerinin çizilmesinde bu çalışmadaki yöntemden yararlanılmıştır.

Korona başlangıç geriliminden daha yüksek gerilim uygulanmış elektrot sistemlerinde, elektrotlar arası ortamda, gerilimli elektrot kutbiyeti ile aynı işaretli uzay yükleri bulunduğu durumda elektriksel parametrelerin hesabı ve ölçümü üzerinde bir çok araştırma yapılmaktadır [132]. Sigmond [133], uzay yüklü problemlerin çözümünde değişik teorik yaklaşımların değerlendirmesini ele almıştır. Bu konudaki deneysel çalışmalar Ferreira [134] ve Abdel Salam [135] tarafından yayınlanmıştır. Uzay yüklü alanların sayısal yöntemlerle çözümünde sonlu farklar yöntemi [81, 136], sonlu elemanlar yöntemi [83], sonlu elemanlar yöntemi ile

karakteristik yöntemi birlikte [137, 138] ve yük benzetim yöntemi [139-143] kullanılmaktadır.

Mohseni [68], hiperboloid çubuk-düzlem elektrot sisteminde, uzamış sferoidal koordinat sisteminde koordinat dönüşümü ile elektrik alan hesabı yapmış ve bundan yararlanarak kanal boşalma kriterinde elektron sayısını 10^8 - 10^{10} kabul ederek, havada, korona başlangıç gerilimini hesaplamıştır. Farklı açılarda çubuk ucu için değişik elektrot açıklıklarında hesapladığı korona başlangıç gerilimlerini deneysel sonuçlarla karşılaştırmıştır. Sonuçların birbirine yakın olduğunu ve elektrot açıklığı büyük olduğu durumlarda korona başlangıç geriliminde elektrot açıklığının etkisinin az olduğunu buna karşılık çubuk uç yarıçapının etkili olduğunu görmüştür. Ayrıca çubuğun silindrisel kısmının etkisinin az olduğunu görmüştür.

Phillips [69], havada silindrisel bir iletken sarkan, küresel bir su damlacığının korona başlangıç gerilimini, değişik damlacık yarıçapları ve hava basıncında hesaplamıştır. Uygulanan modelde önce elektrik alanın şiddetine göre damlacığın şekli belirlenmiştir. Korona başlangıç gerilimi hesabında kriter olarak, elektron sayısının 1.8×10^8 olması alınmıştır. Deneysel olarak ta 1mm çaplı su damlacığında korona başlangıç gerilimi ölçülmüştür. Elektron çıkışında α integralinin 8 olduğu durumda deneysel sonuçlarla uyum olduğu görülmüştür.

Pfieffer [89], hiperboloid sivri uç düzlem elektrot sisteminde, sivri uçlu elektrot ucunda, sonlu elemanlar yöntemiyle elektrik alan hesabı yapmıştır. Karşılaştırma için kritik alan çizgisi üzerinde elektrik alanı

$$E = 2.U/((\ln(4.d/r)(2.x + r - x^2/d)) \quad (1.3)$$

bağıntısı ile hesaplamıştır. Burada U uygulanan gerilim, d elektrot açıklığı, r elektrot uç yarıçapı, x ise sivri uçtan uzaklıktır. Sonuçlar arasında %17-19 fark vardır. Elektrot açıklığı 0.5 mm'den 5 mm'ye azaldıkça bu fark azalıyor. DC gerilimde korona başlangıç gerilimini, boşalma başlangıç kriterinde kritik elektron sayısını 1×10^9 olarak hesaplamıştır.

Kato ve Okubo [144], elektrot sınırını en yüksek gaz yalıtım performansına göre optimumlaştırma üzerinde çalışmışlar ve elektrik alan hesabında yük benzetim yöntemini kullanmışlardır. Philips [145, 146], korona başlangıç koşulunu kullanarak

yüksek gerilim aygıtlarının korona başlangıç gerilimine göre optimum tasarımı üzerinde çalışmıştır. C. L. Bak ve arkadaşları [78, 79], düzgün olmayan alanda korona başlangıç gerilimi ve delinme gerilimini hesaplamak için delinme başlangıç kriterini geliştirmişler ve IEC 52'ye göre küresel elektrot sisteminin delinme gerilimini hesaplamak için kullanmışlardır.

Bu tez çalışması kapsamında geliştirilen Korona 2002 adı verilen bilgisayar yazılımında, elektrik alan hesabında ve elektron çığının modellenmesinde Yük Benzetim Yöntemi (YBY) kullanılmıştır. Elektron çığının modellenmesinde Townsend Teorisi ve Kanal Teorisi esas alınmıştır. Çığda oluşan pozitif iyonların benzetimi, çıgın geometrik yapısının gerçeğe daha yakın modeli kullanılarak yapılmıştır. Bu tezde, "boşalma başlangıç gerilimi" terimi, düzgün alandaki delinme gerilimini ve düzgün olmayan alandaki korona başlangıç gerilimini ifade etmektedir.

Sayısal yöntemler kullanılmaya başlamadan önceki yıllarda yapılan araştırmalarda, çığdaki pozitif iyonların oluşturduğu elektrik alanı hesaplayabilmek amacıyla çıgın geometrik yapısında basitleştirme kabulü yapılmıştır. Bu kabule göre, gerçekte paraboloid yapısında olduğu tahmin edilen elektron çığındaki pozitif iyonların yarısı, çıgın uç kısmında ve küre şeklinde bir bölgenin içindedir. Böylece pozitif iyonların oluşturduğu elektrik alanı, bir kürenin elektrik alanı olarak analitik yöntemlerle hesaplanabilmektedir. Bu kabulde çıgın kuyruk kısmındaki pozitif iyonların etkisi ihmal edilmektedir.

Bu tezde, pozitif iyonların bir küre içerisinde bulunduğu kabulü yerine, bu iyonların oluştuğu noktalara, yarıçapları elektronun o noktadaki yayılma (difüzyon) yarıçapına eşit olan halkasal yükler yerleştirilerek çıgın kuyruk kısmındaki pozitif iyonların da etkisi hesaba katılmıştır. Böylece elektron çığının gerçeğe daha yakın bir modeli kullanılarak, yapılan hesabın doğruluğu arttırılmıştır. Ayrıca yazılımda, bazı parametrelerin değeri değişken olarak alınmıştır. Böylece, bu parametreler için farklı değerler alınarak analiz yapılabilecektir.

Korona 2002 yazılımı, Windows işletim sisteminde çalışmak üzere Microsoft Visual Basic 6.0 yazılım geliştirme ortamında yazılmış ve gelecekte daha karmaşık bir geometriye sahip elektrot sistemlerindeki elektrik alan dağılımı ve elektriksel boşalmayı analiz edebilecek şekilde geliştirilmeye açık bir temel yazılım niteliğinde

tasarlanmıştır. Yapılan uygulamada, düzgün olmayan elektrik alanında, normal koşullardaki havada, pozitif doğru gerilimde elektrik alan dağılımı ve korona başlangıç gerilimi hesaplanmıştır. Elektrik alan hesabında Yük Benzetim Yöntemi kullanılmıştır. Ana elektron çığının zaman ve konum bakımından gelişmesinin halkasal yüklerle benzetimi yapılmıştır. Çıgdaki pozitif iyonlardan oluşan uzay yüklerinin etkisi de hesaba katılarak korona başlangıç geriliminin hesabı açıklanmıştır.

Bu tezin amacı, pozitif doğru gerilimde havada, düzgün alanda delinme gerilimini ve düzgün olmayan alanda korona başlangıç gerilimini hesaplayabilen, kolay kullanımlı bir yazılım geliştirmek ve bunu çubuk-düzlem, küre-düzlem ve silindir düzlem elektrot sistemlerine uygulamaktır.

Bu tez çalışması 6 bölümden oluşmaktadır. Giriş bölümünden sonra Bölüm 2'de gazlarda boşalma olaylarının anlaşılması amacıyla boşalma teorileri ele alınmıştır. Bölüm 3'te Yük Benzetim Yöntemiyle statik elektrik alan hesabı açıklanmıştır. Ana elektron çığının halkasal yüklerle benzetimi ve uzay yüklerinin etkisi de hesaba katılarak korona başlangıç geriliminin yeni bir yazılımla hesabı Bölüm 4'te açıklanmıştır. Bölüm 5'te yöntemin çubuk-düzlem, silindir-düzlem ve küre-düzlem elektrot sistemlerine uygulaması ve geliştirilen Korona 2002 yazılımının kullanımı açıklanmıştır. Sonuçlar ve öneriler bölümünde ise sonuçlar değerlendirilmiş ve bu konuda ileride yapılabilecek araştırmalara işaret edilmiştir. Geliştirilen yazılım kullanılarak elde edilen hesap sonuçları daha önceki araştırmacıların elde ettiği sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Sonuçlar arasında uyum olduğu görülmüştür. Yapılan çalışmanın ve geliştirilen bilgisayar yazılımının, gazlarda elektriksel boşalma konusunun daha iyi analiz edilmesi ve anlaşılmasına katkıları olması beklenmektedir.

BÖLÜM 2 GAZLARDA İYONLAŞMA OLAYLARI VE ELEKTRİKSEL BOŞALMA TEORİLERİ

2.1 Genel Bilgi

Gazlar çok kullanılan yalıtkanlardır. Hava ise en çok kullanılan gaz yalıtkandır. Yüksek gerilim iletim hatları ve yüksek gerilim cihazları tasarımı yapan mühendisler için havanın delinmesi çok önemli bir konudur.

Normal koşullarda (20 °C ve 760 mmHg) gazlar nötrdür ve elektriği iletmezler. Ancak bir elektrot sistemi içerisindeki bir gazda, elektrotlara uygulanan gerilim belli bir değeri aştığında gaz ortamdaki serbest elektronlar gaz içinde hızlanırlar ve gazın atom veya moleküllerine çarparak onlardan yeni elektronlar koparırlar. Böylece gaz içinde bir iyonlaşma başlar ve serbest elektronlar üstel olarak çığ gibi çoğalarak anoda ulaşırlar. Anoda ulaşan elektronların sayısı belli bir değeri aşarsa ve delinme kriterleri sağlanırsa, anottan itibaren bir plazma kanalı katoda doğru ilerler. Uygulanan gerilim yeteri kadar yüksekse veya elektrot açıklığı belirli bir değerden küçükse plazma kanalı katoda ulaşır ve dış devreden büyük bir akım akar. Buna gazın delinmesi denir ve uygulanan gerilime de delinme gerilimi adı verilir. Gerilim yeteri kadar yüksek değilse veya elektrot açıklığı belirli bir değerden büyükse plazma kanalı karşı elektroda ulaşamaz ve gaz içinde bir miktar yol alır. Bu tür boşalmalara da kısmi boşalma veya korona boşalması ya da kısaca korona denir. Korona oluştuğu andaki uygulanan olan gerilime korona başlangıç gerilimi adı verilir. Gazdaki serbest elektronların pozitif iyonlarla yeniden birleşmesi sonucu ortamdaki serbest elektron sayısı azalır. Bazı gazlarda yeniden birleşme oranı iyonlaşma oranından büyük olur ve böylece bu gazların delinme dayanımları oldukça yükselir. Kükürt heksaflorür (SF₆) delinme dayanımı yüksek olan böyle bir gazdır. Bu tür gazlara elektronegatif gaz adı verilir.

Yüksek gerilim yalıtımında, yüksek basınçlı gaz güvenli bir ortam sağlar. Yüksek basınçlı gaz kullanımı ile 25 MV/m büyüklüğündeki elektrik alan şiddeti değerlerine ulaşılabilmiştir. Azot gazı (N_2), yüksek basınçlı gaz yalıtkan olarak ilk kullanılan gazdır. Ancak delinme dayanımı havanınki ile aynıdır. Diğer gazlar içinde SF_6 , ark kesme özelliği ile de en çok ilgi çeken gazdır. Atmosfer basıncında SF_6 'nın delinme dayanımı, N_2 ve CO_2 'ninkine göre 2,5 kat daha yüksektir. Daha yüksek basınçlarda bu oran daha da artmaktadır. Yalıtımda gaz karışımlarından yararlanabilmek amacıyla çalışmalar yapılmaktadır [31-42].

2.2 Yalıtkan Gazlar

Bu kısımda, yüksek gerilim tekniğinde yalıtkan olarak kullanılan gazlar ve bunların genel özellikleri kısaca verilecek ve elektriksel boşalma olayları bakımından önemli olan bazı elektriksel özellikleri açıklanacaktır.

Maddelerin çoğu belirli bir basınç ve sıcaklık altında katı, sıvı veya gaz halinden birinde olur. Örneğin suyun katı hali buz, sıvı hali su ve gaz hali su buharıdır. Bir maddenin fiziksel özellikleri çoğu zaman onun bu üç halden hangisinde olduğuna bağlıdır. Gazlarda molekül hareketi tamamen rasgeledir ve moleküller arası çekim kuvveti o kadar küçüktür ki moleküller birbirinden bağımsız olarak serbestçe hareket edebilirler. Gazlarda elektriksel boşalma olaylarına geçmeden önce, normal basınç ve sıcaklıkta gaz halinde bulunabilen maddeleri kısaca gözden geçirmek ve bu tezde kullanılan gaz kelimesiyle ne kastedildiğini açıklamak yararlı olacaktır.

İyonik bileşikler 20 °C ve 1 atm'de gaz halinde bulunamazlar. Çünkü katı haldeki bu bileşiklerde anyon ve katyonlar arasındaki elektrostatik bağlar çok kuvvetlidir. Bu kuvveti yenmek için katı maddeye çok büyük enerji vermek, örneğin onu çok ısıtmak gerekir. Moleküler bileşikler ise farklı davranırlar ve çoğu oda sıcaklığında sıvı veya katıdır. Gaz halinde olanlar CO (karbon monoksit), CO_2 (karbon dioksit), HCl (hidrojen klorür), NH_3 (amonyak), ve CH_4 (metan)'dır. Herhangi bir moleküler bileşiğin normal hava koşullarında gaz halinde olup olmadığını belirlemeye yarayan basit bir yöntem yoktur. Genel olarak moleküller arası çekim kuvveti arttıkça o moleküler bileşiğin gaz halinde bulunması zorlaşmaktadır.

Normal hava koşullarında gaz halinde bulunan 11 element Şekil 2.1’de gösterilmiştir. Bunlardan hidrojen, azot, oksijen, flor ve klor, iki atomlu gaz molekülü halindedir (H_2 , N_2 , O_2 , F_2 ve Cl_2). Ayrıca ozon (O_3) da oda sıcaklığında gazdır. Periyot cetvelinde 8A grubundaki bütün asal gazlar tek atomlu gazlardır: He (helyum), Ne (neon), Ar (argon), Kr (kripton), Xe (ksenon), Rn (radon).

1A																		8A
H	2A											3A	4A	5A	6A	7A	He	
Li	Be											B	C	N	O	F	Ne	
Na	Mg	3B	4B	5B	6B	7B	8B			1B	2B	Al	Si	P	S	Cl	Ar	
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe	
Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn	

Şekil 2.1 Normal hava koşullarında (20 °C ve 1 atm) gaz halinde bulunan elementler periyot cetvelinde siyah hücrelerde gösterilmiştir. Asal gazlar (8A Grubu elementler) tek atomludur, diğerleri ise iki atomlu moleküllerdir.

Bir gaz, normal sıcaklık ve basınçta gaz halinde bulunan bir maddedir. Buhar ise, normal basınç ve sıcaklıkta sıvı veya katı halde bulunan bir maddenin gaz halidir. Buna göre örneğin 20°C ve 1 atm’de su için buhardan ve oksijen için gazdan söz edebiliriz.

Tablo 2.1’de başlıca gazlar liste halinde verilmiştir. Bunlardan sadece O_2 canlılar için temel ihtiyaçtır. Hidrojen sülfür (H_2S) ve hidrojen siyanür (HCN) öldürücü, zehirli gazlardır. CO , NO_2 , O_3 ve SO_2 gibi bazı gazlar da az zehirlidir. He, Ne ve Ar kimyasal olarak diğer maddelerle tepkimeye girmez. Gazların çoğu renksizdir. Tablo 2.1’deki gazlardan sadece F_2 , Cl_2 ve NO_2 renklidir. Koyu kahverengi rengi ile NO_2 hava kirliliğinin fazla olduğu günlerde atmosferde görülebilir.

Yüksek gerilim sistemlerinin büyük bir kısmında başlıca yalıtım maddesi olan hava, çeşitli gazların karışımından oluşmuş bir gazdır. Elektriksel boşalma olayları ile ilgili araştırmaların çoğunda yalıtkan gaz olarak hava kullanılmıştır [51-59]. Atmosferin yer yüzeyine en yakın tabakası olan troposferde havanın %99’unu azot ve oksijen oluşturmaktadır (Tablo 2.2). Havada bulunan diğer gazlar arasında asal gazlardan

helyum, neon, argon, kripton ve ksenon vardır. Argon, havadaki oranı en yüksek asal gazdır (% 0,934). Havadaki karbon dioksit oranı ise çok azdır (% 0,03). Fakat insanlar tarafından yapılan işler dolayısıyla atmosferdeki havayı oluşturan gazlar veya bunların oranı değişmektedir.

Tablo 2.1 Normal hava koşullarında (20 °C ve 1 atm) gaz halde bulunan bazı element ve bileşikler.

Elementler	Bileşikler
H ₂ (Hidrojen)	HF (Hidrojen florür)
N ₂ (Azot)	HCl (Hidrojen klorür)
O ₂ (Oksijen)	HBr (Hidrojen bromür)
O ₃ (Ozon)	HI (Hidrojen İyodür)
F ₂ (Flor)	CO (Karbon monoksit)
Cl ₂ (Klor)	CO ₂ (Karbon dioksit)
He (Helyum)	NH ₃ (Amonyak)
Ne (Neon)	NO (Azot monoksit)
Ar (Argon)	NO ₂ (Azot dioksit)
Kr (Kripton)	N ₂ O (Diazot monoksit)
Xe (Ksenon)	SO ₂ (Kükürt dioksit)
Rn (Radon)	H ₂ S (Hidrojen sülfür)
	HCN (Hidrojen siyanür)*
	CH ₄ (Metan)

* HCN'nin buharlaşma sıcaklığı 26°C'dir. Bu sıcaklık oda sıcaklığına çok yakın olduğundan HCN normal hava koşullarında gaz olarak kabul edilebilir.

Örneğin Hawaii'deki Mauna Loa gözlemevinde yapılan ölçümlere göre atmosferdeki karbon dioksit miktarı 1958'deki 315 ppm (milyonda bir partikül)'den 1988'de 350 ppm'e çıkmıştır ve bu artış hala devam etmektedir [22]. Sanayi bölgelerinde petrol ve kömürün yakılmasıyla atmosfere değişen miktarlarda kükürt dioksit (SO₂), azot monoksit (NO) ve azot dioksit (NO₂) salınmaktadır.

Tablo 2.2 Havayı oluşturan gazlar.

Gaz	Formülü	Hacimsel Oranı (%)
Azot	N ₂	78.084
Oksijen	O ₂	20.938
Argon	Ar	0.930
Karbon Dioksit	CO ₂	0.030
Neon	Ne	0.0180
Helyum	He	0.00052
Metan	CH ₄	0.0002
Kripton	Kr	0.00011
Hidrojen	H ₂	0.00005
Diazot Monoksit	N ₂ O	0.00005
Ksenon	Xe	0.000008

2.2.1 Gaz basıncı

Gazların en kolay ölçülebilen özelliklerinden birisi basıncıdır. Atmosfer (hava) basıncı barometre ile ölçülür. Standart atmosfer basıncı (1 atm), deniz seviyesinde ve 0 °C’de cıvalı barometredeki 760 mm (76 cm) cıva sütununa eşittir. Bu basınç 760 mmHg olarak belirtilir. mmHg birimi yerine, barometreyi icat eden İtalyan bilim adamı Evangelista Torricelli (1608-1647)'ye atfen torr birimi de kullanılır. Buna göre

$$1 \text{ torr} = 1 \text{ mmHg} \quad (2.1)$$

ve

$$1 \text{ atm} = 760 \text{ mmHg} = 760 \text{ torr} \quad (2.2)$$

dir. Basınç, SI birim sisteminde paskal (Pa) birimi ile ölçülür ve 1 metre kare yüzeye etki eden 1 Newton'luk kuvvet olarak tanımlanır.

$$\text{Basınç} = \text{Kuvvet} / \text{Yüzey Alanı} \quad (2.3)$$

$$1 \text{ Pa} = 1 \text{ N/m}^2 \quad (2.4)$$

Atmosfer basınç birimi ile paskal birimi arasındaki bağıntı

$$1 \text{ atm} = 101.325 \text{ kPa} = 1.01325 \times 10^5 \text{ Pa} \quad (2.5)$$

ve

$$1000 \text{ Pa} = 1 \text{ kPa} \quad (2.6)$$

olduğundan

$$1 \text{ atm} = 1.01325 \times 10^2 \text{ kPa} \quad (2.7)$$

dir.

Havayı oluşturan gazlar yerçekimi etkisiyle yeryüzüne belirli bir basınç uygularlar. Hava molekülleri atmosferin alt tabakalarında daha yoğundur.

2.3. Gazlarda İyonlaşma Olayları

Bir gaz içinde elektronlar ve pozitif veya negatif iyonlar çeşitli şekillerde meydana gelebilir. Bunlara elektrikli parçacıklar denir. Doğal ışıma, kozmik ışınlar ve güneş ışığından gelen morötesi ışınlar sebebiyle havada, deniz seviyesinde 1 cm^3 'te 8-10 serbest elektron bulunmaktadır. Düzgün olmayan alanda, elektrot açıklığının büyük olduğu durumlarda, katot etkisi olmayacağından elektron çıkışı başlatan elektronlar bu tür serbest elektronlardır. Diğer iyonlaşma türleri çarpma ile iyonlaşma, ışıma ile (foto) iyonlaşma, ısı (termik) iyonlaşma ve yüzeysel iyonlaşmadır.

2.3.1. Çarpma ile iyonlaşma

Kütlesi m ve etkin hızı v_{ef} olan bir elektrikli parçacık bir atom veya moleküle çarptığında, parçacığın kinetik enerjisi, içinde bulunduğu gazın iyonlaşma enerjisine eşit veya daha büyük ise çarpma iyonlaşma ile sonuçlanır, yani

$$\frac{1}{2}mv_{ef}^2 \geq W_i \quad (2.8)$$

ise çarpılan gaz atom veya molekülünden bir elektron kopar ve çarpılan gaz atom veya molekülü de pozitif iyon haline gelir. Böylece her bir çarpışmada bir elektron ve bir pozitif iyon meydana gelmiş olur. Eğer elektrikli parçacığın kinetik enerjisi gaz atomu veya molekülünün iyonlaşma enerjisinden küçükse gaz atomunu uyarılmış duruma gelir ve sonraki çarpışmalarla kademeli olarak enerjisi artan atom

iyonlaşabilir. Bundan başka çarpışma sonucu uyarılmış atomun temel duruma geçmesiyle açığa çıkan enerjiyi alan elektronun kinetik enerjisi gazın iyonlaşma enerjisi düzeyine ulaşırsa yine iyonlaşma olur. Ayrıca uyarılmış iki atom birbiriyle çarpıştığı zaman atomlardan birinin potansiyel enerjisi diğerine geçebilir ve enerjisi artan atom iyonlaşabilir.

2.3.2. Işıma ile (Foto) iyonlaşma

Frekansı f olan bir ışımının enerjisi, bir gazın iyonlaşma enerjisine eşit veya daha büyük ise, yani

$$h.f \geq W_i \quad (2.9)$$

ise söz konusu gazda iyonlaşma olur. Burada $h = 6.625.10^{-34}$ Js, Planck sabitidir. Buradan, görülebilir ışıkla iyonlaşma olamayacağı, bununla beraber morötesi ışıkla iyonlaşma olabileceğini söylenebilir. Bu tür iyonlaşmada da kademeli iyonlaşma olabilir.

2.3.3. Isıl (Termik) iyonlaşma

Bir gazın sıcaklığı yükseltirirse, parçacıkların hızı ve böylece kinetik enerjileri artar. Bunun sonucu olarak çarpma ile iyonlaşma meydana gelir veya kızgın duruma gelen gazın ısımasıyla (foto iyonlaşma ile) söz konusu gaz atom veya molekülleri iyonlaşabilir.

2.3.4. Yüzeysel iyonlaşma

Bir metal yüzeyinden elektron koparılmasına yüzeysel iyonlaşma adı verilir. Bunun için metal yüzeyine metalin çıkış işi veya çıkış enerjisi adı verilen enerjiye eşit veya ondan daha büyük bir enerji verilmesi gerekir. Bu enerji metali ısıtarak, metal yüzeyini elektrikli parçacıklarla bombardıman ederek, metal yüzeyini kısa dalga boylu ışınlarla (fotonlar ile) bombardıman ederek veya kuvvetli bir dış elektrik alanı etkisiyle verilebilir.

Gazlarda iyonlaşmaya zıt olaylar da vardır. Gaz içinde meydana gelen elektrikli parçacıklar hareket yetenekleri (devingenlikleri), yayılma (difüzyon) ve yeniden birleşme (rekombinasyon) özelliklerinden dolayı bulundukları bölgeden uzaklaşma ve yok olma eğilimindedirler. Örneğin bir gaz içinde belirli bir bölgede elektrikli parçacık yığılması meydana gelmişse bu parçacıkların yayılması sonucu bölgedeki yoğunluk zamanla azalır, yani yoğunluğun çok olduğu bölgeden yoğunluğun az olduğu bölgeye doğru parçacık akımı olur. Buna yayılma (difüzyon) adı verilir.

2.4. Townsend Boşalma Teorisi

Burada, önce düzgün elektrik alanındaki boşalma olayı incelenecektir. Basıncı p olan gaz içinde, hiç elektron bulunmadığı ve elektronların ortalama hızlarının moleküllerin ortalama termik hızlarından çok büyük olduğu kabul edilecektir. Buna göre bir elektrik akımı ancak, katot yüzeyinden elektron koparılmasıyla mümkündür. Katot yüzeyinden koparılan bu elektronlara başlangıç elektronu adı verilir. Gaz basıncı arttıkça elektronların moleküllerle çarpışma sayısı da artar. Dolayısıyla kinetik enerjileri ve hızları küçülür. Hızın, alçak basınçtaki hız büyüklüğüne çıkarılması için elektrik alanın, dolayısıyla gerilimin bir miktar artırılması gerekir.

2.4.1. Elektronun iyonlaştırma sayısı

Boşalma olayında elektronların iyonlaştırma sayısının büyük önemi vardır. Bir elektronun elektrik alanı doğrultusunda 1 cm'lik yol gitmesi halinde çarpma ile meydana getirdiği iyon çifti sayısına Townsend'in birinci iyonlaştırma katsayısı denir ve α ile gösterilir. Bu katsayının belirlenmesinde Townsend'e göre şu kabuller yapılır [1-6, 8, 15-17, 24]:

- 1) Elektronun kinetik enerjisi söz konusu gazın iyonlaşma enerjisinden küçük ise, çarpışmada iyonlaşma meydana gelmez, büyükse gelir.
- 2) Elektron her çarpışmada bütün kinetik enerjisini kaybeder ve yeni hareketine sıfır hız ile başlar.
- 3) Elektron, elektrik alan doğrultusunda hareket eder.

Eğer q yüküne sahip bir elektron, E elektrik alanının etkisi altında çarpışmadan λ_i yolunu kat ederse, bu yolda $E \cdot q \cdot \lambda_i$ enerjisini biriktirir. Bu enerji gazın iyonlaşma enerjisine eşit veya büyükse bu durumda gaz molekülü iyonlaşır; yani

$$q \cdot E \cdot \lambda_i \geq W_i \quad (2.10)$$

veya

$$E \cdot \lambda_i \geq U_i \quad (2.11)$$

ise gaz iyonlaşır. Demek ki, bir elektron bir molekülle çarpışmadan önce

$$\lambda_i \geq \frac{U_i}{E} \quad (2.12)$$

yolunu kat etmelidir. Ortalama serbest yolu $\bar{\lambda}$ olan bir elektronun, üstel hız dağılımına göre, serbest yolunun λ_i veya daha büyük olması olasılığı

$$p(\lambda) = e^{-\lambda_i/\bar{\lambda}} \quad (2.13)$$

dır. Bu aynı zamanda bir çarpışmanın iyonlaşma ile sonuçlanması olasılığını gösterir. Elektron 1 cm uzunlukta ortalama $1/\bar{\lambda}$ çarpıştığından, elektronun iyonlaştırma sayısı

$$\alpha = \frac{1}{\bar{\lambda}} e^{-\lambda_i/\bar{\lambda}} \quad (2.14)$$

olur. Sabit sıcaklıkta

$$\frac{1}{\bar{\lambda}} = A \cdot p \quad (2.15a)$$

ve

$$A \cdot U_i = B \quad (2.15b)$$

konursa

$$\alpha = A \cdot p \cdot a \cdot e^{-\frac{B \cdot p}{E}} = A \cdot p \cdot a \cdot e^{-\frac{B}{E/p}} \quad (2.16)$$

şekline girer [4]. Burada A ve B, gazın cinsine ve sıcaklığına bağlı sabitler, p ise gaz basıncıdır. Hava için 20 °C'de $A = 14.6 \text{ 1/cm.mmHg}$ ve $B = 365 \text{ V/cm.mmHg}$ alınabilir. Buradan görüldüğü gibi α/p , E/p 'nin fonksiyonudur. Bu yüzden denklem (2.16) genel olarak

$$\frac{\alpha}{p} = f(E/p) \quad (2.17)$$

şeklinde yazılabilir.

2.4.2. Elektron çığı

Bu altbölümde katottan $v_0 = 0$ hızı ile çıkan bir elektronun, çarpma ile iyonlaşarak çoğalması açıklanacaktır. Katottan çıkan elektron, birinci çarpışmada 2 elektron ve bir pozitif iyon, ikinci çarpışmada 4 elektron ve iki pozitif iyon, üçüncü çarpışmada 8 elektron ve 4 pozitif iyon v.b... meydana getirir. Her bir çarpışma sonundaki toplam pozitif iyon sayısı 1, 3, 7, 15 vb. şeklinde, k. çarpışma sonundaki elektron sayısının 1 eksiği kadardır. Buna göre, x yolundaki iyonlaşma (çarpışma) yerleri sayısı k ile gösterilirse bir başlangıç elektronundan 2^k adet elektron ve $2^k - 1$ adet pozitif iyon meydana gelir.

Bir elektronun, elektrik alan doğrultusunda 1 cm'lik yolda çarpma ile oluşturduğu iyon çifti sayısı α olduğundan, dx yolundaki iyon çifti sayısı $\alpha \cdot dx$ olur. Buna göre, x yolunda k adet çarpışma olduğuna göre iyon çifti sayısı

$$\alpha = \frac{k}{x} \quad (2.18)$$

olur. Buradan, k yerine αx yazarsak, bir elektronun x yolunu kat etmesi halinde, elektrotlar arasında $2^{\alpha x}$ adet elektron ve $2^{\alpha x} - 1$ adet pozitif iyon meydana geleceği anlaşılır. Eğer katodun 1 cm^2 'lik yüzeyinden çıkan elektron sayısı 1 değil de n_0 ise, bu durumda x yolu sonundaki elektron sayısı

$$n_x = n_0 2^{\alpha x} \quad (2.19)$$

ve pozitif iyon sayısı da

$$n_i = n_0(2^{\alpha x} - 1) \quad (2.20)$$

olur. Yine katodun 1 cm^2 'lik yüzeyinden 1 saniyede çıkan elektron sayısı n_0 olsun. Katottan x uzaklığında katoda paralel bulunan 1 cm^2 'lik yüzeyden geçen n_x elektron sayısını hesap edelim. Bir elektron 1 cm 'lik yolda α iyonlaştırma meydana getirdiğinden, dx yolundaki iyonlaştırma sayısı $\alpha \cdot dx$ olur. x uzaklığında n_x adet elektron olduğuna göre, dx aralığında iyonlaştırma sayısındaki artma $n_x \cdot dx$ 'e eşit olur; yani

$$dn_x = n_x \cdot \alpha \cdot dx \quad (2.21)$$

dir. Burada n_x sol tarafa alınıp, sol taraf n_0 'dan n_x 'e, sağ taraf ise 0'dan x 'e kadar integre edilirse,

$$n_x = n_0 e^{\alpha x} \quad (2.22)$$

bulunur. Buna göre, bir adet başlangıç elektronu ile x yolu sonunda $e^{\alpha x}$ adet elektron veya yukarıdaki kabule göre de $2^{\alpha x}$ adet elektron sayısına ulaşılmaktadır. Bir elektronun bu şekilde çoğalması bir çığa benzediğinden buna elektron çığı denir.

Denklem (2.22)'nin her iki tarafı q elektrik yükü ile çarpılırsa akım yoğunluğu denklemi elde edilir. Buna göre j_0 başlangıç akım yoğunluğu olmak üzere, katottan x uzaklığındaki j_x akım yoğunluğu,

$$j_x = j_0 e^{\alpha x} \quad (2.23)$$

olur. $x = a$ için

$$j_a = j_0 e^{\alpha a} \quad (2.24)$$

anottaki akım yoğunluğu j_a elde edilir. Bu denklem, anoda ulaşan elektron sayısının çığ gibi çoğalmasına rağmen, akımın kendi kendini beslemediğini gösterir. Çünkü dış etki kalkarsa yani $j_0 = 0$ olursa $j_a = 0$ olur. Oysa gerçekte elektrotlara uygulanan

gerilimin belirli bir değerinde boşalma kendi kendini besler. Boşalmanın kendi kendini beslemesi için, katottan çıkan bir elektronun anoda ulaşınca kadar yan olaylarla kendisi için bir yedek elektron meydana getirmesi gerekir. Bu nedenle, elektron çığının oluşumu sırasında meydana gelen pozitif iyonların etkisini de hesaba katmak gerekir.

2.4.3. Townsend'in ikinci iyonlaştırma katsayısı ve düzgün alanda delinme gerilimi

Bir pozitif iyonun elektrik alanı doğrultusunda 1cm'lik yol gitmesi durumunda çarpma suretiyle meydana getirdiğı iyon çifti sayısına iyonun iyonlaştırma katsayısı denir ve β ile gösterilir. Bu sayı α yanında çok küçük olduğundan çoğı kez ihmal edilebilir. Fakat bir pozitif iyonun katot yüzeyinden kopardığı elektron sayısı ihmal edilemez. Bu sayı γ ile gösterilir ve Townsend'in ikinci iyonlaştırma katsayısı adını alır.

Bir elektron, katottan çıkıp anoda varıncaya kadar $e^{\alpha x}$ adet elektron ve $(e^{\alpha x} - 1)$ adet pozitif iyon meydana getirdiğinden, $(e^{\alpha x} - 1)$ adet pozitif iyonun katottan koparacağı elektron sayısı

$$\gamma(e^{\alpha a} - 1) \quad (2.25)$$

olur. Eğer bu sayı 1'e eşit ise boşalma kendi kendini besler. Çünkü katottan çıkan bir elektron, anoda ulaşınca kadar kendisi için bir yedek elektron meydana getirmiş demektir. Buna göre,

$$\gamma(e^{\alpha a} - 1) = 1 \quad (2.26)$$

denklemine boşalmanın kendi kendini besleme koşulu denir. Bu denklem,

$$\alpha \cdot a = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (2.27)$$

şeklinde de yazılabilir. Burada, αa elektronun toplam iyonlaştırma katsayısını gösterir.

2.5. Kanal Boşalma Teorisi

Townsend Teorisinin büyük açıklıklı elektrot sistemlerindeki boşalma olaylarını açıklamakta yetersiz kalması araştırmacıları bu yönde deneysel çalışmalara yöneltmiştir. Bu çalışmalar sonunda 1939'da Meek ve Loeb [20] tarafından, aynı anda Raether [22] tarafından, düzgün alanlı elektrot sistemlerindeki elektriksel boşalma olaylarını daha iyi açıklayabilen bir teori öne sürülmüştür. Kanal Teorisi adı verilen bu teori daha sonra 1970'lerde Nasser [24] tarafından düzgün olmayan alanlı elektrot sistemlerindeki boşalma olaylarını açıklayacak şekilde geliştirilmiştir. Bugün bu teori, Townsend teorisini tamamlayıcı bir teori olarak boşalma olaylarının fiziksel gelişimini açıklayabilen tek teori olarak varlığını sürdürmektedir.

Büyük elektrot açıklıklarında deneyde bulunan boşalma süresi, Townsend boşalması ile açıklanamaz. Kanal Teorisine göre boşalma olayında, pozitif iyonların meydana getirdiği elektrik alanının büyük etkisi vardır.

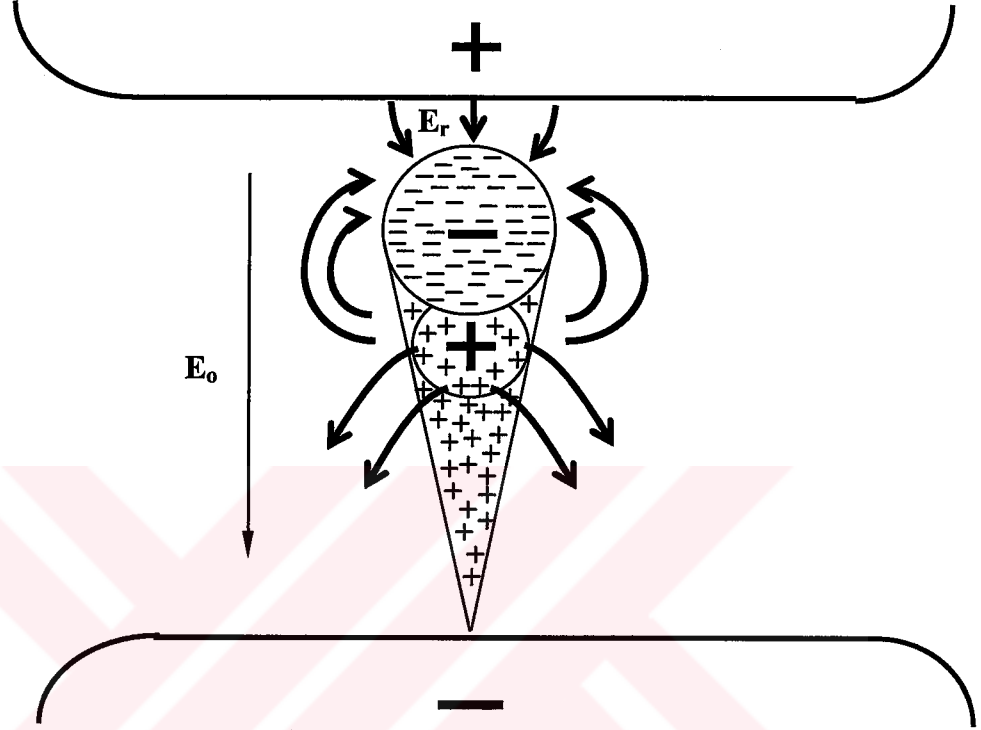
2.5.1. Düzgün elektrik alanında kanal boşalması

Yüksek basınçta ve büyük elektrot açıklıklarında katot yakınında meydana gelen her serbest elektron, bundan önce Townsend boşalmasında olduğu gibi, bir elektron çıgı meydana getirir. Elektron çıgı ile pozitif iyonlar yüksek basınçta daha küçük hacme sıkışır. Dolayısıyla pozitif iyonların meydana getirdiği elektrik alanı büyür. Bir elektron çıgı ilke olarak baş tarafta uçuşan bir elektron bulutu ile bunun arkasında kalan pozitif iyonlardan meydana gelir (Şekil 2.2). Düzgün alanda boşalma, çıg aşaması, kanal aşaması ve ana boşalma aşaması adı verilen üç aşamada meydana gelir.

Raether [22], havanın delinmesi için gerekli boşalma kanalının, katottan başlayan elektron çığının anoda ulaşmasıyla meydana geldiğini kabul etmiş ve koşul olarak

$$\alpha a = 17.7 + \ln a \quad (2.28)$$

formülünü vermiştir. Burada α , Townsend'in birinci iyonlaştırma katsayısı, a ise elektrot açıklığıdır. Eğer çığın boyu, kanalı başlatacak kadar büyük bir x_{kr} değerine ulaşırsa ve $x_{kr} < a$ ise boşalmanın Kanal teorisine göre geliştiği, $x_{kr} > a$ ise boşalmanın Townsend teorisine göre geliştiği sanılmaktadır.



Şekil 2.2 Düzgün alanda elektron çığının gelişmesi ve uzay yükünün elektrik alana etkisi.

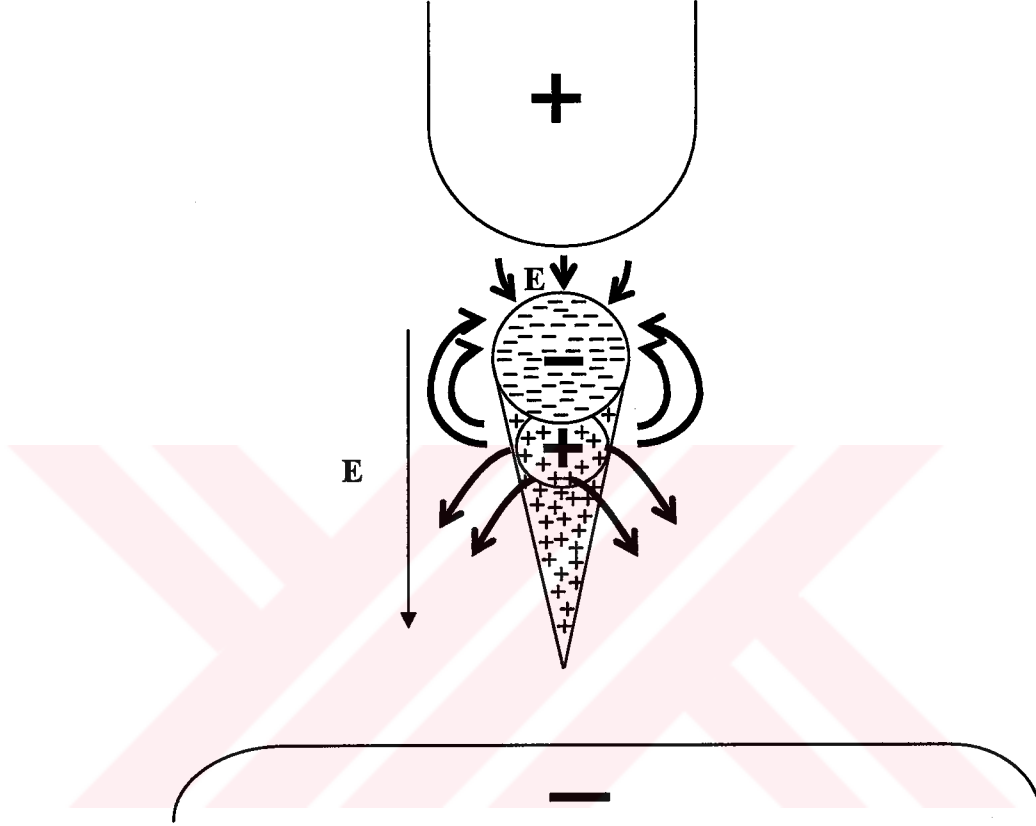
Meek [19] ise, elektron çığındaki pozitif iyonların oluşturduğu elektrik alan şiddetinin, elektrotlardaki yükler tarafından oluşturulan dış elektrik alanı değerine eşit olduğunda kanal boşalmasının başlayacağını öne sürmüştür. Delinme için Meek'in geliştirdiği formül [19, 20]

$$(\alpha/p).pa + \ln(\alpha/p) = 14.96 + \ln(E/p) - \frac{1}{2} \ln(pa) \quad (2.29)$$

dir. Burada da α Townsend'in birinci iyonlaştırma katsayısı, p gaz basıncı, a ise elektrot açıklığı ve E elektrik alan şiddetidir. Bir çok araştırmacı tarafından, kanal oluşumunun, gazın foto iyonlaşmasına bağlı olduğu gösterilmiştir [20]. Buna göre kanal, katot etkisi olmadan ilerler. Kanal boşalması, foto iyonlaşma dolayısıyla meydana gelen yeni çığlar nedeniyle, Townsend boşalmasına göre çok daha hızlı gelişir. Kanal, tek bir çığdan başlayarak hızla diğer elektroda doğru ilerleyebilir.

2.5.2. Düzgün olmayan elektrik alanında kanal boşalması

Düzgün elektrik alanında boşalma, daima, katotta veya elektrotlar arası ortamda meydana gelen bir serbest elektron yardımıyla başlar. Düzgün olmayan elektrik alanındaysa boşalma, eğrilik yarıçapı küçük olan elektrodun kutbiyetine bağlıdır.



Şekil 2.3. Pozitif çubuk-düzlem elektrot sisteminde elektron çığının gelişmesi.

Negatif çubuk-pozitif düzlem elektrot halinde elektron çığı doğrudan doğruya katottan yani çubuk elektrot ucundan başlar ve anot (düzlem elektrot) doğrultusunda gelişir. Bu sırada çığ başının arka tarafında kalan pozitif yükler elektrik alanını katot doğrultusunda kuvvetlendirirken, anot doğrultusunda da zayıflatırlar bunun sonucu olarak iyonlaşma bölgesi katoda doğru kayar; dolayısıyla kanalın anot doğrultusunda gelişmesi güçleşir.

Pozitif çubuk-negatif düzlem elektrot halinde ise boşalmanın oluşumu başka bir karakter gösterir (Şekil 2.3). Burada birinci elektron çığı, elektrotlar arası açıklıkta çubuk elektrottan belirli bir uzaklıkta meydana gelir ve çubuk elektroda doğru gelişir. Çığın elektronları pozitif çubuk elektrotta nötrleşirken, pozitif iyonlar da negatif düzlem elektrot doğrultusunda elektrik alanını kuvvetlendirirler. Böylece

iyonlaşma bölgesi, negatif düzlem elektroda doğru kayar ve kanalın gelişmesi kolaylaşır. Bu yüzden çubuk düzlem elektrot sisteminde, pozitif çubuk durumundaki delinme gerilimi her zaman negatif çubuk durumundakinden daha küçüktür.

2.5.3. Boşalma süresi

Bir elektrot sistemine çok kısa bir süre bir gerilim uygulanırsa, bu gerilim elektrotlara uzun süre uygulanan delinme geriliminden büyükte olsa, bir boşalma meydana gelmeyebilir. Boşalma için yalnızca yeterli yükseklikte bir gerilime değil, aynı zamanda yeterli uzunlukta uygulama süresine ihtiyaç vardır. Bir boşalmanın olması için her şeyden önce serbest elektronlara gereksinim vardır. Eğer elektrotlara gerilim uygulandığı anda ortamda hiç serbest elektron yoksa, çarpma suretiyle iyonlaşma olmaz ve elektrotlar arası ortam yalıtkan kalır. Elektrotlara delinme geriliminden daha büyük bir gerilimin uygulandığı andan etkili bir serbest elektronun meydana geldiği ana kadar geçen süreye dağılma süresi, etkili bir serbest elektronun meydana geldiği andan boşalmanın meydana geldiği ana kadar geçen süreye boşalmanın gelişme süresi denir. Gelişme süresi, çıkış süresi, kanal süresi ve ana boşalma süresinden oluşur. Boşalma süresi yaklaşık olarak gelişme süresine, o da yaklaşık olarak çıkış süresine eşit alınır.

Buraya kadar, tezde sözü edilen boşalma olaylarının anlaşılması için, gazlarda boşalma olaylarında geçerli olan iki temel teori hakkında bilgi verilmiştir. Bundan sonraki bölümde, tezde korona başlangıç geriliminin hesabını yapabilmek için yöntem olarak kullanılan Yük Benzetim Yöntemiyle statik elektrik alan hesabı açıklanacaktır.

BÖLÜM 3 YÜK BENZETİM YÖNTEMİYLE STATİK ELEKTRİK ALAN HESABI

Gazlarda boşalma olaylarının analizinde statik elektrik alan hesabının çok önemli bir yeri vardır. Boşalma parametreleri ve boşalma başlangıç ölçütleri elektrik alan şiddetine bağlıdır. Elektrik alan şiddeti ve elektrik alan dağılımı da elektrot sistemine göre değişir. Dolayısıyla elektriksels boşalma analizi yapılacak elektrot sisteminde, öncelikle statik elektrik alan dağılımının hesabı gerekir. Statik elektrik alanın çözümü, potansiyel fonksiyonunun sağladığı Laplace denkleminin veya uzay yükü bulunan durumlarda Poisson denkleminin çözülmesiyle bulunur.

Bu nedenle bu bölüm statik elektrik alan dağılımının hesabına ayrılmıştır. Bu tezde statik elektrik alan dağılımı hesabı, sayısal bir yöntem olan Yük Benzetim Yöntemiyle yapılmıştır. Bununla beraber bu iş için diğer sayısal yöntemler de kullanılabilir.

3.1 Yük Benzetim Yöntemi

Statik elektrik alanların bilgisayar yardımıyla sayısal yöntemler kullanarak çözümü yaygın bir uygulamadır [77-127]. Kullanılan çeşitli sayısal yöntemler içinde Yük Benzetim Yöntemi (YBY) diğerlerine göre üstünlükleri ve uygulama kolaylığı nedeniyle son yıllarda öne çıkmıştır [101-127]. YBY'de, elektrotlar yüzeyine fiziksel olarak dağılmış yüklerin yarattığı gerçek elektrik alanın benzetimi, elektrotlar içerisine yerleştirilen belirli sayıda ayrı elektrik yükleri ile yapılır. Bu yöntemle, uygulamadaki pek çok statik elektrik ve çok düşük frekanslı (kuasi-statik) elektrik alan problemi büyük bir doğrulukla hesaplanabilmektedir.

Elektrot sisteminin basit olduğu (örneğin eşeksenli silindrsel veya eşmerkezli küresel elektrot sistemi gibi) problemlerde Laplace denklemi analitik olarak çözülebilir. Bununla beraber, endüstriyel uygulamalardaki aygıtlarda, elektrotların ve yalıtkanların geometrik şekli çok karmaşık olduğundan analitik çözümler bulmak çok

zor ya da imkansızdır. Böyle durumlarda elektrik alanın hesabı, Laplace veya Poisson denkleminin sayısal yöntemlerle çözümünü gerektirir. Analitik yöntemde, doğrudan çözümle tam sonuç elde edilir. Çözüme genellikle çok emek harcayarak ulaşılır. Sayısal yöntemlerde ise belirli bir hata ile yaklaşık sonuç elde edilir.

Mevcut sayısal yöntemler, genellikle Laplace veya Poisson denkleminin diferansiyel veya integral şeklinin çözümüne dayanır. Bunlar,

- Sonlu Farklar Yöntemi (SFY),
- Sonlu Elemanlar Yöntemi (SEY),
- Monte Carlo Yöntemi (MCY),
- Görüntü Yöntemi (GY)
- Moment Yöntemi (MY),
- Yüzeysel Yük Benzetim Yöntemi (YYBY),
- Yük Benzetim Yöntemi (YBY),
- Sınır Elemanları Yöntemi (SINEY)

olarak sayılabilir. Bunlardan başka elektrik alan hesabı için elektrolitik banyo yöntemi, yarıiletken kağıt yöntemi ve direnç benzetim yöntemi gibi sınırlı uygulama alanı bulan deneysel yöntemler de vardır [17]. Bunlar kullanışlı olmadıkları gibi, sonuçları da yeterli doğrulukta olmayabilir. Her sayısal yöntemin, çözülecek probleme göre üstün olan yanları ve sakıncaları vardır. Bu yüzden bunlardan hangisinin kullanılacağına karar vermek oldukça zor bir iştir.

Yük Benzetim Yöntemi (YBY)'nin, çözümü sayısal olmakla beraber, elektrik alan analitik olarak hesaplanmaktadır. Doğrudan bir çözümdür, iteratif değildir. Bu durum oldukça kolaylık sağlar ve statik elektrik alan hesabında bu yöntemin seçilmesinin önemli nedenlerinden biridir.

1950'nin başlarında Loeb [20] ve arkadaşları bir çubuk-düzlem elektrot sisteminin alan dağılımını elde etmek için benzetim yükleri kullanmışlardır. Bilgisayar

kullanılmadan çözüm yapılan bu çalışma, yük benzetim yönteminin uygulandığı ilk çalışma olarak kabul edilmektedir. Daha sonra 1968-1969'da Abou-Seada ve Nasser [23, 24], aynı elektrot sisteminin potansiyel dağılımını bu yöntemle hesaplamak için bir sayısal bilgisayar kullanmışlardır. Hemen hemen aynı zamanda Steinbigler [101] "Yük Benzetim Yöntemi" adını verdiği bu yöntemi daha kapsamlı olarak açıkladığı doktora tezini yayınlamıştır. 1975'te Zürih'te yapılan 2. Uluslararası Yüksek Gerilim Sempozyumu'ndan (2nd ISH - International Symposium on High Voltage Engineering) başlayarak bugüne kadar YBY'nin kullanımı ile ilgili pekçok çalışma yayınlanmıştır [101-127]. Bugün Yük Benzetim Yöntemi, Laplace ve Poisson denklemlerinin çözümünde etkili ve kolay bir yöntem olarak kabul edilmektedir.

Yük Benzetim Yöntemi, son yıllarda önemli gelişmeler kaydederek yüksek gerilim tekniğinde üç-boyutlu ve çok yalıtkanlı düzenlerin, eksenel simetrisi olmayan problemlerin, sınır optimizasyonu problemlerinin ve ayrıca gazlarda boşalma olaylarının oluşumunun incelenmesinde başarıyla uygulanmaktadır [102-126].

3.1.1. Yük benzetim yönteminin ilkesi

Yük Benzetim Yöntemi (Charge Simulation Method-CSM), yüksek gerilim tekniğinde statik elektrik alan hesabında yaygın olarak kullanılan sayısal yöntemlerden biridir [17].

YBY'nin temel ilkesi, herhangi bir elektrot sisteminde elektrot yüzeylerine dağılmış olan ve değeri bilinmeyen yüzeysel yüklerin oluşturduğu gerçek statik elektrik alan yerine elektrotların içerisine yerleştirilen belirli sayıda ve tipte ayrık elektrik yükünün oluşturduğu statik elektrik alanın hesaplanmasına dayanır. Bu alanlar benzerdir. Böylece gerçek yüzeysel yüklerin oluşturduğu statik elektrik alan ve potansiyel dağılımının, bilinen temel elektrik yükü tipleri (örneğin noktasal, çizgisel, halkasal yük) ile benzetimi yapılarak incelenmesi sağlanır. Yöntemde kullanılan yüklere "benzetim yükü" adı verilir. Benzetim yükleri, alan dağılımı belirlenecek olan bölgenin dışına yani elektrotların arkasına veya içine yerleştirilir. Bu yüklerin değerleri, elektrot sınırları üzerinde seçilen belirli sayıdaki sınır noktasında sınır koşullarının sağlanmasıyla hesaplanır. Çok yalıtkanlı sistemlerde yalıtkan sınır üzerinde de sınır koşulları sağlanmalıdır. Bu yüklerin oluşturduğu potansiyeller, incelenen bölge içinde Laplace veya Poisson denklemini sağladığından söz konusu

bölge içinde yüklere ilişkin çözüm tektir. Benzetim yüklerinin yerlerinin ve değerlerinin bu şekilde belirlenmesi, söz konusu bölge içinde herhangi bir noktadaki potansiyel ve statik elektrik alan değerinin kolaylıkla hesaplanmasını sağlar. Bu yöntemde, yeterli doğruluk elde etmek için çok sayıda benzetim yükü kullanılmasına ve bu yüklerin uygun yerleştirilmesine gerek vardır. Bu da, sayısal hesabı gerektirmektedir.

Yük Benzetim Yönteminin temeli elektroteknikteki toplama ilkesine dayanır. Elektrotlar içerisine yerleştirilen n adet yükün, elektrot yüzeyinde alınan bir sınır noktasında oluşturduğu potansiyeller toplanır. Sınır koşulu olarak, elektrot sınırı üzerinde, yük sayısına eşit sayıda (m adet) sınır noktasının potansiyeli alınır. Bu noktaların potansiyeli elektrot potansiyeline eşittir ve değeri bilinmektedir.

Buna göre, bir iletken bölge içerisinde, tipleri ve yerleri bilinen n adet ayrık yük varsa, elektrik alan çözümü istenen elektrotlar arasındaki yalıtkan ortamda veya elektrot sınırında i indisli herhangi bir A_i noktasındaki statik elektrik potansiyel (A_i noktasında herhangi bir yük bulunmadığı sürece), her bir yükün ayrı ayrı bu noktada oluşturduğu potansiyellerin toplamına eşittir. q_j , iletken içerisine yerleştirilen n adet ayrık yük ve V_i de elektrotlar arası ortamda herhangi bir A_i noktasındaki potansiyel olsun. Toplama ilkesine göre,

$$V_i = \sum_{j=1}^n p_{ij} \cdot q_j \quad (3.1)$$

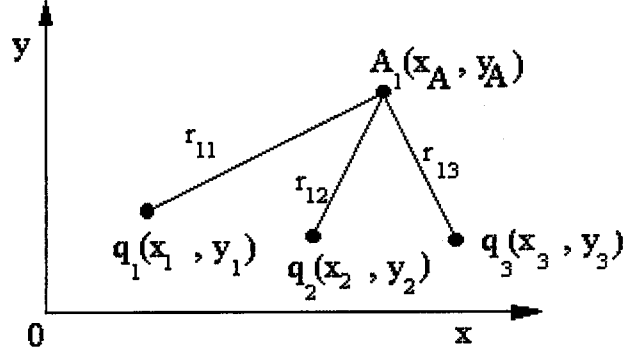
dir. Burada p_{ij} , potansiyel katsayıları adını alır ve benzetim yükleri ile potansiyeli hesaplanacak nokta arasındaki uzaklıklardan ve yalıtkan ortamın dielektrik sabitinden yararlanarak hesaplanır.

Örneğin, Şekil 3.1'deki durumda $A_1(x_A, y_A)$ noktasının potansiyeli

$$V_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon.r_{11}} \cdot q_1 + \frac{1}{4\pi\epsilon.r_{12}} \cdot q_2 + \frac{1}{4\pi\epsilon.r_{13}} \cdot q_3 \quad (3.2)$$

$$V_1 = p_{11} \cdot q_1 + p_{12} \cdot q_2 + p_{13} \cdot q_3 \quad (3.3)$$

bağıntısıyla verilmektedir. Burada ϵ , yalıtkan ortamın dielektrik sabitidir. r_{ij} ise i. sınır noktası ile j. yük arasındaki uzaklıktır.



Şekil 3.1. Üç adet noktasal yük (q₁, q₂, q₃) bir noktadaki (A₁ noktasındaki) potansiyelin hesabı.

Eğer A₁ noktası elektrot yüzeyi üzerinde alınmış bir nokta ise bu noktaya "sınır noktası" adı verilir. Sınır noktasının potansiyeli elektrot potansiyeli olan V_e'ye eşit alınır. Böylece, elektrot potansiyeli bilindiğine göre yük sayısı ile aynı sayıdaki (m adet) sınır noktası için potansiyel ifadesi yazılırsa, n adet bilinmeyen (benzetim yükü) için m adet denklemden oluşan

$$[p] \cdot [q] = [V] \quad (3.4)$$

lineer denklem sistemi elde edilir. Burada [p] potansiyel katsayıları matrisi, [q] yüklerden oluşan sütun matris ve [V] ise sınır noktalarının bilinen potansiyellerinden oluşan sütun matristir. YBY'de, genellikle m sınır noktası sayısı, n benzetim yükü sayısına eşit (m = n) alınır. Elektrotların keskin kenar ve sivri uçları gibi yerlerde doğruluğu arttırmak için m > n şeklinde uygulamalar da vardır.

Simetrik yapıda olmayan (3.4) denklemi, Yük Benzetim Yönteminin temel denklemidir. Bu denklem sistemi, örneğin Gauss İndirgeme Yöntemi gibi doğrudan çözüm veren bir yöntemle çözülerek q yüklerinin değeri belirlenir. Yüklerin değeri belirlendikten sonra bu yüklerin, elektrot yüzeyinin her yerinde sınır koşullarını sağlayıp sağlamadığını kontrol etmek gerekir. Çünkü denklem (3.4)'ü çözmek için gerçek elektrot sistemi yerine yalnızca m adet ayrık sınır noktası kullanıldığından, elektrot yüzeyi üzerinde sınır noktaları dışındaki herhangi bir noktanın potansiyeli bu

yüklerle hesaplandığında elde edilen potansiyel, gerçek elektrot potansiyelinden farklı olabilir. Bu nedenle, benzetimin doğruluğunu belirlemek için elektrot yüzeyinde sınır noktaları dışındaki potansiyeli bilinen belirli sayıda "kontrol noktası"nın potansiyeli denklem (3.1) ile çözülür. Elde edilen potansiyellerle verilen sınır potansiyelleri (elektrot potansiyeli) arasındaki farka "potansiyel hatası" adı verilir ve bunun değeri benzetimin doğruluğu için bir ölçüttür. Yeterli doğruluk elde edilmişse benzetim tamamlanmış demektir ve bu yüklerle yalıtkan bölge içerisindeki herhangi bir noktanın potansiyeli ve statik elektrik alan değeri kolaylıkla hesaplanabilir. Eğer potansiyel hatası kabul edilebilir değerden büyükse aşağıdaki değişkenlerden bir veya birkaçının değiştirilmesiyle hesaplamalar tekrarlanarak yeni yük değerleri belirlenir. Değişkenler:

1. Benzetim yüklerinin sayısı,
2. Benzetim yüklerinin yerleri,
3. Benzetim yüklerinin tipi,
4. Sınır noktalarının sayısı ve yerleridir.

Bu değişkenlerin nasıl etki ettiği, YBY'nin doğruluğu ile ilgili 3.1.3 kısmında açıklanacaktır. Benzetim tamamlandığında herhangi bir noktanın potansiyeli denklem (3.1) ile hesaplanır. Statik elektrik alan şiddeti ise, çeşitli doğrultulardaki bileşenlerinin toplanmasıyla vektörel olarak hesaplanır. Statik elektrik alan ifadeleri, potansiyel katsayıları ifadelerinin çeşitli doğrultulardaki kısmi türevleri alınarak elde edilir. Örneğin kartezyen koordinat sisteminde herhangi bir A_i noktasındaki iki boyutlu E_i elektrik alanı

$$\begin{aligned}
 \vec{E}_i &= \left(\sum_{j=1}^n \frac{\partial p_{ij}}{\partial x} \cdot q_j \right) \cdot \vec{i}_x + \left(\sum_{j=1}^n \frac{\partial p_{ij}}{\partial y} \cdot q_j \right) \cdot \vec{i}_y \\
 &= \left(\sum_{j=1}^n (f_{ij})_x \cdot q_j \right) \cdot \vec{i}_x + \left(\sum_{j=1}^n (f_{ij})_y \cdot q_j \right) \cdot \vec{i}_y \\
 &= (E_i)_x \cdot \vec{i}_x + (E_i)_y \cdot \vec{i}_y
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

bağıntısıyla hesaplanabilir [117]. Burada n yük sayısı; $(f_{ij})_x$ ve $(f_{ij})_y$ alan katsayıları; $\vec{i}_x$ ve $\vec{i}_y$ ise x ve y doğrultularındaki birim vektörlerdir.

Silindirsel koordinat sisteminde ise, eksenel simetrinin göz önüne alındığı alan problemlerinde herhangi bir noktadaki iki boyutlu elektrik alanı

$$\begin{aligned}\vec{E}_i &= (E_i)_r \cdot \vec{i}_r + (E_i)_z \cdot \vec{i}_z = \left(\sum_{j=1}^n \frac{\partial p_{ij}}{\partial r} \cdot q_j \right) \cdot \vec{i}_r + \left(\sum_{j=1}^n \frac{\partial p_{ij}}{\partial z} \cdot q_j \right) \cdot \vec{i}_z \\ &= \left(\sum_{j=1}^n (f_{ij})_r \cdot q_j \right) \cdot \vec{i}_r + \left(\sum_{j=1}^n (f_{ij})_z \cdot q_j \right) \cdot \vec{i}_z\end{aligned}\quad (3.6)$$

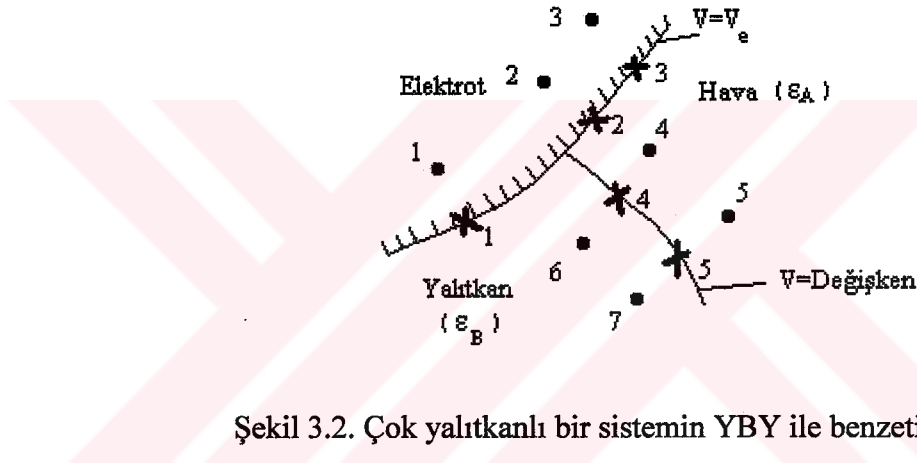
bağıntısıyla hesaplanabilir [117]. Burada n yük sayısı; $(f_{ij})_r$ ve $(f_{ij})_z$ alan katsayıları; $\vec{i}_r$, $\vec{i}_z$ ise r ve z doğrultularındaki birim vektörlerdir.

Birçok problemde bir iletken sistemi ile sıfır potansiyelli sonsuz düzlem arasındaki elektrik alanın incelenmesi gerekir. Böyle problemlerde, her bir yükün, sıfır potansiyelli düzleme göre görüntüsü alınarak YBY, görüntü yöntemi ile birlikte kullanılır. Böylece sıfır potansiyelli düzlem için ayrıca yük kullanılmaz ve toplam yük sayısında önemli bir azalma olur.

Çok yalıtkanlı problemlerde ise iletkenlerden başka yalıtkan sınırların da benzetiminin yapılması gerekmektedir. Böyle problemlerde yük değerlerinin hesaplanmasında yalıtkan sınırlardaki sınır koşulları da göz önüne alınır. Bu yüzden, iki veya daha fazla yalıtkindan oluşan bir sistem için YBY ile elektrik alan hesapları biraz karmaşıkmaktadır. Bunun sebebi, gerilim altındaki bir yalıtkan içerisinde dipollerin ortaya çıkmasıdır. Bir yalıtkinda dipoller elektrik alan tarafından yeniden dizilirler. Bunlar yalıtkanın iç kısmında birbirlerini yok ederken yalıtkanın yüzeyinde bir yüzeysel yük oluşmasına sebep olurlar. Bu yüzden elektrotların benzetiminden başka, her bir yalıtkan sınırının (yalıtkanlar arasındaki sınır) da ayrık yüklerle benzetiminin yapılması gerekir.

Yöntemin çok yalıtkanlı sistemlere uygulamasını açıklamak için, Şekil 3.2'de gösterildiği gibi az sayıda benzetim yükü bulunan iki yalıtkanlı basit bir örnek

seçilmiştir [17, 117]. Elektrotta n_E adet sınır noktası ve aynı sayıda yük vardır. Bunlardan n_{ED} adedi yalıtkan tarafındadır (1 numaralı sınır noktası) ve $n_E - n_{ED}$ adedi ise hava tarafındadır (2 ve 3 numaralı sınır noktaları). Burada n_E adet yük, her iki ortamdaki yani hem yalıtkindaki hem de havadaki potansiyellerin ve elektrik alan şiddetlerinin hesabında kullanılır. Yalıtkan sınırında n_B adet sınır noktası (4 ve 5 numaralı sınır noktaları) ile havada n_B adet yük (4 ve 5 numaralı yükler, bunlar yalıtkan için geçerlidir) ve yalıtkinda n_B adet yük (6 ve 7 numaralı yükler, bunlar hava için geçerlidir) vardır. Toplam olarak $n_C = n_E + n_B (= 5)$ adet sınır noktası ve $n_q = n_E + 2n_B (= 7)$ adet yük vardır.



Şekil 3.2. Çok yalıtkanlı bir sistemin YBY ile benzetimi.

Benzetim yüklerinin belirlenmesi için gerekli denklem sistemi, sağlanması gereken sınır koşullarından yararlanılarak oluşturulur:

1. Elektrot ile yalıtkan arasındaki sınır noktasının (1 numaralı nokta) potansiyeli V_e olmalıdır (V_e elektrot potansiyeli).
2. Elektrot ile hava arasındaki sınır noktalarının (2 ve 3 numaralı nokta) potansiyeli V_e olmalıdır.
3. Yalıtkan sınırındaki sınır noktalarının potansiyeli bilinmemektedir, fakat her bir sınır noktası için havada (V_A) ve yalıtkinda (V_D) aynı olmalıdır. Böylece hava-yalıtkan sınırı için $V_A = V_D$ dir. Burada V_A hesaplanırken hava tarafındaki benzetim yükleri (4 ve 5 numaralı yükler) hesaba katılmaz, aynı

şekilde V_D hesaplanırken yalıtkan tarafındaki benzetim yükleri (6 ve 7 numaralı yükler) hesaba katılmaz.

4. Yalıtkan sınırının sınır noktalarında (4 ve 5 numaralı sınır noktaları) hava tarafındaki alan şiddetinin normal bileşeni, yalıtkan tarafındakinden ϵ_B defa daha büyük olmalıdır

Bu örnekte, 4'ten 7'ye kadar olan yükler hava ile yalıtkan arasındaki yalıtkan sınırın benzetimi için kullanılmış iken 1'den 3'e kadar olan yükler elektrodun benzetimi için kullanılmıştır. Yalıtkan sınırda sadece iki sınır noktası (4 ve 5) seçilmişken 1'den 3'e kadar olan sınır noktaları elektrot üzerinde seçilmiştir.

Verilen bir sınır noktasındaki denklemleri yazarken sınır noktasının, içinde bulunduğu yalıtkan içerisindeki yükler göz önüne alınmaz. Örneğin, Şekil 3.2'de 1 ile gösterilen sınır noktasındaki potansiyel sadece 1'den 5'e kadar olan yüklerin oluşturduğu potansiyellerin toplanmasıyla hesaplanır. Benzer şekilde, hava tarafından bakıldığında 5 ile gösterilen sınır noktasındaki potansiyel ve elektrik alan şiddeti sadece 1'den 3'e ve 6'dan 7'ye kadar olan yüklerin oluşturduğu potansiyellerin toplamı ile hesaplanır. Böylece elde edilen $n_E + 2n_B (= 7)$ adet lineer denklem aynı sayıda bilinmeyen yükün hesabı için kullanılır.

Bu örnekten de görüldüğü gibi, çok yalıtkanlı sistemlerin benzetiminin daha karmaşık olduğu açıktır. Üstelik yalıtkan sınırlar daha karmaşık bir yapıya sahip olduğu zaman böyle bir benzetimin doğruluğu da kötüleşmektedir.

3.1.2. YBY'de benzetim yükü tipleri

YBY'nin uygulamasının başarılı olabilmesi için, diğer etkenlerin yanısıra uygun tipte benzetim yükü seçilmesi de önemlidir.

YBY'nin kullanıldığı ilk çalışmalarda noktasal yükler, sonsuz uzunlukta ve yarısonsuz uzunlukta çizgisel yükler kullanılmıştır [101, 102]. Singer ve arkadaşları [102] yaptıkları çalışmada, yoğunluğu periyodik olarak değişen halkasal yükleri ve sonlu çizgisel yükleri kullanmışlardır.

Son yıllarda çeşitli yük tipleri tanıtılmıştır [117]. Bunlar arasında eliptik silindirselsel yükler, küresel yükler, düzlemsel yükler, disk tipi yükler, sabit yük yoğunluklu halkasal yükler, hacimsel yükler, tabaka ve halka şeklinde düzlemsel yükler ve değişken yoğunluklu çizgisel yükler sayılabilir. Her yük tipinin, eksenel sferoidal yükten şekil değiştirilerek elde edilebileceği ileri sürülmektedir [106].

Bundan başka, alternatif gerilimde elektrik alan hesaplarında birçok çalışmada kompleks yükler kullanılmıştır [108-116]. Denklem (3.4)'te, sağ taraftaki $[V]$ potansiyellerinin kompleks alınması durumunda, sinüzoidal gerilim için denklem sistemi çözülür. Çözümde benzetim yükleri, gerçel (reel) ve sanal (imajiner) terimlerden oluşan kompleks sayı olarak elde edilir. Bu yüklerin kullanımı ile zamanla sinüzoidal değişen elektrik alanlar incelenebilir.

YBY'de herhangi bir yük tipini benzetim yükü olarak kullanmak için o yük tipinin potansiyel ve elektrik alan ifadelerinin bilinmesi gerekir. Bu ifadeler, yukarıda sayılan yük tipleri için literatürde verilmiştir. Yük tiplerine ilişkin elektrik alan bağıntıları Gauss teoreminden veya Coulomb yasasından yararlanılarak elde edilebilir. Elektrik alan bağıntısının bilinmesi durumunda, potansiyel tanımından yararlanarak da bir yük tipinin potansiyel bağıntısı elde edilebilir. Elektrik alan bağıntısı bilinmiyorsa yük tipine uygun bir koordinat sisteminde Laplace denklemi çözülerek potansiyel bağıntısı elde edilir. Buradan da $\vec{E} = -\vec{\nabla}V$ bağıntısından yararlanılarak elektrik alanın çeşitli doğrultulardaki bileşenleri elde edilir.

Genelde noktasal ve çizgisel yüklerin potansiyel ve alan katsayıları, hesaplama süresi az olan basit analitik ifadelerle verilebilir. Ancak daha karmaşık alan problemlerini çözmek, çözüm hızını ve doğruluğunu artırmak için başka yük tiplerini de kullanmak gerekmektedir. Karmaşık şekilli yük tipleri için potansiyel ve alan katsayılarının, zorunlu olarak sayısal bir yöntemle hesaplanması gerekebilir. Yük sayısını ve denklem sisteminin boyutunu küçültmek; simetrik ve simetrisiz üç boyutlu alanların benzetimini yapmak; çok yalıtkanlı sistemlerdeki alan hesaplarında; ince elektrotlu ve keskin kenarlı elektrot sistemlerinin benzetiminde karmaşık yük tipleri kullanılabilir.

Benzetim yükünün seçimi, elektrot sistemin geometrik yapısına, kullanılacak hesaplama araçlarına ve kişisel deneyimlere bağlıdır. Genel olarak yüksek gerilim

sistemlerinin çoğunun benzetimi, temel yük tipleri olan noktasal, çizgisel ve halkasal yükler veya bunların uygun bileşikler kullanılarak başarılı bir şekilde yapılabilir.

3.1.2.1. Noktasal yük

Statik elektrik alanında elektrik yüklerini çevreleyen kapalı bir yüzey için Gauss teoreminin integral şekli

$$\oint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = q \quad (3.7)$$

dir. Bu bağıntı, kapalı bir yüzey üzerinde hesaplanan elektrik akısının yüzeyin içinde kalan yüklerin cebirsel toplamına eşit olduğunu belirtir. Küresel simetriden dolayı elektrik akı yoğunluğu ve elektrik alan vektörleri yalnızca radyal doğrultuda olup ($D = D_r$, $E = E_r$) akı ve alan çizgileri küre yüzeyini her noktada dik olarak keser. Buna göre Gauss teoremi noktasal yükü çevreleyen r yarıçaplı küre yüzeyine uygulanırsa,

$$\oint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = D \cdot \oint_S dS = q \quad (3.8)$$

elde edilir. Bu denklemden görüldüğü gibi, dS yüzey elemanının S küre yüzeyi boyunca integrali bu küre yüzeyinin alanını verir. Bu, denklem (3.8)'de kullanılır ve düzenlenirse elektrik akı yoğunluğu,

$$D = D_r = \frac{q}{4\pi r^2} \quad (3.9)$$

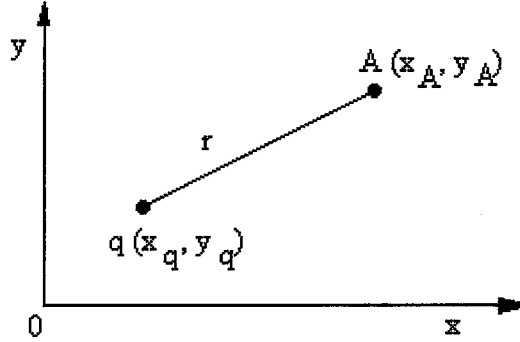
şeklinde elde edilir. $D = \epsilon \cdot E$ bağıntısından noktasal yükün elektrik alan bağıntısı,

$$E = E_r = \frac{D}{\epsilon} = \frac{q}{4\pi\epsilon r^2} \quad (3.10)$$

şeklinde bulunur. Burada ϵ , yalıtkan ortamın dielektrik sabitidir. r ise noktasal yük ile elektrik alanı hesaplanan nokta arasındaki uzaklıktır. Potansiyel için ise,

$$V = \int_r^{\infty} \vec{E} \cdot d\vec{r} = \frac{q}{4\pi\epsilon} \int_r^{\infty} \frac{dr}{r^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon r} \quad (3.11)$$

bağıntısı bulunur. Bu bağıntı noktasal yükün kendisinden r uzaklıktaki bir noktada oluşturduğu potansiyeli verir. Burada referans nokta olarak sonsuzdaki bir nokta alınmıştır. Referans olarak genellikle sonsuzdaki bir nokta veya toprak seçilir.



Şekil 3.3. Kartezyen koordinat sisteminde noktasal yük.

Şekil 3.3'den yararlanarak, denklem (3.11)'de q yükü dışındaki terimler alınır ve potansiyel ifadesi $V = p \cdot q$ şeklinde yazılırsa, noktasal yükün potansiyel katsayısı

$$p = \frac{1}{4\pi\epsilon r} \quad (3.12)$$

şeklinde tanımlanır [117]. Burada

$$r = \sqrt{(x_A - x_q)^2 + (y_A - y_q)^2} \quad (3.13)$$

$$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r \quad (3.14)$$

$$\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12} \text{ F/m} \quad (3.15)$$

dir. Burada, ϵ_r yalıtkan ortamın bağıl dielektrik sabiti, ϵ_0 ise boşluğun dielektrik sabitidir. Bu tezdeki hesaplarda, havanın bağıl dielektrik sabiti 1,0006 olarak alınmıştır.

Noktasal yükün elektrik alanının x ve y bileşenleri ise, potansiyel ifadesinin x'e göre ve y'ye göre kısmi türevleri alınarak elde edilir. Buna göre,

$$E_x = -\frac{\partial V}{\partial x} = -\frac{\partial p}{\partial x} \cdot q = f_x \cdot q \quad (3.16)$$

$$E_y = -\frac{\partial V}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} \cdot q = f_y \cdot q \quad (3.17)$$

elde edilir. Buradan, herhangi bir i. sınır noktasındaki elektrik alanı

$$E_{i_x} = \sum_{j=1}^n (f_{ij})_x \cdot q_j \quad (3.18)$$

$$E_{i_y} = \sum_{j=1}^n (f_{ij})_y \cdot q_j \quad (3.19)$$

$$E_i = \sqrt{E_{i_x}^2 + E_{i_y}^2} \quad (3.20)$$

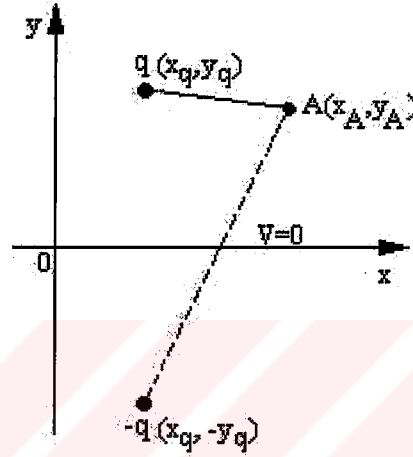
$$\theta_i = \arctg(E_{i_y} / E_{i_x}) \quad (3.21)$$

bağıntılarından hesaplanabilir [117]. Burada θ , elektrik alan vektörünün, radyan cinsinden açısıdır. Bu açı, elektrot sınırında 90 derecedir yani alan çizgisi elektrot yüzeyine dik olmalıdır. f_{ij_x} ve f_{ij_y} ise noktasal yükün, x ve y doğrultusundaki alan katsayıları adını alır. Alan katsayıları, potansiyel katsayısının x ve y doğrultusundaki türevleri alınarak

$$f_x = -\frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\sqrt{(x_A - x_q)^2 + (y_A - y_q)^2}} \right) = \frac{x_A - x_q}{4\pi\epsilon r^3} \quad (3.22)$$

$$f_y = -\frac{\partial p}{\partial y} = -\frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\sqrt{(x_A - x_q)^2 + (y_A - y_q)^2}} \right) = \frac{y_A - y_q}{4\pi\epsilon r^3} \quad (3.23)$$

şeklinde elde edilir [117]. Silindrsel koordinat sistemindeki bağıntılar ise, bu bağıntılarda x yerine r ve y yerine z yazılarak elde edilebilir. Bağıntılarda görüntü yükleri hesaba katılmamıştır. Bir elektrot sisteminde düzlem elektrot sıfır potansiyelli sonsuz düzlem olarak alınırsa, sonsuz düzlemin benzetimi için fazladan benzetim yükü kullanmak yerine benzetim yüklerinin x eksenine göre görüntüleri alınır. Buna göre herhangi bir (x_q, y_q) koordinatındaki benzetim yükü için $(x_q, -y_q)$ koordinatında $-q$ yükü alınır. Böylece $x = 0$ sonsuz düzleminin potansiyeli sıfır olur.



Şekil 3.4. Kartezyen koordinat sisteminde noktasal yük ve görüntüsü.

Şekil 3.4'ten yararlanarak, görüntü yükünün etkisi hesaba katılırsa, noktasal yükün potansiyel ifadesi,

$$V = \frac{q}{4\pi\epsilon} \left(\frac{1}{\sqrt{(x_A - x_q)^2 + (y_A - y_q)^2}} - \frac{1}{\sqrt{(x_A - x_q)^2 + (y_A + y_q)^2}} \right) \quad (3.24)$$

şeklinde yazılabilir. Elektrik alanın x ve y bileşenleri ise sırasıyla

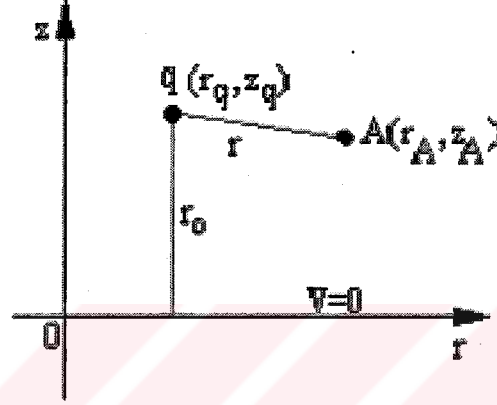
$$E_x = \frac{q}{4\pi\epsilon} \left(\frac{x_A - x_q}{\sqrt{(x_A - x_q)^2 + (y_A - y_q)^2}^3} - \frac{x_A - x_q}{\sqrt{(x_A - x_q)^2 + (y_A + y_q)^2}^3} \right) \quad (3.25)$$

$$E_y = \frac{q}{4\pi\epsilon} \left(\frac{y_A - y_q}{\sqrt{(x_A - x_q)^2 + (y_A - y_q)^2}^3} - \frac{y_A + y_q}{\sqrt{(x_A - x_q)^2 + (y_A + y_q)^2}^3} \right) \quad (3.26)$$

şeklinde yazılabilir. Elektrik alanın genliği denklem (3.20)'den hesaplanabilir. Bu tezdeki hesaplarda, noktasal yükün görüntüleri de göz önüne alınmıştır.

3.1.2.2. Sonsuz çizgisel yük

Yarıçapı sonsuz küçük ve düzgün yük dağılımlı çok uzun doğrusal bir iletken, sonsuz çizgisel yük olarak alınabilir (Şekil 3.5). Toplam yükü Q olan l uzunluğundaki bir çizgisel yükün yük yoğunluğu $q = Q / l$ 'dir.



Şekil 3.5. Silindirsel koordinat sisteminde sonsuz çizgisel yük.

Çizgisel yükü çevreleyen r yarıçaplı eşeksenli bir silindire Gauss teoremi uygulanırsa elektrik akı yoğunluğu,

$$D = D_r = \frac{q}{2\pi r} \quad (3.27)$$

şeklinde elde edilir. Buradan elektrik alan ve potansiyel bağıntıları sırasıyla,

$$E = E_r = \frac{D}{\epsilon} = \frac{q}{2\pi\epsilon r} \quad (3.28)$$

ve

$$V = -\frac{q}{2\pi\epsilon} \ln r + K \quad (3.29)$$

bulunur. Referans noktasının sonsuz çizgisel yüke uzaklığı r_0 ile gösterilirse, $r = r_0$ için $V_0 = 0$ olur ve K sabiti

$$K = \frac{q}{2\pi\epsilon} \ln r_0 \quad (3.30)$$

bulunur. Buradan sonsuz çizgisel yükün potansiyel bağıntısı,

$$V = -\frac{q}{2\pi\epsilon} \ln \frac{r}{r_0} = \frac{q}{2\pi\epsilon} \ln \frac{r_0}{r} \quad (3.31)$$

şeklinde elde edilir. Bu denklem $V = p.q$ şeklinde yazılırsa potansiyel katsayısı

$$p = \frac{1}{2\pi\epsilon} \ln \frac{r_0}{r} \quad (3.32)$$

olarak tanımlanır [117]. Şekil 3.4'teki silindrsel koordinat sisteminde herhangi bir $A(r_A, z_A)$ noktasının sonsuz çizgisel yüke dik uzaklığı r ,

$$r = \sqrt{(r_A - r_q)^2 + (z_A - z_q)^2} \quad (3.33)$$

dir. Burada sıfır potansiyelli düzleme uzaklık ise $r_0 = z_q$ olacaktır. Elektrik alanın ve alan katsayısının r ve z bileşenleri

$$E_r = -\frac{\partial V}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial r}.q = f_r.q \quad (3.34)$$

$$E_z = -\frac{\partial V}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z}.q = f_z.q \quad (3.35)$$

$$f_r = -\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{r_A - r_q}{2\pi\epsilon r^2} \quad (3.36)$$

$$f_z = -\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{z_A - z_q}{2\pi\epsilon r^2} \quad (3.37)$$

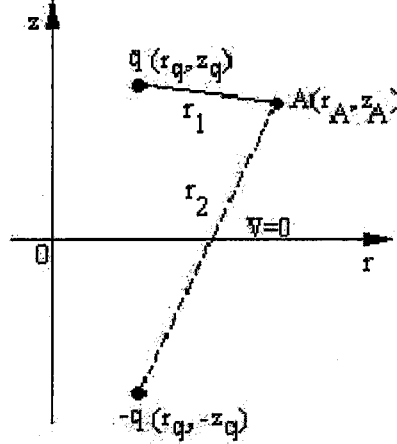
şeklinde elde edilir. Herhangi bir i . sınır noktasında elektrik alanın genliği,

$$E_i = \sqrt{E_{i_r}^2 + E_{i_z}^2} \quad (3.38)$$

bağıntısından hesaplanır. Elektrik alanın açısı ise,

$$\theta_i = \arctg(E_{i_z} / E_{i_r}) \quad (3.39)$$

bağıntısından hesaplanır. Bu bağıntılarda görüntü yüklerinin etkisi gözönüne alınmamıştır.



Şekil 3.6. Silindirsel koordinat sisteminde sonsuz çizgisel yük ve görüntüsü.

Şekil 3.6'daki sonsuz çizgisel yük ve bunun r düzlemine göre görüntü yükünün etkisi de hesaba katılırsa, herhangi bir $A(r_A, z_A)$ noktasındaki potansiyel ifadesi,

$$V = \frac{q}{2\pi\epsilon} \ln \frac{r_o}{r_1} - \frac{q}{2\pi\epsilon} \ln \frac{r_o}{r_2} = \frac{q}{2\pi\epsilon} \left(\ln\left(\frac{r_o}{r_1}\right) - \ln\left(\frac{r_o}{r_2}\right) \right) = \frac{q}{2\pi\epsilon} \ln \frac{r_2}{r_1} \quad (3.40)$$

$$V = \frac{q}{2\pi\epsilon} \ln \left(\frac{\sqrt{(r_A - r_q)^2 + (z_A + z_q)^2}}{\sqrt{(r_A - r_q)^2 + (z_A - z_q)^2}} \right) \quad (3.41)$$

şeklinde yazılabilir. Burada r_1 ve r_2 uzaklıkları,

$$r_1 = \sqrt{(r_A - r_q)^2 + (z_A - z_q)^2} \quad (3.42)$$

$$r_2 = \sqrt{(r_A - r_q)^2 + (z_A + z_q)^2} \quad (3.43)$$

dir. Elektrik alanın r ve z bileşenleri ise sırasıyla

$$E_r = \frac{q}{2\pi\epsilon} \left(\frac{r_A - r_q}{(r_A - r_q)^2 + (z_A - z_q)^2} - \frac{r_A - r_q}{(r_A - r_q)^2 + (z_A + z_q)^2} \right) \quad (3.44)$$

$$E_z = \frac{q}{2\pi\epsilon} \left(\frac{z_A - z_q}{(r_A - r_q)^2 + (r_A - z_q)^2} - \frac{z_A + z_q}{(r_A - r_q)^2 + (r_A + z_q)^2} \right) \quad (3.45)$$

şeklinde yazılabilir [117]. Buradan sonsuz çizgisel yük ve r ekenine göre görüntüsünün alan katsayıları

$$f_r = \frac{1}{2\pi\epsilon} \left(\frac{r_A - r_q}{(r_A - r_q)^2 + (z_A - z_q)^2} - \frac{r_A - r_q}{(r_A - r_q)^2 + (z_A + z_q)^2} \right) \quad (3.46)$$

$$f_z = \frac{1}{2\pi\epsilon} \left(\frac{z_A - z_q}{(r_A - r_q)^2 + (r_A - z_q)^2} - \frac{z_A + z_q}{(r_A - r_q)^2 + (r_A + z_q)^2} \right) \quad (3.47)$$

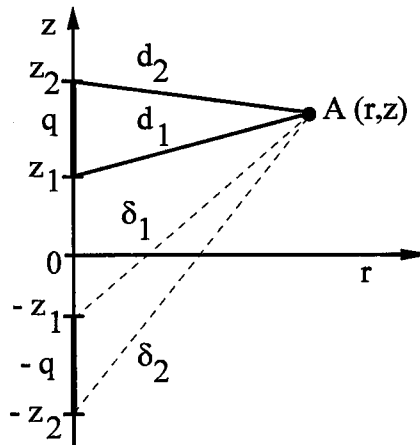
şeklinde yazılabilir. Elektrik alanın genliği ise denklem (3.38)'den hesaplanabilir. Bu tezdeki hesaplarda, sonsuz çizgisel yükün görüntüleri de göz önüne alınmıştır.

3.1.2.3. Sonlu çizgisel yük

Silindrsel koordinat sisteminde, Şekil 3.7'de gösterilen sonlu uzunluktaki bir çizgisel yük ve bunun r eksenine göre görüntüsünün, herhangi bir $A(r_A, z_A)$ noktasında oluşturduğu potansiyel

$$V = \frac{q}{4\pi\epsilon(z_2 - z_1)} \ln \left[\frac{(z_2 - z_A + d_2)(z_1 + z_A + \delta_1)}{(z_1 - z_A + d_1)(z_2 + z_A + \delta_2)} \right] \quad (3.48)$$

bağıntısıyla verilebilir [117]. Burada,



Şekil 3.7. Silindrsel koordinatlarda sonlu çizgisel yük ve görüntüsü.

$$\delta_i = \left[r_A^2 + (z_i + z_A)^2 \right]^{1/2}, \quad i = 1, 2 \quad (3.49)$$

$$d_i = \left[r_A^2 + (z_i - z_A)^2 \right]^{1/2}, \quad i = 1, 2 \quad (3.50)$$

dir. Denklem (3.48), $V = p.q$ şeklinde yazılırsa potansiyel katsayısı,

$$p = \frac{1}{4\pi\epsilon(z_2 - z_1)} \ln \left[\frac{(z_2 - z_A + d_2)(z_1 + z_A + \delta_1)}{(z_1 - z_A + d_1)(z_2 + z_A + \delta_2)} \right] \quad (3.51)$$

şeklinde elde edilir. Elektrik alanın r ve z bileşenleri ise

$$E_r = \frac{q}{4\pi\epsilon(z_2 - z_1)} \left[\frac{z_2 - z_A}{r_A \cdot d_2} - \frac{z_1 - z_A}{r_A \cdot d_1} + \frac{z_1 + z_A}{r_A \cdot \delta_1} - \frac{z_2 + z_A}{r_A \cdot \delta_2} \right] \quad (3.52)$$

$$E_z = \frac{q}{4\pi\epsilon(z_2 - z_1)} \left[-\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} + \frac{1}{\delta_1} - \frac{1}{\delta_2} \right] \quad (3.53)$$

dir. Buradan alan katsayıları

$$f_r = \frac{1}{4\pi\epsilon(z_2 - z_1)} \left[\frac{z_2 - z_A}{r_A \cdot d_2} - \frac{z_1 - z_A}{r_A \cdot d_1} + \frac{z_1 + z_A}{r_A \cdot \delta_1} - \frac{z_2 + z_A}{r_A \cdot \delta_2} \right] \quad (3.54)$$

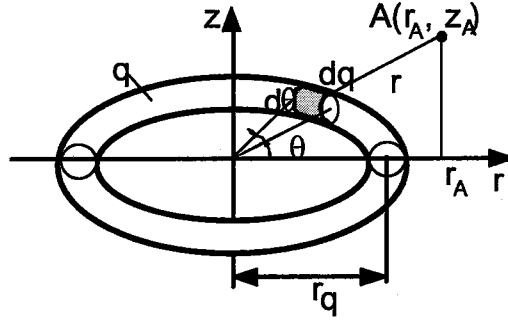
$$f_z = \frac{1}{4\pi\epsilon(z_2 - z_1)} \left[-\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} + \frac{1}{\delta_1} - \frac{1}{\delta_2} \right] \quad (3.55)$$

şeklinde bulunur. Elektrik alanın genliği ise denklem (3.38) ile hesaplanır. Bu tezdeki hesaplarda, sonlu çizgisel yükün görüntüleri de göz önüne alınmıştır.

3.1.2.4. Halkasal yük

Eksenel simetrik üç boyutlu elektrik alanlarının benzetiminde bir çember üzerine eşit aralıklarla yerleştirilmiş birçok noktasal yük yerine sabit yük yoğunluklu bir tek "halkasal yük" yerleştirmek benzetimi kolaylaştırmakta ve çözüm sırasında oluşan lineer denklem sisteminin boyutunu küçültürken bilgisayarda kullanılan bellek miktarını ve hesap süresini azaltmaktadır.

Halkasal yükün potansiyel ve elektrik alan bağıntıları, noktasal ve çizgisel yük tiplerinin bağıntılarına göre daha karmaşık ve ileri matematik bilgisi gerektirmektedir. Bu bağıntılarda "birinci ve ikinci tür komple eliptik integraller" yer almakta ve literatürde halkasal yükün kullanıldığı çalışmalarda bu integrallerin hesabına ilişkin açıklamalara rastlanmamaktadır [101-127]. Bunun yanında YBY'de halkasal yüklerin kullanımı da zordur; yüklerin yerleri, sayısı gibi her yük tipi için yapılan seçimlerin dışında yüklerin yarıçaplarının seçimine de gereksinim vardır.



Şekil 3.8. $z = 0$ düzleminde, sabit yük yoğunluklu halkasal yük.

Silindriyel koordinat sisteminde $z = 0$ düzlemine yerleştirilmiş, düzgün yük dağılımlı (sabit yük yoğunluklu) bir halkasal yük göz önüne alalım (Şekil 3.8). Bu yükün birim yük yoğunluğu λ ile gösterilsin. Bu yükün herhangi bir noktada oluşturduğu potansiyeli bulmak için halka üzerinde alınan bir noktasal yükün o noktada oluşturduğu potansiyelin halka üzerinde çizgisel integralinin alınması gerekir. Bu bağıntı şu şekilde elde edilir:

q toplam yüküne sahip r_q yarıçaplı sabit yük yoğunluklu bir halkasal yükün yük yoğunluğu

$$\lambda = \frac{q}{2\pi r_q} \quad (3.56)$$

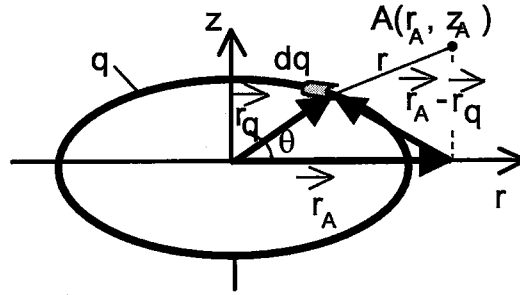
şeklinde yazılabilir. Halka üzerinde alınan bir dq yükü

$$dq = \lambda \cdot r_q \cdot d\theta \quad (3.57)$$

olur. Problemin eksensel simetrisinden dolayı $\theta = 0$ düzlemindeki izi alınarak problem iki boyuta indirgenir. Bu durumda dq yükünün, $\theta = 0$ düzlemindeki herhangi bir $A(r_A, z_A)$ noktasında oluşturduğu potansiyel

$$dV = \frac{dq}{4\pi\epsilon} \frac{1}{r} = \frac{\lambda \cdot r_q \cdot d\theta}{4\pi\epsilon} \frac{1}{\sqrt{z_A^2 + r_A^2 + r_q^2 - 2r_A r_q \cos \theta}} \quad (3.58)$$

dir. Burada dq yükü ile $A(r_A, z_A)$ noktası arasındaki r uzunluğunun bağıntısı, r_A ve r_q vektörleri arasında θ açısı olduğundan, r_A ve r_q vektörlerinin vektörel farkının genliğinin karesi, kosinüs teoremi yardımıyla yazılırsa (Şekil 3.9),



Şekil 3.9. $z = 0$ düzlemindeki halkasal yük üzerinde alınan dq yükünün $\theta = 0$ düzlemi üzerindeki herhangi bir $A(r_A, z_A)$ noktasına olan r uzaklığı.

$$|\vec{r}_A - \vec{r}_q|^2 = r_A^2 + r_q^2 - 2r_A r_q \cos \theta \quad (3.59)$$

$$r = \sqrt{z_A^2 + (r_A^2 + r_q^2 - 2r_A r_q \cos \theta)} \quad (3.60)$$

şeklinde elde edilir [117].

Denklem (3.58)'de, λ yerine denklem (3.5)'teki ifadesi yazılarak 0'dan 2π 'ye integrali alınır veya 0'dan π 'ye kadar integrali alınıp 2 ile çarpılırsa, halkasal yükün, $\theta = 0$ düzlemindeki herhangi bir $A(r_A, z_A)$ noktasında oluşturduğu toplam potansiyeli verecektir. Buna göre,

$$V = \int_0^{2\pi} dV = \frac{q}{4\pi\epsilon} \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{d\theta}{\sqrt{z_A^2 + r_A^2 + r_q^2 - 2r_A r_q \cos \theta}} \quad (3.61)$$

dir. Bu integralin çözümünde $\theta = \pi - 2\beta$, $\cos \theta = 2\sin^2 \beta - 1$ ve $d\theta = -2d\beta$ dönüşümleri yapılırsa,

$$V = \frac{q}{4\pi\epsilon} \frac{1}{\sqrt{z_A^2 + (r_A + r_q)^2}} \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{d\beta}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \beta}} \quad (3.62)$$

olur. Burada

$$k^2 = \frac{4r_A r_q}{z_A^2 + (r_A + r_q)^2} = \frac{4r_A r_q}{\alpha^2} \quad (3.63)$$

$$\alpha = \sqrt{z_A^2 + (r_A + r_q)^2} \quad (3.64)$$

dir. Denklem (3.62)'de integral terimi

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\beta}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \beta}}, \quad 0 < k < 1 \quad (3.65)$$

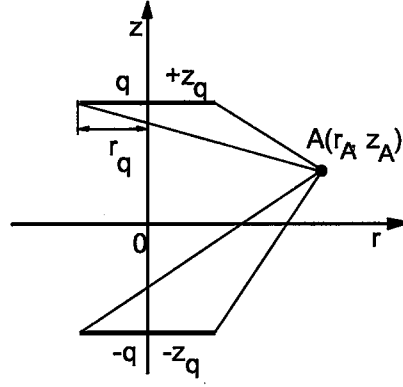
şeklinde birinci tür komple eliptik integraldir. Bu durumda potansiyel bağıntısı

$$V = \frac{q}{4\pi\epsilon} \frac{2}{\pi} \frac{K(k)}{\alpha} \quad (3.66)$$

olur. Buna göre sıfır potansiyelli düzlemin benzetimi için Şekil 3.10'daki gibi merkezi $+z_q$ noktasında bulunan sabit yük yoğunluklu r_q yarıçaplı halkasal yükün r eksenine göre görüntüsü ($-z_q$ noktasında bulunan, sabit yük yoğunluklu, r_q yarıçaplı ve $-q$ yüklü halkasal yük) de göz önüne alınırsa A (r_A, z_A) noktasındaki potansiyel

$$V = \frac{q}{4\pi\epsilon} \frac{2}{\pi} \left[\frac{K(k_1)}{\alpha_1} - \frac{K(k_2)}{\alpha_2} \right] \quad (3.67)$$

bağıntısıyla verilebilir.



Şekil 3.10. Silindrisel koordinatlarda halkasal yük ve görüntüsü.

Denklem (4.39)'da

$$\alpha_1 = \left[(r_A + r_q)^2 + (z_A - z_q)^2 \right]^{1/2} \quad (3.68)$$

$$\alpha_2 = \left[(r_A + r_q)^2 + (z_A + z_q)^2 \right]^{1/2} \quad (3.69)$$

dir. $K(k)$ 'lar ise birinci tür komple eliptik integrallerdir. Bu integrallerin çözümü için

$$\left(1 - k^2 \sin^2 \beta \right)^{-1/2} = 1 + \frac{1}{2} k^2 \sin^2 \beta + \frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4} k^4 \sin^4 \beta + \dots \quad (3.70)$$

Binom açılımı göz önüne alınarak terim terim integre edilirse

$$K(k) = \frac{\pi}{2} \left[1 + \left(\frac{1}{2} \right)^2 k^2 + \left(\frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4} \right)^2 k^4 + \dots \right] \quad (3.71)$$

şeklinde hesaplanır.

Denklem (3.67), $V = p \cdot q$ şeklinde göz önüne alınarak bir halkasal yükün potansiyel katsayısı,

$$p = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{2}{\pi} \left[\frac{K(k_1)}{\alpha_1} - \frac{K(k_2)}{\alpha_2} \right] \quad (3.72)$$

dir. Elektrik alanın r ve z bileşenleri,

$$E_r = \frac{q}{4\pi\epsilon} \frac{1}{\pi r_A} \left[- \frac{\left[r_q^2 - r_A^2 + (z_q - z_A)^2 \right] E(k_1) - \beta_1^2 K(k_1)}{\alpha_1 \beta_1^2} + \frac{\left[r_q^2 - r_A^2 + (z_q + z_A)^2 \right] E(k_2) - \beta_2^2 K(k_2)}{\alpha_2 \beta_2^2} \right] \quad (3.73)$$

$$E_z = \frac{q}{4\pi\epsilon} \frac{2}{\pi} \left[\frac{(z_q - z_A) E(k_1)}{\alpha_1 \beta_1^2} - \frac{(z_q + z_A) E(k_2)}{\alpha_2 \beta_2^2} \right] \quad (3.74)$$

şeklinde elde edilir. Alan katsayıları ise,

$$E_r = -\frac{dV}{dr} = -\left(\frac{\partial p}{\partial r} \right) \cdot q = f_r \cdot q \quad (3.75)$$

$$E_z = -\frac{dV}{dz} = -\left(\frac{\partial p}{\partial z} \right) \cdot q = f_z \cdot q \quad (3.76)$$

eşitlikleri göz önüne alınarak

$$f_r = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{1}{\pi r_A} \left[- \frac{\left[r_q^2 - r_A^2 + (z_q - z_A)^2 \right] E(k_1) - \beta_1^2 K(k_1)}{\alpha_1 \beta_1^2} \right]$$

$$+ \frac{\left[r_q^2 - r_A^2 + (z_q + z_A)^2 \right] E(k_2) - \beta_2^2 K(k_2)}{\alpha_2 \beta_2^2} \quad (3.77)$$

$$f_z = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{2}{\pi} \left[\frac{(z_q - z_A) E(k_1)}{\alpha_1 \beta_1^2} - \frac{(z_q + z_A) E(k_2)}{\alpha_2 \beta_2^2} \right] \quad (3.78)$$

dir. Bu bağıntılarda

$$\beta_1 = \left[(r_A - r_q)^2 + (z_A - z_q)^2 \right]^{1/2} \quad (3.79)$$

$$\beta_2 = \left[(r_A - r_q)^2 + (z_A + z_q)^2 \right]^{1/2} \quad (3.80)$$

$$k_1 = \frac{2.(r_q \cdot r_A)^{1/2}}{\alpha_1} \quad (3.81)$$

$$k_2 = \frac{2.(r_q \cdot r_A)^{1/2}}{\alpha_2} \quad (3.82)$$

dir. $E(k)$, ikinci tür komple eliptik integraldir. Bu integral

$$E(k) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \beta} d\beta, \quad 0 < k < 1 \quad (3.83)$$

dir. Birinci tür komple eliptik integralin hesabındaki yöntem uygulanarak

$$E(k) = \frac{\pi}{2} \left[1 - \left(\frac{1}{2} \right)^2 k^2 - \left(\frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4} \right)^2 \frac{k^4}{3} - \dots \right] \quad (3.84)$$

şeklinde bulunur [117]. Elektrik alanın genliği ise denklem (3.38)'den hesaplanır. Bu tezdeki hesaplarda, halkasal yükün görüntüleri de göz önüne alınmıştır.

Görüldüğü gibi halkasal yükün bağıntıları noktasal ve çizgisel yük tipinin bağıntılarına göre daha karmaşıktır. Halkasal yükün kullanımında benzetimin doğruluğu bakımından, yüklerin yarıçapı ve yük sayısının önemi büyüktür. Benzetimde en yüksek doğruluk, sınır noktalarının yerlerinin, küre merkezinden çıkan ve her bir yükün ucundan geçen radyal doğruların küre sınırını kesim noktalarında alınması durumunda elde edilmektedir.

3.1.3. Yük benzetim yönteminin doğruluğu

YBY'de, benzetim yükleri sınır koşullarını tam olarak sağarlarsa, potansiyele uygulanan “tekillik teoremi” bu yüklerin, sadece sınır üzerinde değil, sınırın dışındaki yalıtkan ortamın her yerinde doğru potansiyeli vereceklerini gösterir. Benzetim yüklerinin, sınır koşullarını yalnızca seçilmiş belirli sayıda sınır noktasında sağlaması gerekmektedir. Bilgisayar belleği kullanımının ve gerekli hesaplama süresinin ekonomikliği bakımından, bu noktaların sayısının küçük tutulması durumunda da benzetimin yeterli doğrulukta olmasını sağlamak esastır. Benzetimin doğruluğunu belirlemek için aşağıdaki ölçütlerden bir veya birkaçı kullanılabilir:

1. Her bir iletken sınırı için birkaç noktada potansiyel hatası hesaplanabilir. Bu hesaplamalarda, önce potansiyel hatasının ΔV_{ort} ortalama değeri, ΔV_{max} maksimum değeri veya $(\Delta V_{\text{ort}})^2$ karesel ortalama değeri hesaplanabilir.
2. Elektrik alandaki hatanın genellikle potansiyel hatasından daha büyük olmasından dolayı, doğruluğu kontrol etmek için iletken sınırında, elektrik alan vektörünün teğetsel bileşeninin, elektrik alan vektörünün normal bileşenine oranının (E_t/E_n) çok küçük bir değeri önerilmektedir. Bu bakımdan başka bir ölçüt, elektrot yüzeyinde elektrik alan vektörünün normal doğrultusundan açısal sapmasıdır. Bu açığa "sapma açısı" denir. Sapma açısı,

potansiyel hatasına göre benzetimin doğruluğunun daha duyarlı bir göstergesi olarak ortaya çıkmaktadır. Daha kuvvetli bir doğruluk ölçütü, iletken yüzeyine dik elektrik alanın türevinin yine alanın kendisine bölümünün, kontrol noktasındaki eğriliğe eşit olması gerektiğidir.

3. Çok yalıtkanlı sistemlerde, çözümün yapıldığı yalıtkan sınırın her iki tarafındaki ortam için yalıtkan sınırdaki potansiyel çözümleri arasındaki fark olarak tanımlanan "potansiyel ayrılığı" küçük olmalıdır.
4. YBY'nin doğruluğunu kontrol etmek için diğer bir yöntem, YBY sonuçları ile diğer sayısal ve analitik yöntemlerle veya deneysel yöntemlerle bulunan sonuçların karşılaştırılmasıdır.
5. Kapasite hesaplarında, C kapasitesinin değeri, benzetim yüklerinin sayısının fonksiyonu olarak bulunabilir. Eğer benzetim doğru ise C' nin yük sayısından bağımsız olması gerekir. Yeterli doğruluk sağlandığında, yük sayısı artsa da toplam C' nin değeri değişmemektedir.

YBY'de hata, benzetim yüklerinin ve sınır noktalarının yerleriyle elektrotların ve yalıtkanların şekline bağlı olduğu kadar benzetim yüklerinin tipine ve sayısına da bağlıdır.

Genelde tek yalıtkanlı bir sistemde benzetim yükü sayısı artırılarak potansiyel hatası küçültülebilir. Bununla beraber, keskin köşeli elektrotlar ve ince elektrotlar için bu kadar küçük değerleri elde etmek zordur. Böyle durumlarda genel yaklaşım, potansiyel hatasını küçültmek için, keskin köşelerdeki sınır nokta sayısını arttırmaktır. Elektrik alan hatasının potansiyel hatasından daha büyük olmasından dolayı, % 0.1'in altındaki potansiyel hata değerleri anlamlı olarak göz önüne alınabilir.

Genellikle, bir sınır noktası ve bu nokta ile ilgili yük noktası arasındaki uzaklığın, ardışık iki sınır noktası arasındaki uzaklığa oranı olarak tanımlanan f_a "uzaklık faktörü" benzetimin doğruluğunu oldukça etkiler. Bu faktörün 1 ile 2 arasında bir değere sahip olması gerektiği öne sürülmüştür [112]. Birçok çalışmada $1 \leq f_a \leq 2$ değeri kullanılarak tatmin edici doğrulukta benzetimler elde edilmiştir. Bazı çalışmalarda da $0.7 \leq f_a \leq 1.5$ değeri kullanılmıştır [112].

Çok yalıtkanlı sistemlerde eğer yalıtkan sınır karmaşık bir yapıya sahipse "potansiyel ayrılığı" genellikle büyüktür (%1'den %10'a kadar). Çok yalıtkanlı sistemlerde, benzetim yüklerinin sayısını belirli bir sınırdan öteye arttırmanın doğruluk üzerinde istenen bir etki yapmadığı öne sürülmüştür [104]. Böyle durumlarda "Yüzeysel Yük Benzetim Yöntemi" veya YBY' nin, Sonlu Elemanlar Yöntemi gibi diğer sayısal yöntemlerle ortak kullanıldığı ve "Birleşim Yöntemi" adı verilen bir yöntem kullanılması daha yararlıdır [147-149].

3.2 Geliştirilmiş Yük Benzetim Yöntemleri

Son yıllarda klasik Yük Benzetim Yöntemi (YBY) birçok yönden geliştirilerek çeşitli yeni YBY'ler elde edilmiştir. Bunlardan kısaca söz etmek yararlı olacaktır.

3.2.1 En küçük karesel hata yöntemleri

Klasik YBY'de yük sayısı sınır noktası sayısına eşittir. En Küçük Karesel Hata Yönteminde (EKHY) ise sınır noktası sayısı yük sayısından fazladır. Yüklerin değeri, $(\Delta V_{ort})^2$ 'nin minimum olması koşulundan bulunur. Klasik YBY'ye göre EKHY, verilen belirli bir sayıda benzetim yükü için daha çok sayıda sınır noktasında sınır koşullarını sağlamaya çalışmakta ve bu yüzden daha doğru sonuç elde edilmektedir. Bununla beraber matrislerin boyutu büyümektedir. Yine de istenen belirli bir doğruluk için EKHY, kullanılagelen YBY'den daha hızlıdır. Sınır noktası sayısının yük sayısına oranı (uyum oranı) 2'ye eşit olduğu zaman en uygun sonuçların elde edildiği gösterilmiştir [99]. EKHY'de keskin köşeler gibi önemli elektrot bölgelerini daha fazla anlamlı duruma getirmek mümkündür. Birçok çalışmada EKHY kullanılmıştır [99].

3.2.2. Optimumlaştırılmış yük benzetim yöntemleri

EKHY'de yüklerin yerleri belirtilmiş ve değerleri bulunmuştur. Optimumlaştırılmış Yük Benzetim Yöntemlerinde (OYBY) yüklerin hem yerleri hem de değerleri, bir amaç fonksiyonunun minimumlaştırılması ile bulunur. OYBY'nin geliştirilmiş çeşitli türleri, sadece amaç fonksiyonunun seçiminde veya optimumlaştırma algoritmasında

birbirinden ayrılır. Bazı araştırmacılar en küçük karesel potansiyel hatasını amaç fonksiyonu olarak kullanmıştır.

Optimumlaştırma yöntemleri olarak hem kısıtlanmış hem de kısıtlanmamış optimumlaştırma yöntemleri kullanılmıştır [150]. Fletcher Yöntemi [151], Rosenbrock Yöntemi [152] ve Şekil Tarama Yöntemi [151] gibi değişik algoritmalar kullanılmıştır. Kısıtlanmamış Yöntemler arasında en iyisi Fletcher'in yöntemidir.

Optimumlaştırılmış yöntemlerle daha doğru benzetimler elde edilebilir. Bununla beraber bu doğruluk daha fazla hesap süresi ve bellek ile elde edilebilir ve daha karmaşık bilgisayar programı gerektirir. Bu yüzden OYBY'nin sadece klasik yöntem veya EKHY'nin yeterli doğruluk sağlayamadığı problemlerde kullanılması önerilir.

3.2.3 Kompleks yük kullanılan yöntemler

Alternatif gerilim uygulandığında ortaya çıkan alanı incelerken hesaplamalar doğru gerilim alanındaki gibi yapılır. Çünkü bu durumda uygulanan gerilim elektromanyetik davranışın gerektirdiği kadar hızlı değişmez. Ani alan şiddeti sadece uygulanan gerilimin o andaki değeriyle orantılıdır. Bunun için klasik YBY, üç fazlı sistemlerdeki alternatif gerilim alanlarının hesabında kullanılabilir.

Sinüsoidal alternatif gerilimde, alan dağılımının hesabında başka bir yöntem kompleks yüklerin kullanılmasıdır. Eğer $[V]$ fazör gerilimleri kompleks ise denklem (3.4)'ün çözümü kompleks benzetim yükü değerlerini sağlayacaktır. Bir defa kompleks yükler bilinirse, elektrik alan zamanın fonksiyonu olarak hesaplanabilir. İletken bir ortamdaki kompleks alan ile yalıtkan bir ortamdaki statik elektrik alan arasında (eğer başlangıç sınır koşulları kullanılırsa) bir denklik olduğundan hem yüzeysel direnç hem de hacimsel direnç içeren kapasitif-ohmik alanların hesabında kompleks yükler kullanılabilir [106-109, 116].

3.2.4. Karma yöntemler

YBY'nin diğer sayısal yöntemlere göre birçok üstünlüğü vardır. Şöyle ki; YBY'nin formüllerle ifade edilmesi ve bilgisayar programının hazırlanması kolaydır; yüksek doğruluğa sahiptir; eğrisel elektrotların, değişken potansiyelli elektrotların ve çözüm bölgesi sınırlanmamış elektrotların benzetimi için YBY çok uygundur. Diğer yandan

çok yalıtkanlı sistemlere, karmaşık şekilli elektrotlara veya yüzeysel yükler ve kaçak dirençler içeren alan problemlerine uygulandığında yöntem karmaşıklaşır. Sonlu Elemanlar Yöntemi (SEY) gibi sayısal yöntemlerin bazıları birden fazla yalıtkan, yüzeysel yükler veya kaçak dirençler v.s. içeren alan problemleri için daha uygundur.

Beasley ve arkadaşları [107] YBY, SEY ve MCY nin karşılaştırmalı bir çalışmasından sonra bazı çok karmaşık sistemlerde istenen çözümün, sadece tek yöntem kullanılarak elde edilemeyeceği sonucuna varmışlardır. Böyle durumlarda sayısal yöntemlerin birlikte kullanılması gerekmektedir.

Dolayısıyla birçok çalışmada YBY'nin SEY, SFY ve YYBY gibi diğer sayısal yöntemlerle birlikte uygulanması gösterilmiştir. Karma yöntemlerden en ümit vereni "Birleşim Yöntemi"dir. Steinbigler [101-102] ile Okubo ve arkadaşlarının [148, 149] birbirinden bağımsız olarak öne sürdükleri ve YBY ile SEY'in birlikte kullanıldığı bu yöntemin ilkesi şöyledir:

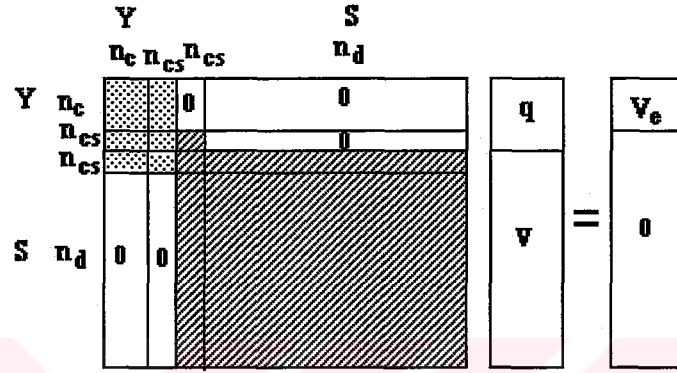
Elektrik alanı incelenecek bölgenin tamamı YBY tarafından incelenecek olan (Y-kısmı) ve SEY tarafından incelenecek olan (S-kısmı) alt bölgelere ayrılır. Y ve S kısımları arasındaki sınır "birleşim yüzeyi" adını alır ve bu kısımları birleştirmekte kullanılır. Her bir yöntemin özelliklerinden dolayı, YBY genel olarak sınırsız (çevresi açık) bölgeler için; SEY ise genellikle yalıtkan yüzey, hacimsel direnç ve yüzeysel yükler v.s. içeren sınırlı (çevresi kapalı) bölgeler için kullanılır. Y-kısımında, klasik YBY'de olduğu gibi n_c adet benzetim yükü ve aynı sayıda sınır noktası ile elektrotların benzetimi yapılır. S-kısımında ise sonlu (üçgen) elemanlar kullanılarak ayrıklaştırma yapılır.

Aşağıdaki gibi bir denklem sistemi kurmak için Y-kısmına ait depo edilen enerjinin minimum olması koşulu kullanılır. Burada $[T]$ eleman matrislerinden oluşan (n_d, n_d) boyutlu matris, $[V]$ ise $(n_d, 1)$ boyutlu n_d adet düğüm noktasındaki potansiyel değerleri ve $[B]$ ise $(n_d, 1)$ sabitler sütun matrisidir.

$$[T] \cdot [V] = [B] \quad (3.85)$$

Bu yüzden, YBY ve SEY iki ayrı yöntem olmalarına rağmen, her ikisi de benzer lineer denklem sistemi ile sonuçlanır. Y ve S-kısımlarının birleştirilmesi, birleşim

yüzeyi üzerinde seçilmiş belirli sayıda sınır noktasında (n_{cs} adet) potansiyel ve elektrik akı yoğunluğunun (veya elektrik alan şiddetinin) sürekli olmasına dayanır. Dolayısıyla, n_{cs} adet benzetim yükü Y-kısımının dışına yerleştirilir. Bu yüzden birleşim yüzeyi, aynı sayıda bilinmeyen için $2n_{cs}$ adet ek denklem ortaya çıkarır (n_{cs} adet yük ve sınır noktasında n_{cs} adet potansiyel). Bunun için toplam bilinmeyen sayısı $n_T = n_c + n_d + 2n_{cs}$ 'dir. Ortaya çıkan denklem sistemi Şekil 3.11'de gösterilmiştir.



Y: Y-kısımının denklemleri,

S: S-kısımının denklemleri,

V: Potansiyel,

q: Yük,

V_e : Elektrot potansiyeli,

: Dolu kısımlar,

: Seyrek kısımlar.

Şekil 3.11. Birleşim Yöntemi için denklem sistemi.

Birleşim yüklerinin düzeninde, birleşim yüzeyi üzerindeki bir sınır noktası ve bu nokta ile ilgili birleşim yükü arasındaki uzaklık, birleşim yüzeyi üzerindeki iki sınır noktası arasındaki uzaklığın 1 ile 1,5 katı kadar olmalıdır.

Genelde çözümün doğruluğu n_{cs} ile artar. Böyle bir yöntemin çok yalıtkanlı alanların, eksenel simetrik üç boyutlu alanların ve yüzeysel yükler veya iletken bölgelerin bulunduğu durumlarda eksenel simetrik iki boyutlu ve üç boyutlu alanlarda Birleşim Yönteminin YBY'den üstün olduğu gösterilmiştir [148, 149].

3.3. Lineer Denklem Sisteminin Çözümü ve Eşpotansiyel Noktaların Hesabı

3.3.1 Lineer denklem sisteminin çözümü

Klasik ve geliştirilmiş çeşitli YBY'ler, genellikle bir lineer denklem sisteminin çözümünü gerektirir. YBY'de tek yalıtkanlı durumda $[p]$ matrisi genelde seyrek olmayan simetrisiz bir matristir. Böyle bir durumda denklem (3.4) genellikle Gauss-İndirgeme Yöntemi veya tam ya da kısmi pivotlamanın kullanıldığı geliştirilmiş bir Gauss Yöntemi kullanılarak çözülebilir.

Çok yalıtkanlı sistemlerde, kapasitif-ohmik alanlarda $[p]$ matrisinin elemanları çok büyük değerlerden sıfıra kadar geniş bir değişime sahiptir. Bu durum, Gauss veya Crout ayrıklaştırma algoritmaları kullanıldığında seyrek bir matris verebilir. $[p]$ matrisinin elemanları, yüklerin durumuna (değerine, tipine) ve yerine bağlı olduğundan, f_a uzaklık faktörünün değeri matrisin durumunu ve böylece tüm çözümün doğruluğunu etkiler. Birleşim Yönteminin en önemli bölümlerinden biri, ortaya çıkan denklem sisteminin çözümüdür. Bu sistemin matrisi (Şekil 3.10) oldukça heterojendir ve YBY kısmının simetrisizliği nedeniyle de simetrik değildir. Bu matrisin seyrek durumundan dolayı yakınsamama probleminden sakınmak için Gauss Yöntemi gibi doğrudan çözüm veren bir yöntem kullanılarak çözülmesi önerilir. Bununla beraber, karmaşık problemlerde doğrudan çözüm yöntemi uygulamak için denklemlerin boyutu aşırı büyük gelebilir. Böyle durumlarda iteratif yöntemler önerilir. Gauss-Seidel veya Ardışık Üst Yinelemeler (Successive Over Relaxation) Yönteminin (değişik hız sabitleri ile) böyle durumlarda başarılı olduğu görülmüştür [153].

3.3.2 Eşpotansiyel noktaların hesabı

Potansiyelleri birbirine eşit olan noktaları birleştiren yüzeyler eşpotansiyel yüzeyler ve bu yüzeylerin belirli bir yüzey üzerindeki izdüşümleri de eşpotansiyel çizgilerdir. Eşpotansiyel yüzeyler ve dolayısıyla eşpotansiyel çizgiler alan çizgileri ile dik olarak kesişirler. Bir elektrik alanı, alan çizgileri ile gösterilebileceği gibi eşpotansiyel çizgiler ile de gösterilebilir. Eşpotansiyel çizgiler sabit bir potansiyel farkı (elektrot

potansiyelinin %10'u, %20'si vb.) esas alınarak çizilirse elde edilen şekil elektrik alan hakkında bir fikir verebilir. Buna göre, eşpotansiyel çizgilerin sık olması, söz konusu noktalarda alan şiddetinin büyük, çizgilerin seyrek olması ise alan şiddetinin küçük olduğunu gösterir.

Yük Benzetim Yönteminde eşpotansiyel noktaların bulunması problemi, gerçekte potansiyeli bilinen noktaların koordinatlarının bulunması problemidir. Bunun için de potansiyel fonksiyonunun köklerinin bulunması gerekebilir. Köklerin bulunmasında genellikle sayısal yöntemler kullanılır. Bunlar arasında Newton-Raphson Yöntemi en uygun olanıdır. Bu yöntemde yakınsama çok hızlı olmaktadır. Öyle ki, üç ya da dört iterasyonla yeterli doğrulukta sonuç elde edilebilmektedir.

Yük Benzetim Yönteminde bir eşpotansiyel çizgiyi elde etmek için, aynı potansiyeldeki yeterli sayıda noktanın koordinatları Newton-Raphson Yöntemi ile bulunarak bu noktalar bir çizgi ile birleştirilir. Belirli potansiyel farkı ile (%10 veya %20 gibi) diğer çizgiler de aynı şekilde bulunur. Bilgisayarlardaki hızların yükselmesi sayesinde, bu yöntem kullanılmadan da çözüm bölgesindeki her noktanın potansiyeli hesaplanabilir ve böylece istenilen potansiyel farkına göre eşpotansiyel çizgiler çizilebilir.

3.4. Yük Benzetim Yönteminin Yüksek Gerilim Tekniğindeki Uygulamaları

Klasik veya geliştirilmiş YBY, bir düzlem ve bunun karşısında ucu yarıküre olan ve düzleme dik duran silindrsel bir çubuk elektrottan oluşan sistemin uzay yüklü ve uzay yüksüz durumlardaki alan dağılımını hesaplamak için kullanılmıştır. Çubuk-çubuk, konik uçlu çubuk-düzlem, hiperboloid sivri uç-düzlem ve şerit iletken düzlem elektrot sistemleri de YBY kullanılarak incelenmiştir [99]. Alan dağılımı incelenen diğer elektrot sistemlerinden bazıları şunlardır: Küresel elektrot sistemi (bağlantı kolları ve topraklama kafesi olan ve olmayan), simetrik ve simetrik olmayan gerilimli farklı çaplı küresel elektrot sistemi, bir yalıtkan blok içeren ve içermeyen küre-düzlem elektrot sistemi, bir yalıtkan blok içeren paralel tabakalar, paralel düzlemsel elektrotlar ve Rogowsky, Bruce ve Borda profilli düzgün alanlı elektrotlar. YBY aynı zamanda dönel simetrik ekranlama elektrotlarında maksimum alan şiddetlerini bulmak için kullanılmıştır. Ayrıca gerilim bölücüler de YBY yardımıyla incelenmiştir [99].

YBY hava hatlarının, yalıtılmış iletkenlerin ve çok damarlı kabloların alan hesabında sayısız uygulama bulmuştur. Bunlardan bazıları şunlardır: Silindirsel iletken çiftlerinin, örgülü silindirsel demet iletkenlerin, üç fazlı ve çift devreli hatların, üç fazlı kabloların ve üç fazlı hatlarda iletken-direk (çelik kafes) ve iletken-direk pencerelerinin alan dağılımlarının incelenmesi. YBY aynı zamanda yalıtılmış iletkenlerdeki ve enerji kablolarındaki boşluklarda korona başlangıç gerilimini belirlemek için de kullanılmıştır.

YBY kullanılarak mesnet, askı ve çubuk tipi izolatörlerin alan dağılımları hesaplanmıştır. Bir izolatör zinciri boyunca potansiyel dağılımı karma yöntem kullanılarak elde edilmiştir. Hacimsel ve yüzeysel dirençli GIS'de (basınçlı gaz yalıtımlı sistemler) kullanılan askı ve mesnet tipi ara tutucular ve paralel düzlemsel elektrotlar arasındaki silindirsel ve diğer izolatörler de değişik tasarım ve işletme koşullarında incelenmiştir.

Yüksek gerilim aygıtlarının boyutlandırılmasında normal işlem, bilinen elektrot sınırlarında elektrik alanı hesaplamaktır. Genellikle istenen elektrik zorlanma yalnızca alan hesaplarının tekrarlanması ve elektrotların şeklinde değişiklik yapılması ile elde edilebilir. Bu yüzden elektrik alan değerlerini kritik seviyenin altında tutmak için bir "alan optimizasyon yöntemi" geliştirmek için YBY çok uygun görülmektedir. Singer [153], bir elektrottaki alan şiddetinin veya korona başlangıç geriliminin optimumlaştırılabileceği bir yöntem ileri sürmüştür.

Abdel-Salam ve Stanek [154, 155], bir izolatör yüzeyi boyunca teğetsel alan bileşeninin optimumlaştırılması için bir iteratif yöntem vermişlerdir. Bu işlem basit geometri izolatör şekillerine uygulanabilir. [156-160] numaralı kaynaklarda izolatör profillerinin optimumlaştırılması için başka yaklaşımlar önerilmiştir.

Son yıllarda, öğrenme verileri yük benzetim yöntemi ile elde edilen yüksek gerilim tekniğine yönelik yapay sinir ağları uygulamalarına da rastlanmaktadır [161-164]. Bunun yanında, yöntemden endüstriyel uygulamalarda [165-167] yararlanılmaktadır. Yöntem, elektrik alan analizine dayanan CAD uygulamalarında da kullanılmaktadır [168].

Yük Benzetim Yönteminin diğer sayısal yöntemlere göre birçok üstünlükleri vardır. Diğer sayısal yöntemler ileri matematik bilgisi, karmaşık bilgisayar programları ve

uzun hesaplama süresi gerektirirken Yük Benzetim Yönteminin kolayca hazırlanabilen basit bilgisayar programları ile uygulanabilmesi ve hesaplama süresinin küçük olması yöntemin üstünlüğünü arttırmaktadır.

YBY ile yapılan çözümlerde elektrot sistemini kapalı bir sınır içine almak gerekmez. Oysa SEY ve SFY'de sistemin kapalı bir sınır içine alınması hatalara ve uygulama zorluklarına sebep olmaktadır. YBY'nin diğer üstünlükleri şu şekilde sıralanabilir:

1. Eksenel simetrisi olmayan iki ve üç boyutlu problemlere, tek ve çok yalıtkanlı sistemlere daha kolay uygulanabilir.
2. Karmaşık yapıdaki alanlar ve uzay yüklü alanlar incelenebilir.
3. Elektrik alan analitik olarak hesaplanabilir.
4. Gazlarda boşalma olayları incelenebilir.

Bununla beraber çok sayıda yük gerektiren ince elektrotlar ve keskin kenarlı elektrotların YBY ile incelenmesinde zorluklarla karşılaşılır. Böyle durumlarda Yüzeysel Yük Benzetim Yöntemi veya geliştirilmiş bir YBY kullanılabilir.

Bundan sonraki bölümde Yük Benzetim Yöntemiyle gazlarda boşalma olaylarında ana elektron çığının halkasal yüklerle benzetimi ve korona başlangıç geriliminin hesaplanması açıklanacaktır.

BÖLÜM 4. KORONA BAŞLANGIÇ GERİLİMİNİN HESABI

Korona başlangıç gerilimi gerek teorik gerekse deneysel birçok çalışmanın konusudur. Bu bölümde uzay yüklerinin gerçeğe uygun dağılımı kullanılarak, düzgün olmayan alanda korona başlangıç gerilimini hesaplamak için tez kapsamında geliştirilen yeni bir yöntem, çubuk düzlem elektrot sistemine uygulanarak açıklanacaktır.

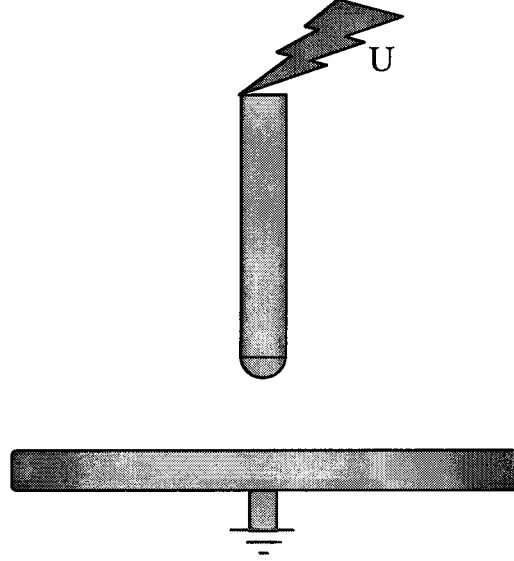
Elektrotlar arasındaki yalıtkan ortamda statik elektrik alan dağılımının belirlenmesi için Yük Benzetim Yöntemi kullanılmıştır. Bu yöntemle korona başlangıç gerilimini hesaplamak için hazırlanan bilgisayar programının ayrıntıları çubuk - düzlem elektrot sistemine uygulanarak gösterilmiştir. Bu tez çalışmasında kullanılan yaklaşım diğer yaklaşımlardan farklıdır. Diğer yaklaşımlarda, korona başlarken pozitif uzay yüklerinin, çığın uç kısmında bir küre içinde toplandığı ve bu kürenin yüzeyindeki alanın çubuk elektrot ucundaki elektrostatik alanın büyüklüğü ile aynı düzeyde olduğu kabulü yapılmaktadır. Bu kabul, bu tezde geçerli değildir. Bu tezde, bu kabulün yerine, boşalma gelişiminin gerçeğe daha yakın benzetimini yapmak amacıyla, pozitif iyonların oluştukları yerlerdeki potansiyel ve elektrik alanının da göz önüne alınmasının uygun olacağı kabul edilmiştir. Bunun için, pozitif iyonların oluştukları yerler belirlenip bu yerlere oradaki pozitif iyon yüküne eşit yüke sahip halkasal yükler yerleştirilerek boşalma benzetimi yapılmıştır.

4.1 Yük Benzetim Yöntemiyle Statik Elektrik Alan Hesabı

Çubuk ve düzlem elektrotlar arasındaki elektrostatik alan ve potansiyel dağılımı Yük Benzetim Yöntemi [117] kullanılarak hesaplanmıştır. Çubuk elektrot Şekil 4.1’de görüldüğü gibi yarıküresel uçlu silindriyel bir çubuk olarak göz önüne alınmıştır.

Çözümlemede silindriyel koordinatlar kullanılmıştır. Elektrot sisteminin simetri eksenini, silindriyel koordinat sisteminin z eksenine çakıştırılmıştır. Problemin eksenel simetrisi nedeniyle z eksenini çevresinde simetrik bir elektrik alan ve potansiyel

dağılımı vardır. Dolayısıyla hesaplamalarda, sadece z-r düzlemini gözönüne alarak problemi iki boyutlu olarak incelemek yeterlidir.



Şekil 4.1 Çubuk-düzlem elektrot sistemi.

Yöntemde yüksek hesaplama doğruluğu elde etmek için noktasal, çizgisel, halkasal yük gibi değişik yük tipleri birlikte (karma olarak) kullanılmıştır.

4.1.1. Yüklerin hesabı

Bölüm 3'te verilen denklemlerden yararlanarak, Şekil 4.1'de gösterilen elektrot sisteminin benzetimi yapılırsa, sonuçta bir lineer denklem sistemi elde edilir. Bu denklem sistemi, çubuk elektrot içine yerleştirilen belli sayıda (örneğin; n adet) benzetim yükünün ve bunların sıfır potansiyelli düzleme göre görüntülerinin, çubuğun yüzeyindeki n adet sınır noktasında oluşturduğu potansiyelin elektroda uygulanan gerilime eşit alınmasıyla elde edilir. Sınır noktalarındaki potansiyellerin hesabında toplama ilkesine göre tüm yüklerin her bir sınır noktasındaki potansiyele katkısı göz önüne alınmıştır. Buna göre,

$$[p]_{n,n} [q]_n = [V]_n \quad (4.1)$$

şeklinde bir lineer denklem sistemi elde edilir. Burada $[V]_n$ elektrot potansiyeli sütun matrisidir; $[p]$ ise $n \times n$ boyutlu potansiyel katsayıları matrisidir. Bu matris dolu ve asimetrik bir matristir. Bu yüzden bu matrisin tersini almak zordur. Dolayısıyla $[p]$ matrisinin boyutu keyfi olarak çok büyük olamaz. Bu matrisin boyutu küçük olmalı

ancak doğruluk da yeterli olmalıdır. $[q]$ ise benzetim yükü vektörüdür. $[q]$ sütun matrisi değişik tipte yükler içerebilir: Çubuk düzlem elektrot sisteminin benzetiminde bunlar, çubuğun ucuna yakın yerleştirilmiş noktasal yük, yarıküresel uçtaki halkasal yükler ve silindirselsel çubuk eksenine boyunca yerleştirilmiş sonlu çizgisel yüklerdir. $[q]$ yük vektörü, $[p]$ 'nin tersi ile $[V]$ potansiyel vektörünün çarpımından elde edilir. Buna göre,

$$[q]_n = [p]_{n,n}^{-1} [V]_n \quad (4.2)$$

dir.

4.1.2. Potansiyel ve elektrostatik alanın hesabı

$[q]$ 'yu çözdükten sonra potansiyel ve elektrik alanı analitik olarak toplama ilkesiyle hesaplanabilir. Herhangi bir A noktasında potansiyel:

$$V = [p]_{1,n} [q]_{n,1} \quad (4.3)$$

dir. Burada p , $1 \times n$ elemanlı potansiyel katsayıları satır matrisi ve q ise $n \times 1$ elemanlı yüklerden oluşan sütun matristir. Herhangi bir A noktasında elektrostatik alanın r-bileşeni:

$$E_r = -dV/dr \quad (4.4)$$

ve z bileşeni:

$$E_z = -dV/dz \quad (4.5)$$

dir. Herhangi bir A noktasında elektrik alan şiddeti

$$E_A = (E_r^2 + E_z^2)^{1/2} \quad (4.6)$$

dir. E_r ve E_z potansiyel denklemlerinin türevinin alınmasıyla ve toplama ilkesinin uygulanmasıyla belirlenir.

4.1.3. Eşpotansiyel noktaların hesabı

Elektrik alanı içindeki potansiyel dağılışı eşpotansiyel yüzeyler veya eşpotansiyel çizgiler yardımıyla gösterilebilir. Eşpotansiyel yüzey, her noktası aynı potansiyelde olan bir yüzeydir. Eşpotansiyel çizgi de aynı şekilde her noktası aynı potansiyelde olan bir çizgidir. Matematiksel olarak, bu yüzeyler veya çizgiler $V = \text{sabit}$ yüzeyleri veya çizgileridir. Örneğin, noktasal yükün eşpotansiyel yüzeyleri, eşmerkezli $r = \text{sabit}$ küreleridir. Bunların bir düzlemdeki izdüşümleri olan eşpotansiyel çizgiler ise eşmerkezli dairelerdir.

Elektrik alanı içindeki her noktadan bir eşpotansiyel yüzey veya çizgi geçmekle beraber potansiyele belirli değerler (örneğin, iki eşpotansiyel yüzey arasındaki potansiyel farkı, elektrot potansiyelinin %10'u olsun) vererek bunların sayısı sınırlandırılabilir. Böylece eşpotansiyel yüzeyler veya çizgiler arasındaki potansiyel farkı sabit tutulmuş olur.

Elektrik alan vektörü ve dolayısıyla E ve D çizgileri eşpotansiyel yüzeylere veya eşpotansiyel çizgilere dik olmak zorundadır. Çünkü, her noktada potansiyel aynı olduğundan, pozitif birim yükü eşpotansiyel yüzey üzerinde dolaştırmak için hiçbir işe gerek yoktur. Bu ise, elektrik alan vektörünün eşpotansiyel yüzeye teğet bir bileşeni bulunmadığını gösterir. Elektrik alan çizgileri sonlu çizgilerdir ve pozitif elektrik yüklerinden çıkıp negatif elektrik yüklerinde son bulur veya sonsuzda bulunduğu kabul edilen negatif yüke giderler ya da sonsuzda bulunduğu kabul edilen yüklerden gelip negatif yüklerde son bulurlar.

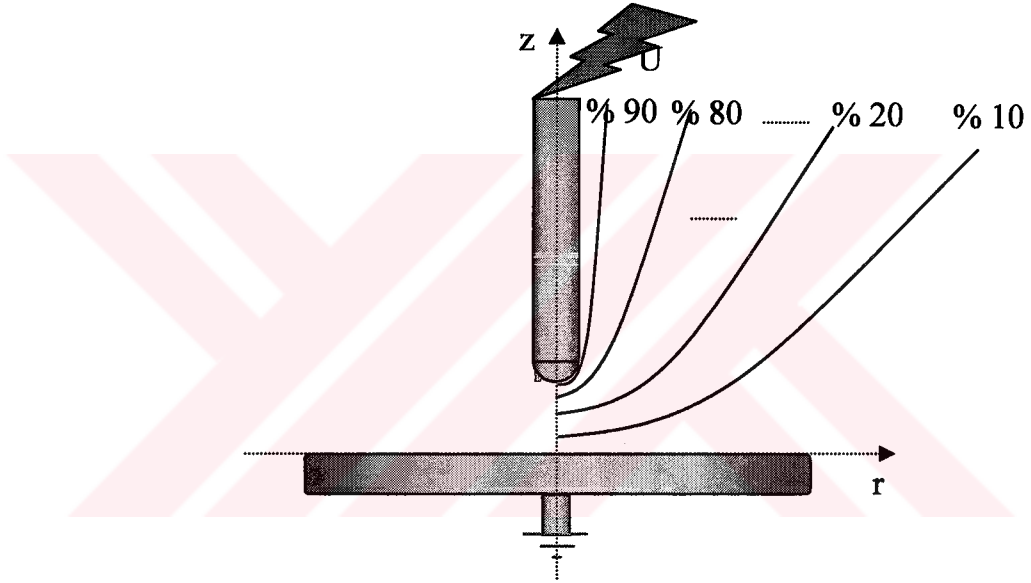
Elektrik alan yönünde gidildiği zaman potansiyel enerji azalacağından, elektrik alan vektörü potansiyelin azaldığı tarafa doğru yönelir. Bu durum $dV = -\vec{E} \cdot d\vec{s}$ bağıntısından görülebilir. Bu denklemin sağ tarafı, pozitif birim yükün $-\vec{E}$ dış kuvvetinin etkisiyle $d\vec{s}$ kadar yer değiştirmesi sırasında bu kuvvetin yapacağı işi gösterdiğinden, bu iş pozitif ise potansiyel artacaktır. Bu ise, elektrik alanın ters yönünde potansiyelin artacağını, dolayısıyla elektrik alan yönünde azalacağını gösterir [169].

Eşpotansiyel çizgileri bulmak için aynı potansiyeldeki noktaların koordinatları belirlenerek bu noktalar bir çizgi ile birleştirilir. Bu işlem aşağıdaki gibi yapılır. Belli

bir r koordinatı seçilir. Aynı potansiyeldeki $P_E(z, r)$ noktasının z koordinatı iteratif bir yöntem olan Newton Raphson yöntemiyle belirlenir. Buna göre, z için seçilen bir başlangıç değeri yardımıyla iteratif işlemlerle z belirlenir:

$$z_n = z_{n-1} - [(V_{n-1} - V_E) / (dV_{n-1}/dz)] \quad (4.7)$$

dir. Burada n iterasyon sayısını, z_n ise z 'nin n . adımıdaki değerini, z_{n-1} iterasyonun bir önceki ($n - 1$) adımında z 'nin değerini gösterir. V_E ise yüzde olarak eşpotansiyel değerini gösterir. Genellikle eşpotansiyel çizgiler, elektrot potansiyelinin %10'u aralıklarla çizdirilir.



Şekil 4.2 Çubuk-düzlem elektrot sisteminde eşpotansiyel çizgiler

Denklem (4.7) aşağıdaki gibi tekrar yazılırsa

$$z_n = z_{n-1} - [(V_{n-1} - V_E) / E_{n-1}] \quad (4.8)$$

olur. Burada E_{n-1} P_E noktasında V_{n-1} potansiyeli için elektrostatik alanın z bileşenidir. Yakınsama oluncaya kadar işlem tekrarlanır. Başka bir r değeri seçilir ve böylece eşpotansiyel çizginin başka bir noktası yerleştirilir. Elde edilen noktalar bir çizgi ile birleştirilerek eşpotansiyel çizgi elde edilir. Bir sonraki eşpotansiyel değeri için aynı işlemler tekrar edilir.

4.1.4. Kritik alan noktasının hesabı

Çubuk-düzlem elektrot sisteminin maksimum alan şiddeti, çubuğun yarıküresel ucundadır. Kritik alan noktası ise pozitif çubuk durumunda elektrotlar arasında kritik alan çizgisi üzerinde anottan belirli bir uzaklıktadır. Maksimum alan noktasından başlayıp düzlem elektrotta biten elektrik alan çizgisine kritik alan çizgisi denir. Elektron çığını başlatan tek elektron bu çizgi üzerinde kritik alan noktası adı verilen noktadan harekete başlar ve anoda doğru ilerler. Bu nokta, elektrik alan şiddetinin 24.4 kV/cm olduğu nokta olarak alınmıştır. Nasser [50] kritik alan noktasını, $E = 30$ V/(cm.Torr) olan nokta olarak almıştır. Bu ise, atmosfer basıncında kritik alan noktasının, elektrik alan şiddetinin 22.8 kV/cm olduğu nokta demektir. Elektrotlar arasında başka herhangi bir noktadan anoda doğru harekete başlayan bir elektronun çığ oluşturma olasılığı daha düşüktür. Çubuk düzlem elektrot sisteminde, elektrik alanın maksimum değeri z simetri ekseninde ve çubuk ucundadır. Dolayısıyla, kritik alan noktası da z ekseninde yer almaktadır. Bu noktada, r değeri sıfır olduğundan, elektrik alanın r bileşeni de sıfıra eşittir. Bundan dolayı hesaplamalarda sadece alanın z bileşeni gözönüne alınır. Buna göre,

$$E_p^2 = E_z^2 = E^2 \quad (4.9)$$

yazılabilir. Newton-Raphson [170] yöntemiyle z-koordinatını belirleyecek olan iteratif denklem aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$z_n = z_{n-1} - \{(E_{n-1}^2 - E^2)/[d(E_{n-1})^2/dz + d(E_{n-1})^2/dr]\} \quad (4.10)$$

veya

$$z_n = z_{n-1} - \{(E_{n-1}^2 - E^2)/[2.E_{n-1}(dE_{n-1}/dz + dE_{n-1}/dr)]\} \quad (4.11)$$

E'nin sadece z'ye göre türevi alınır. Çünkü kritik alan noktası z ekseninde yer almaktadır ve bu yüzden elektrik alan r'den bağımsızdır. Buradan

$$z_n = z_{n-1} - \{(E_{n-1}^2 - E^2)/[2.E_{n-1}.d(E_{n-1})/dz]\} \quad (4.12)$$

yazılabilir. Ayrıca, bir bilgisayar programı yardımıyla kritik alan çizgisi üzerinde çok küçük adımlarla elektrik alan şiddeti hesaplanarak, alanın 24.4 kV/cm olduğu noktanın z koordinatı belirlenebilir. Bu yöntemle elektron çığının başladığı yer olan kritik alan noktasının z koordinatındaki değeri hesaplanabilir.

4.1.5. Elektrik alan çizgilerinin çizimi

Benzetim yüklerinin değerleri hesaplandıktan sonra, herhangi bir noktadaki elektrik alan hesaplanabilir. Bu hesaptan yararlanarak elektrik alan dağılımını görsel olarak değerlendirmek amacıyla elektrik alan çizgileri çizdirilir. Elektrik alan çizgileri elektrot yüzeyine dik açı yaparak başlayıp düzlemsel elektrot yüzeyinde yine yüzeye dik açıyla son bulur.

Elektrik alan çizgileri çizdirilirken, kritik alan çizgisinden başlayarak elektrot yüzeyinde (r, z) noktasında elektrik alan şiddeti hesaplanır. Alan şiddetinin r ve z bileşenleri hesaplanır. Elektrik alan doğrultusunda belli bir ds uzaklığı seçilir. Alan doğrultusunda ds kadar uzaklıkta hangi noktaya gidileceğini belirlemek için, gidilecek noktanın koordinatları,

$$r' = r + \left(\frac{E_r}{E} \right) \cdot ds \quad (4.13)$$

$$z' = z + \left(\frac{E_z}{E} \right) \cdot ds \quad (4.14)$$

bağıntılarından hesaplanır. Burada E_r ve E_z , elektrik alanın, (r, z) koordinatlarındaki sırasıyla r ve z bileşenleridir, r' ve z' ise bir sonraki adımda gidilecek noktanın koordinatlarıdır.

4.1.6. Faydalanma faktörünün hesabı

Faydalanma faktörü, bir elektrot sistemindeki elektrostatik alanın ortalama değerinin (E_{ort}) aynı elektrot sistemindeki maksimum alan (E_{max}) değerine oranı (E_o/E_{max}) olarak tanımlanır ve alanın düzgünsüzlüğünün bir ölçüsüdür. Geometrik olarak benzer elektrot sistemlerinde faydalanma faktörünün değeri elektrostatik alan

dağılımı çizilerek elektrik alanın maksimum değeri ve elektrik alan dağılımı hakkında bilgi sağlanır.

Elektroda uygulanan gerilim U ve elektrot açıklığı a ise faydalanma faktörü [10]

$$\eta = (U/a).E_{\max} = E_{\text{ort}}/E_{\max} \quad (4.15)$$

bağıntısıyla hesaplanır. Düzgün alanlı elektrot sisteminde faydalanma faktörünün değeri %100'dür. Düzgün olmayan alanda elektrik alanın maksimum değeri

$$E_{\max} = U/(a.\eta) \quad (4.16)$$

bağıntısı ile hesaplanabilir. Faydalanma faktöründen yararlanarak korona başlangıç gerilimi

$$U_o = E_o.a.\eta \quad (4.17)$$

bağıntısı ile de hesaplanabilir. Burada a (cm) elektrot açıklığı, η ise faydalanma faktörüdür. E_o (kV/cm) ise korona başlangıç alan şiddetidir.

4.2 Elektron Çığının Hesabı

Tez kapsamındaki hesaplar, normal basınç ve sıcaklık koşulları için yapılmıştır. E/p cinsinden iyonlaştırma katsayısı α 'yla ilgili olarak birçok ampirik ifade vardır. Kaynak [53]'te kullanılan (ilk olarak Schumann tarafından kullanıldı.) ifade bu tez çalışmasında esas alınmıştır.

$$\alpha/p = K.A.[(E/p) - (E_o/p_o)]^2 \quad (4.17)$$

Burada E ve E_o (kV/cm) cinsinden, iyonlaştırma katsayısı α (1/cm) cinsindendir. $p = p_o = 760$ Torr , $E_o = 24.4$ kV/cm, $A = 0.02345$ cm/kV ve $K = \int \alpha dz = 18$ (Schumann'ın korona başlangıç kriteri) için bu ifade [53]

$$\alpha = 0.4221.(E - 24.4)^2 \quad (4.18)$$

olur. Bu bağıntı çok basittir ve üstel terim içeren ifadelerdeki gibi bilgisayarda çok hesap süresi gerektirmez. Çubuk elektrot anot olarak alınır, elektron çığı katot ile anot arasındaki bir noktadan başlar. Bu noktanın, çubuk-düzlem elektrot sisteminde z ekseninde yer aldığı kabul edilir. Buna göre kritik alan değeri olan 24.4 kV/cm bu noktadadır ve bu noktanın koordinatı belirlenir. Kritik alan noktası hesaplandıktan sonra çubuk elektrot ile kritik alan noktası arasında eşit aralıklarla α ve elektrostatik alan hesaplanır. Sonra

$$K = \int_{z_{\text{kritik}}}^a \alpha dz \quad (4.19)$$

integrali Yamuk Yöntemiyle veya Simpson Yöntemiyle hesaplanır. Burada K bir sabit, z_{kritik} (cm) kritik alan noktasının z koordinatı ve a (cm) elektrot açıklığıdır. Bu tez çalışmasında integral hesabı için Simpson Yöntemi kullanılmıştır.

4.3 Korona Başlangıç Geriliminin Hesabı

Çığ başlayınca, iyonlaşma başlar, uzay yükleri ortaya çıkar ve bunlar alanı değiştirir. Eğer anotta oluşan alan, kritik değerden yani 24.4 kV/cm'den küçükse o zaman anot ile çığ başı arasında iyonlaşma sona erer. Bu durumda elektroda uygulanmış olan gerilim korona başlangıç gerilimidir. Böylece korona başlangıç gerilimi hesaplanmış olur.

Hesaplamanın adımları aşağıdaki gibidir.

1. Herhangi bir U gerilimi anoda uygulanır. Elektrot ucundaki maksimum elektrik alan şiddeti hesaplanır.
2. Elektron çığının başlangıç noktası olan, kritik alan noktasının koordinatı bulunur.
3. Kritik alan noktası ile anot arasındaki çığ bölgesinde eşit aralıklı birçok (50-100 adet) noktada α ve elektrostatik alan hesaplanır. Nokta sayısı arttıkça doğruluk artar.

4. $K = \int_{Z_{kritik}}^a \alpha dz$ integrali Simpson Yöntemiyle hesaplanır.

5. Pozitif iyonlardan oluşan halkasal yüklerin yerleri, yarıçapları ve yükleri hesaplanır.

6. Çubuk elektrot ucunda, elektrostatik alan ve pozitif iyonlardan oluşan uzay yüklerinin elektrik alanı toplamı hesaplanır. Toplam elektrik alan şiddeti 24.4 kV/cm'den küçük ve 15 kV/cm'den büyük ise korona başlamış kabul edilir. Eğer korona başlamaz ise uygulanan gerilim değiştirilerek hesaplamalar yeniden yapılır.

Buradan, 4. adımı göz önüne alırsak, çığdaki toplam elektron sayısı aşağıdaki gibidir:

$$n_e = \exp\left(\int_{Z_{kritik}}^a \alpha dz\right) \quad (4.20)$$

Çığ başındaki pozitif iyon sayısı

$$n_+ = \exp\left(\int_{Z_{kritik}}^a \alpha dz\right) / 2 \quad (4.21)$$

ve çığ boyunca oluşturulan toplam pozitif iyon sayısı ise

$$n_+ = 1 + 2 + 4 + \dots + n_e / 2 \quad (4.22)$$

veya

$$n_+ = \exp\left(\int_{Z_{kritik}}^a \alpha dz\right) - 1 = n_e - 1 \quad (4.23)$$

dir.

Sonraki adım olan 5. adımda uzay yük dağılımı bulunacaktır. Pozitif iyonların hızları elektronların hızına göre 1000 kat daha düşüktür. Bu yüzden, elektronlar anoda doğru hızla ilerlerken, pozitif iyonların hareket etmedikleri ve çarpışma sonucu oluşturuldukları noktalarda, yani iyonlaşmanın meydana geldiği yerde hareketsiz

durdukları kabul edilmiştir. Şöyle ki, Şekil 4.3'deki elektrot sisteminde, çıkışı başlatan elektronun anoda doğru harekete S noktasından başladığını göz önüne alırsak, ilk pozitif iyon ve bir electron T noktasında meydana getirilecektir. Böylece bu noktada elektronların sayısı ikiye katlanacaktır yani

$$\exp \left(\int_S^T \alpha \, dz \right) = 2 \quad (4.24)$$

veya

$$\int_S^T \alpha \, dz = \ln(2) \quad (4.25)$$

olur. Bu iki elektron anoda doğru ilerlemeye devam ederken U noktasında ikinci çarpışma meydana gelir ve elektronların sayısı yine ikiye katlanarak 4 olur. Buna göre U noktasında

$$\exp \left(\int_S^U \alpha \, dz \right) = 4 \quad (4.26)$$

veya

$$\exp \left(\int_T^U \alpha \, dz \right) = 2 \quad (4.27)$$

dir. Şimdi U noktasında elektronların sayısı 4 ve yeni iyonların sayısı 2'dir. Elektronlar anoda doğru ilerledikçe iyonlaşma devam eder. Sonuç olarak, anoda çok yakın bir yerde iyonlaşmanın durduğu noktada, pozitif iyonların sayısı

$$n_+ = 2^k / 2 = 2^{k-1} \quad (4.28)$$

dir. Burada k son iyonlaşma adımıdır ve k öyle bir tamsayıdır ki, eğer

$$\exp \left(\int_S^a \alpha \, dz \right) = 2^y \quad (4.29)$$

ise (y bir reel sayıdır) o zaman $k \leq y \leq k+1$ olur. $(k+1)$. iyonlaşma adımı imkansızdır, çünkü bu durumda anot üzerindeki bir noktaya gelinmektedir. Buna göre

$$2^k \leq \exp \left(\int_s^a \alpha dz \right) < 2^{k+1} \quad (4.30)$$

olur. k 'ncı adımın sonunda uzay yükleri ve elektrostatik alanın birlikte anot ucunda oluşturduğu toplam elektrik alan hesaplanır.

Pozitif iyonlar, iyonlaşma yerlerindeki (Şekil 4.3'teki gibi U, T, V v.s noktalarına yerleştirilen) halkasal yükler üzerinde düzgün yayılmıştır. Halkanın yarıçapı difüzyon yarıçapına eşittir ve aşağıdaki şekilde ifade edilmiştir [54].

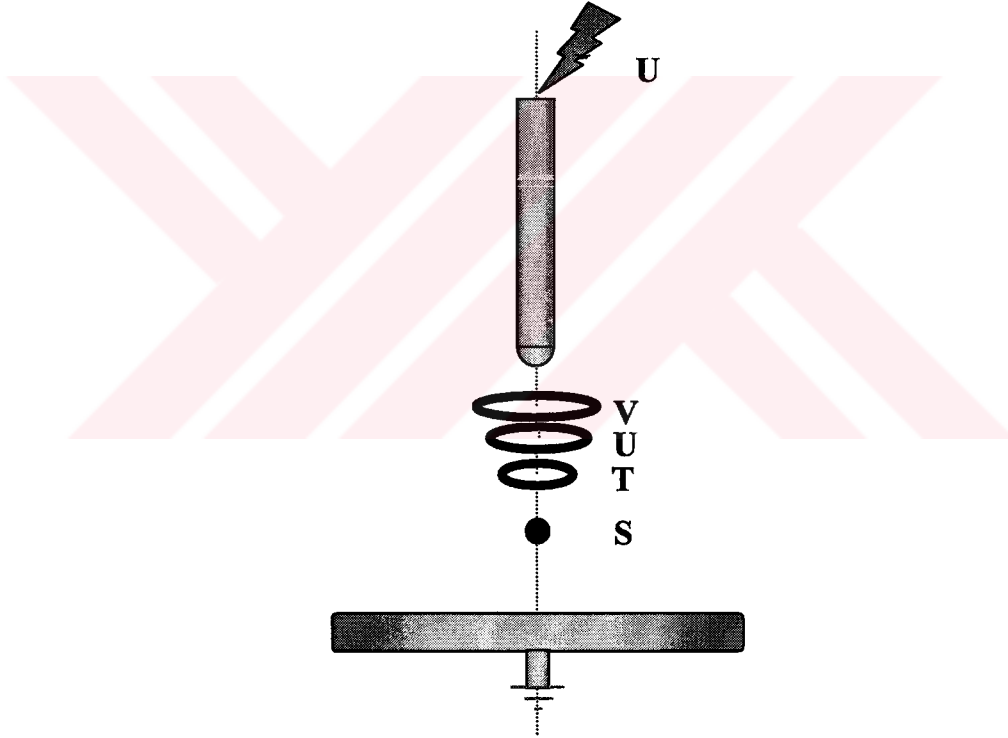
$$r = \sqrt{4 \cdot D_e \cdot t} \quad (4.31)$$

Burada D_e , havada, normal basınç ve sıcaklıkta elektronun difüzyon katsayısıdır ve $430 \text{ (cm}^2/\text{s)}$ 'ye eşittir [21, 53]. t ise, elektron çığının başlangıç noktası ile gözönüne alınan, örneğin U, iyonlaşma noktası arasındaki geçiş süresidir. Bu süre, $(S - U)$ uzaklığının hesaplanan ortalama hıza bölünmesiyle elde edilir. Elektronun ortalama hızı $v_e \text{ (cm/s)}$ aşağıdaki ifade kullanılarak bulunmuştur [23, 53]:

$$v_e = (2.74 \cdot E/p + 39.1) \cdot 10^5 \quad (4.32)$$

Bu demektir ki sabit basınç p için, v_e ortalama hızı E ile doğru orantılıdır. Burada E/p , $V/(\text{cm.Torr})$ cinsindendir. Çıgın başını anottan ayıran uzaklık difüzyon yarıçapına göre küçüktür. Dolayısıyla anodun ucundaki uzay yük alanını ve sonuç olarak toplam alanı ağırlıklı olarak r belirlemektedir. r 'nin başka bir değerini almak sonuçların değişmesine yol açar. Bu durum noktasal yükler yerine halkasal yükler kullanılmasının üstünlüklerinden biridir. Khalifa ve Abdel-Salam [49], elektron çığının ucundaki pozitif iyonların küresel bir bölge içinde olduklarını kabul ederek, difüzyon yarıçapını hesaplarken küresel difüzyon kabulü ile denklem (4.32)'da karekök içinde 4 yerine 6 almışlardır.

Her bir çarpışmadan sonra, çarpışma noktasına yerleştirilen halkasal yükün yük miktarı, sözkonusu noktadaki çarpışmada ortaya çıkan pozitif iyonların yük miktarına eşittir. Şekil 4.3'te, ilk çarpışma T noktasında gerçekleşir ve yük miktarı 1 pozitif iyon yüküne eşittir. Bir sonraki halkasal yük U noktasındadır ve 2 pozitif iyon yüküne eşit yüke sahiptir. Her bir adımda, halkasal yükün değeri, bir önceki adıma göre ikiye katlanır. Anoda çok yakın noktadaki son adımda halkasal yük 2^{k-1} adet pozitif iyonun yüküne eşit bir yük miktarına sahiptir. Burada k, iyonlaşma adımı sayısıdır. Eğer korona başlangıç koşulu sağlanmamışsa tüm işlemler başka bir gerilim değeri ile tekrarlanmalıdır. Uygulanacak gerilimin, örneğin deneysel sonuçlarla önceden tahmin edilmesi hesaplamaların daha kısa sürede yapılmasını sağlayacaktır.

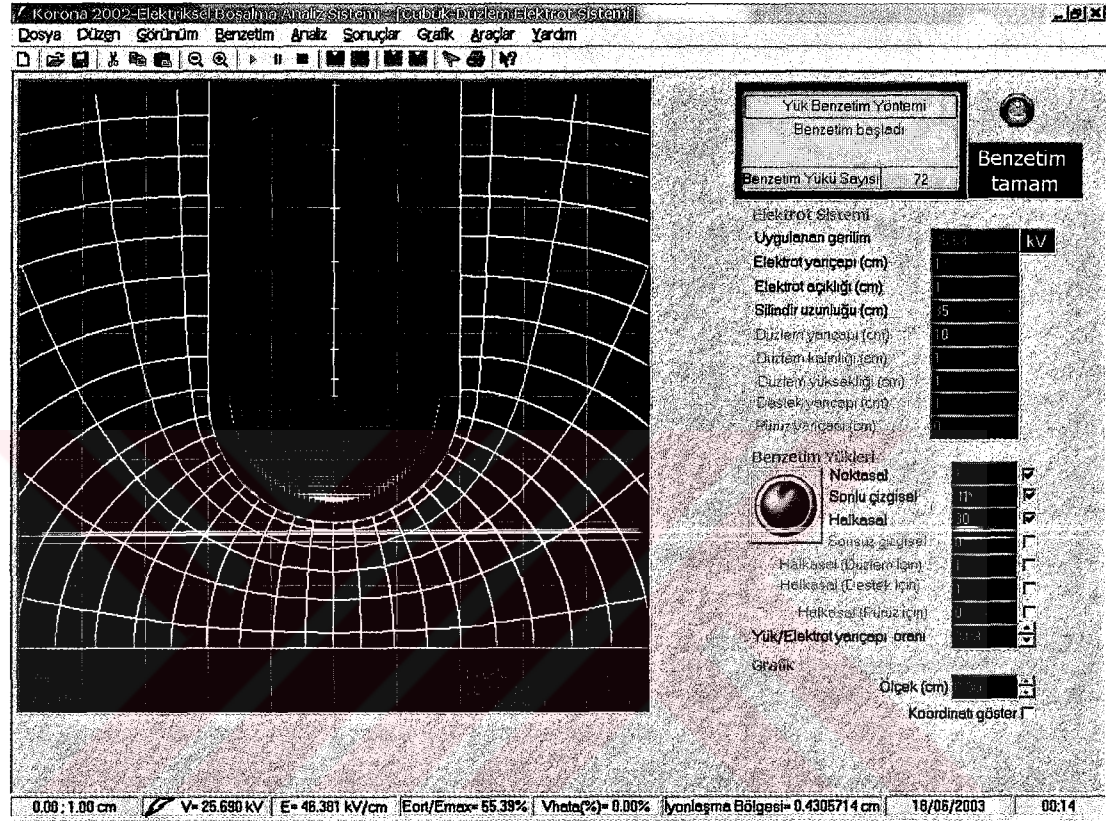


Şekil 4.3 Ana elektron çığındaki pozitif uzay yüklerinin U, T, V vb. noktalarına yerleştirilen halkasal yüklerle benzetimi. Burada S, elektron çığının başlangıcı olan kritik alan noktasıdır.

4.4. Bilgisayar Programı

Elektrik alan ve korona başlangıç gerilimi hesabı için, Yük Benzetim Yöntemine dayanan bir yazılım geliştirilmiştir. Korona 2002 adı verilen yazılım Microsoft

Visual Basic 6.0'da geliştirilmiştir ve Windows işletim sisteminde çalışmaktadır. Yazılım, ana ekranda sadece elektrot açıklığı, elektrot yarıçapı, yük tipleri ve sayıları gibi birkaç parametre girilecek şekilde tasarlanmıştır. Parametreler girildikten sonar benzetim başlatılarak ana ekranda elektrostatik alan dağılımı çizdirilmektedir (Şekil 4.4).



Şekil 4.4 Korona 2002'nin ana ekranında, çubuk-düzlem elektrot sisteminin elektrostatik alan dağılımı ($r = 1$ cm, $a = 1$ cm $\Delta V = \% 20$).

Bundan sonraki bölümde, Korona 2002 yazılımının ayrıntıları ve yöntemin çubuk-düzlem elektrot sistemine uygulaması açıklanacaktır.

BÖLÜM 5. KORONA 2002 YAZILIMI VE ÇUBUK-DÜZLEM, KÜRE-DÜZLEM VE SİLİNDİR-DÜZLEM ELEKTROT SİSTEMLERİ İÇİN KULLANIMI

5.1 Korona 2002 – Elektriksel boşalma Analiz Sistemi

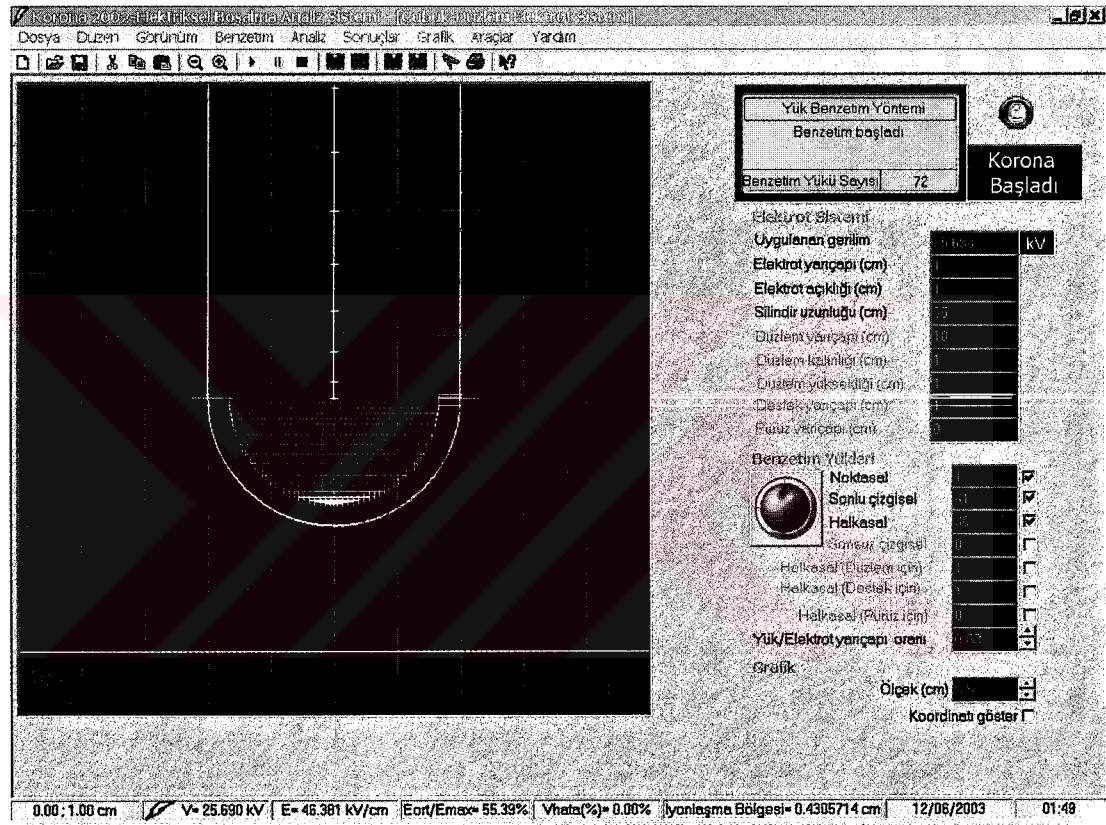
Korona 2002 (Elektriksel Boşalma Analiz Sistemi), yüksek gerilimde, düzgün ve düzgün olmayan elektrik alanında, çeşitli elektrot sistemlerinde elektrostatik alan dağılımını ve korona başlangıç gerilimini Yük Benzetim Yöntemiyle hesaplamak amacıyla bu tez kapsamında geliştirilen bir yazılımdır. Korona 2002, Windows işletim sistemine sahip herhangi bir bilgisayarda çalışmak üzere Microsoft Visual Basic 6.0 programlama diliyle geliştirilmiştir.

Korona 2002 yazılımıyla, çubuk-düzlem, silindir-düzlem ve küre-düzlem elektrot sistemlerinde elektrostatik alan dağılımı ve korona başlangıç gerilimi hesaplanabilmektedir. Elektrot yarıçapı çok büyük ve elektrot açıklığı küçük alınarak düzgün alanlı problemlerin çözümü de yapılabilmektedir. Yazılımda kullanılan elektrot sistemlerinde kullanıcı, düzlemsel elektrodu, sonsuz geniş bir düzlem olarak veya yarıçapını, düzlem kalınlığını ve yüksekliğini belirleyebileceği sonlu genişlikte dairesel bir disk olarak seçebilmektedir. Bundan başka, düzlemsel elektrot yüzeyinde ve z eksenini üzerinde, yarıçapı değiştirilebilen yarıküresel iletken bir pürüz yerleştirilebilmektedir. Böylece, pürüzlü elektrot sistemlerinde de elektrostatik alan dağılımı ve korona başlangıç gerilimi hesaplanabilmekte; pürüzün elektrostatik alan dağılımına ve korona başlangıç gerilimine etkisi incelenebilmektedir.

Korona 2002 yazılımı kullanılarak yöntemin, havada, pozitif doğru gerilimde, normal ortam koşullarında çubuk-düzlem, silindir-düzlem ve küre-düzlem elektrot sistemlerine uygulaması yapılmıştır. Bu bölümde, sonuçların karşılaştırılabilmesi amacıyla literatürde geçen çalışmalardaki elektrot açıklıklarına ve elektrot

yarıçaplarına göre yapılan hesaplar verilmiştir. Bununla beraber hesaplar, başka elektrot açıklıkları ve elektrot yarıçapları için de yapılabilir.

Uygulama olarak Korona 2002 Elektriksel Boşalma Analiz Sistemi yazılımı kullanılarak potansiyel ve elektrik alan dağılımları hesaplanmıştır. Yazılım, Yük Benzetim Yöntemine dayanmaktadır. Sonuçlarda yüksek doğruluk elde etmek için, noktasal, çizgisel ve halkasal yük gibi değişik yük tipleri kullanılmıştır. Korona 2002 yazılımının ana ekranı Şekil 5.1’de gösterilmiştir.



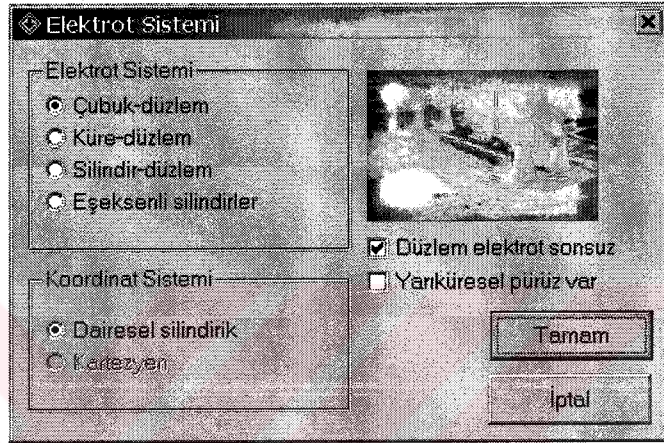
Şekil 5.1 Korona 2002-Elektriksel Boşalma Analiz Sistemi yazılımının ana ekranı.

5.2 Korona 2002'nin Giriş Ekranı

Korona 2002, ilk çalıştırıldığında ana pencere içerisinde, elektrostatik alan dağılımı ve korona başlangıç geriliminin hesaplanacağı elektrot sisteminin seçimi için “Elektrot Sistemi” penceresi ekrana gelmektedir (Şekil 5.2). Bu pencerede çubuk-düzlem, küre-düzlem veya silindir-düzlem elektrot sistemlerinden biri seçilmektedir. Koordinat sistemi, bu elektrot sistemleri için otomatik olarak “dairesel silindirik koordinat sistemi” olarak seçilmektedir. Program, eşeksenli silindirselsel elektrot

sistemini de inceleyebilmek için yapılanmaya açıktır. Ayrıca, 2 ve 3 boyutlu alan problemlerini kartezyen koordinat sisteminde incelemek için de yazılım geliştirilebilir.

Giriş penceresinde “Tamam” butonu tıklanırsa, daha önce aynı sistem incelenmiş ise, en son girilen giriş verileri ile aksi halde varsayılan giriş verileri ile birlikte, Şekil 5.1’de görülen Korona 2002’nin ana penceresi ekrana gelmektedir, “İptal” butonu tıklandığında programdan çıkılmaktadır.



Şekil 5.2 Korona 2002-Elektrot Sistemi penceresi.

Elektrot sistemi penceresinde, düzlem elektrodun seçimi için bir kutucuk bulunmaktadır. Program varsayılanı olarak bu kutucuk işaretli bulunmaktadır. Kutucuğun işaretli olması düzlem elektrodun sonsuz geniş düzlem elektrot olarak göz önüne alındığını göstermektedir. Bu durumda, Yük Benzetim Yönteminde düzlem elektrodun benzetimi, görüntü yükleri yöntemiyle yapılmaktadır.

Eğer kutucuğun işareti kaldırılırsa, düzlem elektrot için sonlu genişlikte düzlem elektrot seçeneği kullanılabilir. Bu durumda disk şeklinde bir düzlem elektrot göz önüne alınır ve bu elektrodun benzetimi, içerisine yerleştirilen halkasal yüklerle yapılır. Düzlem elektrodun yüksekliği, yarıçapı ve kalınlığı ana ekranda değiştirilebilmektedir. Bu durumda ana ekrandaki elektrot açıklığı başlıklı metin kutusundaki değer, gerilim uygulanan elektrot yüksekliği olmaktadır. Elektrot açıklığı ise bu değerden, düzlem yüksekliği çıkarılarak elde edilmektedir.

Yine bu penceredeki “Yarıküresel pürüz var” başlıklı kutucuk işaretlenerek pürüz elektrodu seçilebilir. Yarıküresel pürüz elektrodu, düzlem elektrodun yüzeyinde ve

merkezi, düşey eksen üzerinde bulunacak şekilde yerleştirilmektedir. Pürüzün yarıçapı ana ekranda değiştirilebilmektedir. Yük Benzetim yönteminde pürüzün benzetimi, içerisine yerleştirilen halkasal yüklerle yapılmaktadır. Halkasal yük sayısı değiştirilebilmektedir.

5.3 Ana Ekrandaki Giriş Verileri, Butonlar ve Menüler

5.3.1 Giriş verileri

Elektrot sistemi seçildikten sonra, seçilen elektrot sistemi için daha önce üzerinde çalışılan verilerle açılan ana ekranda şu değerler girilebilmekte veya değiştirilebilmektedir.

- Uygulanan gerilim (kV),
- Elektrot yarıçapı (cm),
- Elektrot açıklığı (cm),
- Çubuk elektrot silindir (sap) kısmı uzunluğu (cm),
- Düzlem elektrot (eğer sonlu düzlem seçilmişse),
 - Yarıçapı (cm),
 - Kalınlığı (cm),
 - Yüksekliği (cm),
 - Destek (ayak) çubuğu yarıçapı (cm),
- Pürüz elektrot (eğer seçilmişse) yarıçapı (cm),
- Noktasal yük (seçilmişse) sayısı
- Sonlu çizgisel yük (seçilmişse) sayısı
- Halkasal yük (seçilmişse) sayısı
- Sonsuz çizgisel yük (seçilmişse) sayısı
- Düzlem (seçilmişse) için halkasal yük sayısı
- Düzlem (seçilmişse) destek çubuğu için halkasal yük sayısı
- Pürüz (seçilmişse) için halkasal yük sayısı
- Yük/elektrot yarıçapı oranı
- Grafik ekranı ölçeği (cm)
- Grafik ekranı üzerinde iken koordinatların gösterilmesi seçeneği,

Bu değerlerin kullanılmasını onaylamak için ana ekranda bir buton bulunmaktadır. Değerler girildikten veya seçildikten sonra veya değiştirildiğinde, programla işlem yapmadan önce bu butona basılır, daha sonra hesaplama başlatılır. Toplam yük sayısı, ana pencerenin sağ üst köşesinde bulunan mesaj penceresi içinde gösterilmektedir. Bu pencerede, işlemler sırasında, kullanıcıya yapılan işlemle ilgili bilgiler verilmektedir.

5.3.2 Menü Butonları

Korona 202'nin ana menüsü ve menü butonlarının bulunduğu araç çubuğu Şekil 5.3'te görülmektedir. Menü butonları, birer kısayol butonlarıdır.



Şekil 5.3 Korona 2002-ana ekran menüleri ve menü butonları.

Soldan sağa doğru sırayla, menü kısayol butonları, şu işlemleri yapar:

- Yeni proje aç: Elektrot sistemi penceresi açılır ve yeni bir elektrot sistemi seçilir.
- Dosyadan proje aç: Daha önce giriş verileri ve ayarları bir dosyaya kaydedilmiş ise tekrar açılarak aynı hesaplar yapılabilir.
- Dosyaya kaydet: Ana ekrandaki elektrot sistemine ait giriş verileri ve ayarlar “yby” uzantılı bir dosyaya kaydedilir.
- Kes: Grafik ekranda çizdirilen elektrostatik alan dağılımı veya elektrot şekli çizimini silerek belleğe alır.
- Kopyala: Grafik ekranda çizdirilen elektrostatik alan dağılımı veya elektrot şekli çizimini kopyalayarak belleğe alır. Bu çizim başka bir yazılımda yapıştırılarak kullanılabilir.
- Yapıştır: Daha önce kopyalanmış bir çizimi grafik ekrana yerleştirmek (yapıştırmak) için kullanılır.
- Yaklaştır: Grafik ekranın cm cinsinden ölçeğini küçülterek ekrandaki elektrot şeklinin yaklaştırılmasını sağlar.

- Uzaklaştır: Grafik ekranın cm cinsinden ölçeğini büyütür ve ekrandaki elektrot şeklinin uzaklaştırılmasını sağlar.
- Başlat: Benzetimin başlatılmasını sağlar. Sonuç olarak yük, sınır ve kontrol noktası koordinatları hesaplandıktan sonra sınır ve kontrol noktası potansiyelleri ile potansiyel hatası hesaplanır. Sonuçlar tablo halinde “Benzetim sonuçları” penceresinde yazdırılır (Şekil 5.6). Eğer “Seçenekler” penceresinde “Benzetim başlatılınca korona başlangıç gerilimini hesapla, eşpotansiyel çizgileri çiz ve elektrik alan çizgilerini çiz” seçenekleri seçilmiş ise, bu işlemler de yapılır.
- Beklet: Benzetim başlatıldıktan sonra eşpotansiyel çizgiler veya elektrik alan çizgileri çizdirilirken, işlemi yarıda keserek beklemeye almayı sağlar. Bekleme durumunda “Başlat” butonu yeniden tıklanırsa, işlem kaldığı yerden çizime devam eder.
- Durdur: Benzetim başlatıldıktan sonra veya eşpotansiyel çizgiler veya elektrik alan çizgileri çizdirilirken beklemeye alındıktan sonra, işlemi sonlandırmayı sağlar. Bu durumda ekrandaki çizim silinmez.
- Elektrot sistemini çiz: Elektrot sistemini çizer. Çizgi kalınlığı ve çizgi rengi değiştirilebilir.
- Yükleri çiz: Elektrot sistem çizildikten sonra veya çizilmeden yüklerin, sınır noktalarının ve kontrol noktalarının çizilmesini sağlar. Ana ekrandan halkasal yük yarıçapı değiştirildiğinde halkasal yükler otomatik olarak yeniden çizilirler. Yükler kırmızı renkte, sınır noktaları mavi ve kontrol noktaları ise pembe renkte çizdirilmektedir. Bu renkler sabitlenmiştir ve değiştirilememektedir.
- Eşpotansiyel çizgileri çiz: Benzetim başlatılınca etkin olan bu buton tıklandığında eşpotansiyel çizgiler çizdirilir. Eşpotansiyel çizgi aralığı, uygulanan gerilimin %’si olarak, “Seçenekler” penceresinde “Çizim” sayfasındaki “Eşpotansiyel çizgi aralığı” metin kutusuna girilir. Eğer renkli çizim seçilmiş ise, potansiyel değeri %0’dan %100’e kadar değişirken, renklerde maviden kırmızıya doğru değişir ve potansiyel dağılımı hakkında renkli görsel bilgi elde edilir.

- Elektrik alan çizgilerini çiz: Benzetim başlatılınca etkin olan bu buton tıklandığında elektrik alan çizgileri çizdirilir. Elektrik alan çizgi aralığı, radyan cinsinden açı olarak, “Seçenekler” penceresinde “Çizim” sayfasındaki “Elektrik alan çizgi aralığı” metin kutusuna girilir.
- Noktasal hesap: Bu buton tıklandığında basılı olarak kalır. Bu durumda grafik ekranda herhangi bir nokta tıklanırsa o noktadaki potansiyel ve elektrik alan hesaplanarak ana ekranın alt kenarındaki panellerde yazdırılır. Basılı durumdaki butona tekrar tıklanırsa, bu işlem iptal edilmiş olur.
- Yazdır: Grafik ekrandaki çizimi yazdırır.
- Yardım: Yazılımın yardım dosyası çalıştırılır.

5.3.3 Menüler

Ana ekrandaki menüler, Dosya, Düzen, Görünüm, Benzetim, Analiz, Sonuçlar, Grafik, Araçlar ve Yardım menü başlıkları altında toplanmıştır. Alt menüler şöyledir:

- Dosya
 - Yeni: Elektrot sistemi penceresinden yeni proje açar.
 - Aç: Dosyadan proje açar.
 - Kaydet: Elektrot sistemini proje olarak dosyaya kaydeder.
 - Farklı kaydet: Projeyi farklı bir isimle kaydeder.
 - Baskı önizleme: Grafik ekrandaki çizimi “Baskı önizleme penceresine kopyalar”.
 - Yazdır: Grafik ekrandaki çizimi yazdırır.
 - Çıkış: Programı kapatır.
- Düzen
 - Kes: Grafik ekranı silerek çizimi belleğe alır.
 - Kopyala: Grafik ekrandaki çizimi belleğe kopyalar.
 - Yapıştır: Bellekteki çizimi grafik ekrana yerleştirir.
 - Temizle : Grafik ekranı siler.

- Görünüm

- Parametreler: Hava koşulları vb. parametrelerin gösterildiği pencereyi açar. Bu pencereden hava koşulları penceresine geçilir.
- Ortam koşulları: Sıcaklık ve basınç değerlerinin girilebileceği "Hava Koşulları" penceresi açılır.
- Yaklaştır: Grafik ekranda çizilen elektrot şeklini yaklaştırır.
- Uzaklaştır: Grafik ekranda çizilen elektrot şeklini uzaklaştırır.
- Noktasal yükler: Noktasal yükleri çizer.
- Halkasal yükler: Halkasal yükleri çizer.
- Sonlu çizgisel yükler: Sonlu çizgisel yükleri çizer.
- Sonsuz çizgisel yükler: Sonsuz çizgisel yükleri çizer.
- Tümünü göster: Bütün yükleri çizer.
- Renk
 - Elektrot: Renk diyalog kutusundan elektrot rengi seçilir.
 - Zemin: Grafik ekranın zemin rengi değiştirilebilir.
 - Çizim: Eşpotansiyel ve elektrik alan çizgilerinin çizim rengi seçilir.
- Ekseni çiz: Grafik ekranda eksenler kırmızı renkte çizilir.
- Simetrik eksen: Eksenler grafik ekranda simetrik çizilir.
- Ölçeği çiz: Grafik ekranda ölçek çizgileri çizilir.

- Benzetim

- Başlat: Benzetim başlatılır. Yükler hesaplanır. Çizim yapılır.
- Beklet: Çizim yapılırken işlemi bekleme alır.
- Durdur: Çizim yapılırken işlemi sona erdirir.

- Analiz

- Hata analizi: Hata analizi penceresini açar.
- Korona başlangıç gerilimi: Hesabı başlatır.
- Eşpotansiyel çizgiler: Eşpotansiyel çizgiler çizdirilir.
- Elektrik alan çizgileri: Elektrik alan çizgileri çizdirilir.
- Elektrostatik alan dağılımı: Hem eşpotansiyel çizgiler hem de elektrik alan çizgileri birlikte çizilir.

- Maksimum elektrik alanı: Maksimum elektrik alanı hesaplar.
- Sonuçlar
 - Katsayılar matrisi: Hesaplanan, potansiyel katsayıları matrisinin terim değerleri gösterilir.
 - Yük, sınır ve kontrol noktası koordinatları: "Benzetim Sonuçları" penceresi açılarak, hesaplan yük, sınır ve kontrol noktası koordinatları gösterilir.
 - Benzetim yükleri: "Benzetim Sonuçları" penceresinde yük değerleri gösterilir.
 - Kontrol noktası potansiyeli: "Benzetim Sonuçları" penceresinde kontrol noktası potansiyelleri ve potansiyel hatası değerleri gösterilir.
 - Elektron çığı: "Benzetim Sonuçları" penceresinde, elektron çığı ile ilgili hesap sonuçları gösterilir.
- Grafik
 - Potansiyelin değişimi (kritik alan çizgisi üzerinde): Elektrotlar arasında potansiyelin değişimi grafiğı çizilir.
 - Elektrik alanın değişimi (kritik alan çizgisi üzerinde): Elektrotlar arasında elektrik alanın değişimi grafiğı çizilir.
 - Maksimum elektrik alanının elektrot açıklığı ile değişimi: Belirli bir elektrot yarıçapı için, elektrot açıklığının başlangıç, bitiş ve artım değerleri girilerek grafik çizilir.
 - Maksimum elektrik alanın elektrot yarıçapı ile değişimi: Belirli bir elektrot açıklığı için, elektrot yarıçapının başlangıç, bitiş ve artım değerleri girilerek grafik çizilir.
- Araçlar
 - Hesap makinası: Hesap makinası çalıştırılır.
 - Seçenekler: Bazı ayarların yapıldığı aynı adlı pencereyi açar.
- Yardım
 - Korona 2002 Hakkında: Yazılımın adı ve sürümü hakkında bilgi veren pencereyi açar.
 - Yardım Konuları: Yardım dosyasını çalıştırır.

5.4 Koordinatların ve Yüklerin Hesabı

Korona 2002 ana ekranında, seçilen elektrot sistemi için uygulanan gerilim, elektrot açıklığı, çubuk elektrot boyu ve elektrot içerisine yerleştirilen noktasal, halkasal ve sonlu çizgisel yüklerin sayısı ile halkasal yüklerin yarıçapı girilir. Elektrot sistemini ekranda çizdirmek için araç çubuğundaki “Elektrot sistemi“ butonu tıklanır. Kullanılacak yük tipleri ile ilgili kutucuklar işaretlenir. Girilen değerlerin kabul edilmesi (programa atanması) için “Uygula“ butonuna basılır. Yükleri ekranda çizdirmek için araç çubuğundaki “Yükleri çiz“ butonu tıklanır.

Benzetim menüsünden “Başlat“ komutu tıklanırsa yüklerin, sınır noktalarının ve kontrol noktalarının koordinatları, potansiyel katsayıları matrisi ve oluşan lineer denklem sisteminin Gauss İndirgeme Yöntemiyle çözülmesiyle yükler hesaplanmaktadır. Hesaplanan yük değerleri ile kontrol noktası potansiyelleri ve potansiyel hatası hesaplanmaktadır. Eğer potansiyel hatası istenen değerden küçük ise eşpotansiyel çizgiler ve alan çizgileri çizdirilerek alan dağılımı elde edilir ve elektrik alanın maksimum değeri ile faydalanma faktörü ekrana yazdırılır. Burada maksimum elektrik alanın koordinatları ve bu noktadaki potansiyel de yazdırılmaktadır.

Halkasal yüklerin potansiyel ve alan bağıntılarındaki birinci ve ikinci tür komple eliptik integraller sayısal bir yöntemle hesaplanmıştır [66]. Ana ekrandaki “Analiz“ menüsünün alt menüsü olan “Hata Analizi“ menüsünden açılan pencerede, kontrol noktalarında hesaplanan potansiyel hatasının maksimum değeri, ortalama hata ve ortalama hatanın karesi değerleri ile toplam yük miktarı yazdırılmaktadır. Potansiyel hatasının grafiği çizilmektedir (Şekil 5.4). Şekilden görüldüğü gibi çubuğun kuyruk (sap) kısmının ucunda hata büyük olmaktadır ancak bunun elektrotlar arasındaki dağılıma etkisi ihmal edilebilir.

Benzetimin doğruluğu için, ortalama hatanın, verilen toleranstan küçük olması esas alınmaktadır. Yük, sınır noktası ve kontrol noktası koordinatları ve hesaplanan yükler ile potansiyel hataları tablo halinde ayrı bir ekranda yazdırılmaktadır. Şekil 5.5’te hesap sonuçları ekran görüntüsü verilmiştir.

Potansiyel Hatası Hata Toleransı (%): 0.050

Maksimum (Pozitif %) 4.232436 Kontrol noktası no: 72

(Negatif %) -1.917721 Kontrol noktası no: 71

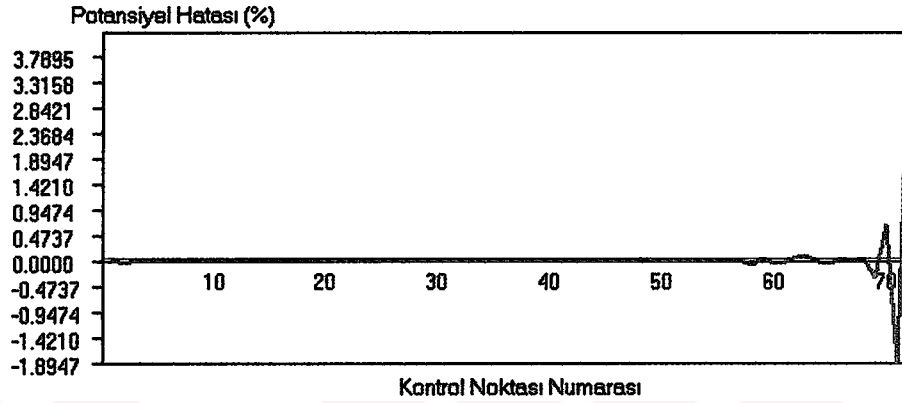
Maksimum Hata (%) 4.232436 Kontrol noktası no: 72

Ortalama Hata (%) 0.038684

Ortalama Hatanın Karesi (%) 0.001496

Toplam Yük (Değişmemeli) 2.05793901329201E-10 Coulomb

Hata Grafiği

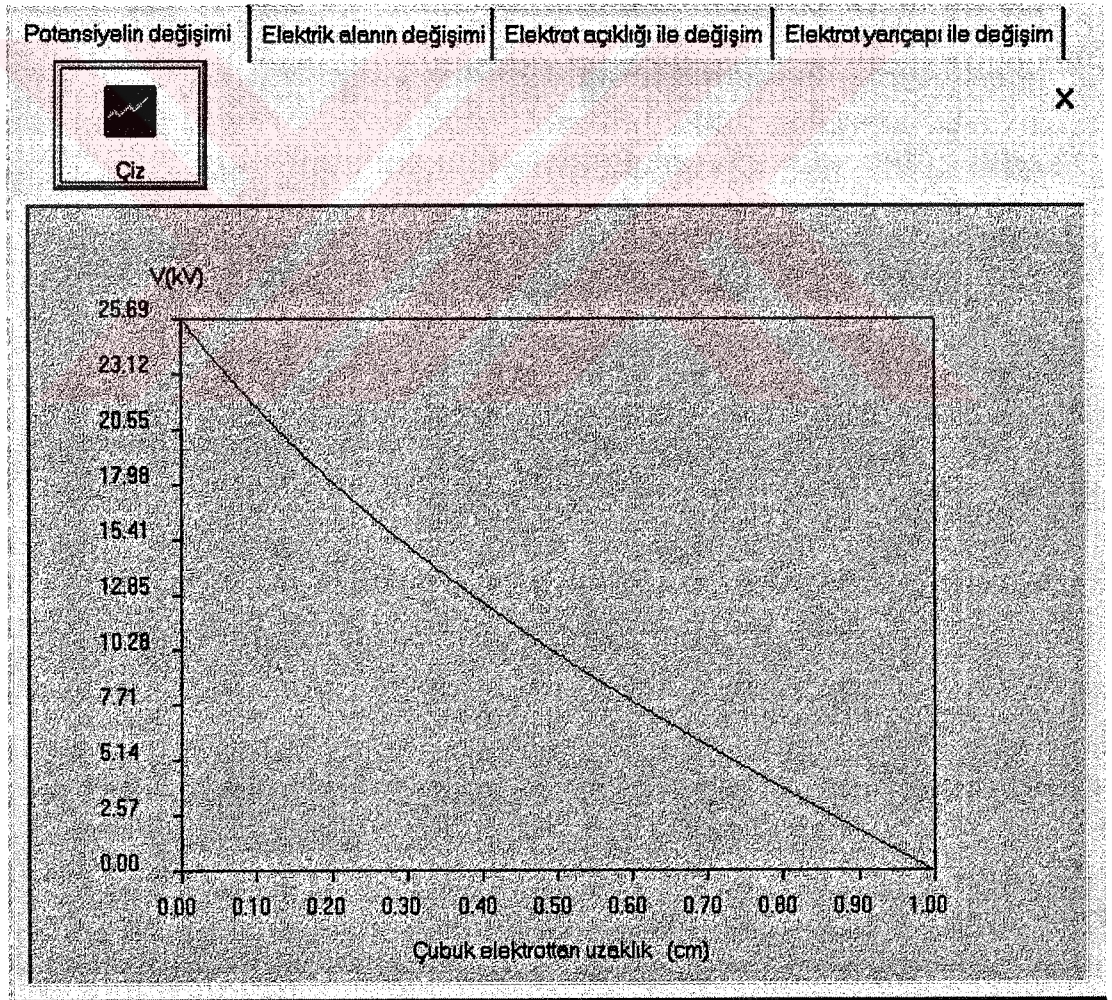


Şekil 5.4 Çubuk elektrot üzerindeki kontrol noktalarında potansiyel hatasının değişimi. Numaralar çubuk elektrot yarıküresel ucundan başlamaktadır.

Benzetimi Sonuçları													
Yükler, Kontrol Potansiyeli ve Koordinatları				Potansiyel Katsayıları Matrisi				Alfa ve Uzunlukları					
Yük Tipi	Yük No	q(C)	VK (kV)	Vhata (%)	ER (kV/cm)	EZ (kV/cm)	E(kV/cm)	RQ Z1 (cm)	ZQ Z2 (cm)	RS (cm)	ZS (cm)	RK (cm)	
Halkasal	Noiktasal	1	4.376E-12	25.694	1.607E-02	3.765	-44.105	44.266	0.000	1.170	0.000	1.000	0.085
		2	1.272E-12	25.682	-3.294E-02	0.872	-46.217	46.226	0.022	1.170	0.026	1.000	0.013
		3	-1.508E-11	25.694	1.599E-02	3.768	-44.105	44.266	0.065	1.173	0.078	1.003	0.065
		4	1.929E-11	25.688	-6.519E-03	4.010	-44.084	44.346	0.108	1.177	0.131	1.009	0.118
		5	-1.718E-11	25.691	3.222E-03	7.440	-43.926	44.554	0.151	1.184	0.182	1.017	0.169
		6	1.433E-11	25.690	-1.619E-03	9.705	-43.134	44.212	0.194	1.193	0.233	1.028	0.221
		7	-1.017E-11	25.690	1.210E-03	11.976	-42.157	43.825	0.236	1.204	0.284	1.041	0.271
		8	8.190E-12	25.690	-6.237E-04	14.010	-40.965	43.294	0.277	1.218	0.334	1.057	0.321
		9	-6.038E-12	25.690	4.009E-04	16.970	-39.645	42.741	0.318	1.233	0.383	1.076	0.371
		10	4.498E-12	25.690	-2.970E-04	17.763	-38.186	42.115	0.357	1.251	0.431	1.097	0.419
		11	-2.139E-12	25.690	8.167E-05	19.444	-36.621	41.463	0.396	1.271	0.477	1.121	0.466
		12	2.530E-12	25.690	-1.262E-04	20.974	-34.959	40.768	0.434	1.292	0.522	1.147	0.511
		13	-6.638E-13	25.690	7.424E-05	22.377	-33.220	40.054	0.470	1.316	0.566	1.176	0.556
		14	1.509E-12	25.690	7.424E-06	23.635	-31.418	39.315	0.505	1.342	0.609	1.207	0.598
		15	2.676E-13	25.690	2.227E-05	24.760	-29.567	38.565	0.539	1.369	0.649	1.240	0.639
		16	1.029E-12	25.690	-3.712E-05	25.748	-27.677	37.801	0.571	1.398	0.688	1.275	0.679
		17	6.157E-13	25.690	5.940E-05	26.599	-25.764	37.031	0.602	1.429	0.725	1.312	0.716
		18	9.370E-13	25.690	3.712E-05	27.319	-23.834	36.255	0.631	1.461	0.760	1.351	0.752
		19	5.918E-13	25.690	2.227E-05	27.908	-21.899	35.474	0.658	1.495	0.793	1.391	0.785
		20	1.116E-12	25.690	2.227E-05	28.368	-19.966	34.690	0.684	1.530	0.824	1.434	0.817
		21	3.255E-13	25.690	-3.712E-05	28.700	-18.045	33.901	0.708	1.566	0.853	1.478	0.846
		22	1.468E-12	25.690	0.000E+00	28.908	-16.143	33.110	0.729	1.604	0.879	1.523	0.872
		23	-1.723E-13	25.690	2.227E-05	28.991	-14.266	32.311	0.749	1.643	0.903	1.569	0.897
		24	2.138E-12	25.690	-1.485E-05	29.951	-12.421	31.503	0.767	1.682	0.924	1.617	0.919
		25	-1.257E-12	25.690	6.682E-05	28.785	-10.617	30.680	0.782	1.723	0.943	1.666	0.938
		26	3.576E-12	25.690	1.782E-04	28.499	-8.857	29.843	0.796	1.764	0.959	1.716	0.955
		27	-3.284E-12	25.690	-1.930E-04	28.076	-7.151	28.973	0.807	1.806	0.972	1.767	0.969
		28	5.911E-12	25.690	2.970E-05	27.526	-5.504	28.071	0.816	1.849	0.983	1.818	0.981
		29	-5.548E-12	25.690	-3.193E-04	26.614	-3.931	27.100	0.823	1.892	0.991	1.869	0.990
		30	5.953E-12	25.690	6.237E-04	25.949	-2.427	26.062	0.827	1.935	0.997	1.922	0.996
		31	-1.469E-12	25.690	-1.686E-03	24.739	-1.040	24.761	0.830	1.978	1.000	1.974	0.999
Sonlu çizgisel		32	-1.752E-11	25.696	2.421E-02	22.406	0.039	22.406	2.000	2.133	1.000	2.089	1.000
		33	3.964E-11	25.684	-2.406E-02	19.730	-0.091	19.730	2.133	2.377	1.000	2.296	1.000
		34	-2.035E-11	25.698	2.210E-02	17.801	0.063	17.801	2.377	2.693	1.000	2.588	1.000

Şekil 5.5 Hesap sonuçlarının yazdırıldığı "Benzetimi Sonuçları" penceresi.

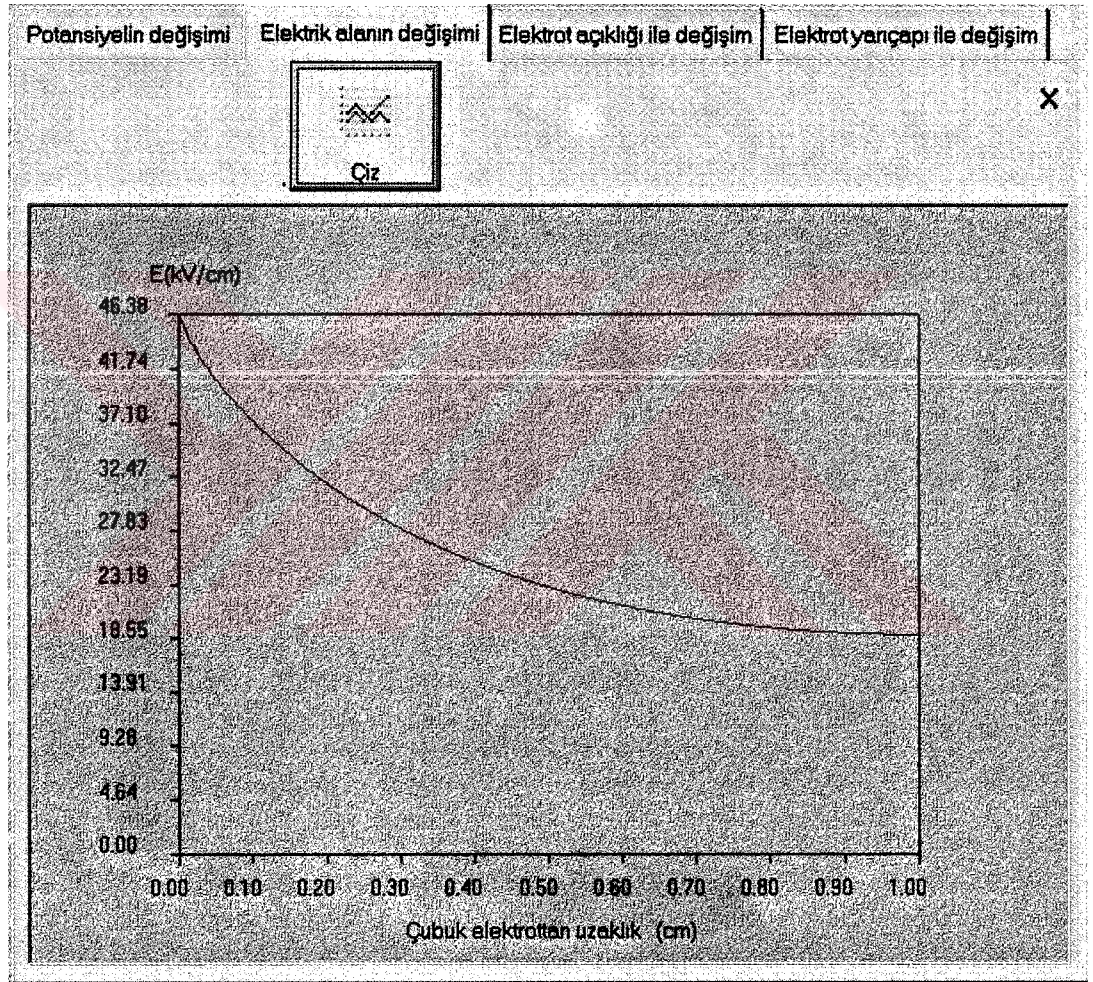
Yazılımda, elektrot sistemine ait parametreler bir dosyaya saklanabilmekte ve daha sonra yeniden dosyadan açılarak aynı sonuçlar yeniden alınabilmektedir. Elektrostatik alan dağılımı grafiği, “Düzen” menüsü altında bulunan “Kopyala” komutu ile kopyalanarak herhangi bir dökümanda kullanılabilir. Ayrıca son çalışılan elektrot sistemine ait parametre değerleri ve grafik çizim ayarları Windows kaydına saklanmakta ve Korona 2002 yazılımı kapatılıp yeniden çalıştırıldığında aynı değerler yeniden gelmektedir. Bu da uygulama kolaylığı sağlamaktadır. Ana ekrandaki “Grafik” menüsünün alt menülerinden açılan yeni pencerede çeşitli grafikler çizdirilmektedir. Bunlar elektrotlar arası ortamda kritik alan çizgisi üzerinde çubuk elektrottan uzaklıkla potansiyelin ve elektrik alanın değişimi grafikleri, elektrot yarıçapı sabit iken maksimum alanın elektrot açıklığı ile değişimi ve elektrot açıklığı sabit iken maksimum alanın elektrot yarıçapı ile değişimi grafikleridir.



Şekil 5.6 Çubuk-düzlem elektrot sisteminde, korona başlangıç geriliminde kritik alan çizgisi üzerinde potansiyelin değişimi ($r = 1$ cm, $a = 1$ cm, $U = 25.69$ kV).

Şekil 5.6'da, çubuk yarıçapı 1 cm olan elektrot sisteminde uygulanan gerilim 25.69 kV iken, kritik alan çizgisi üzerinde potansiyelin çubuk elektrottan uzaklıkla değişimi gösterilmektedir. Şekil 5.6'dan görüldüğü gibi, çubuk elektrot ucundan itibaren potansiyel azalmaktadır. Elektrot açıklığı büyük olmadığı için buradaki değişim doğrusala yakın görülmektedir.

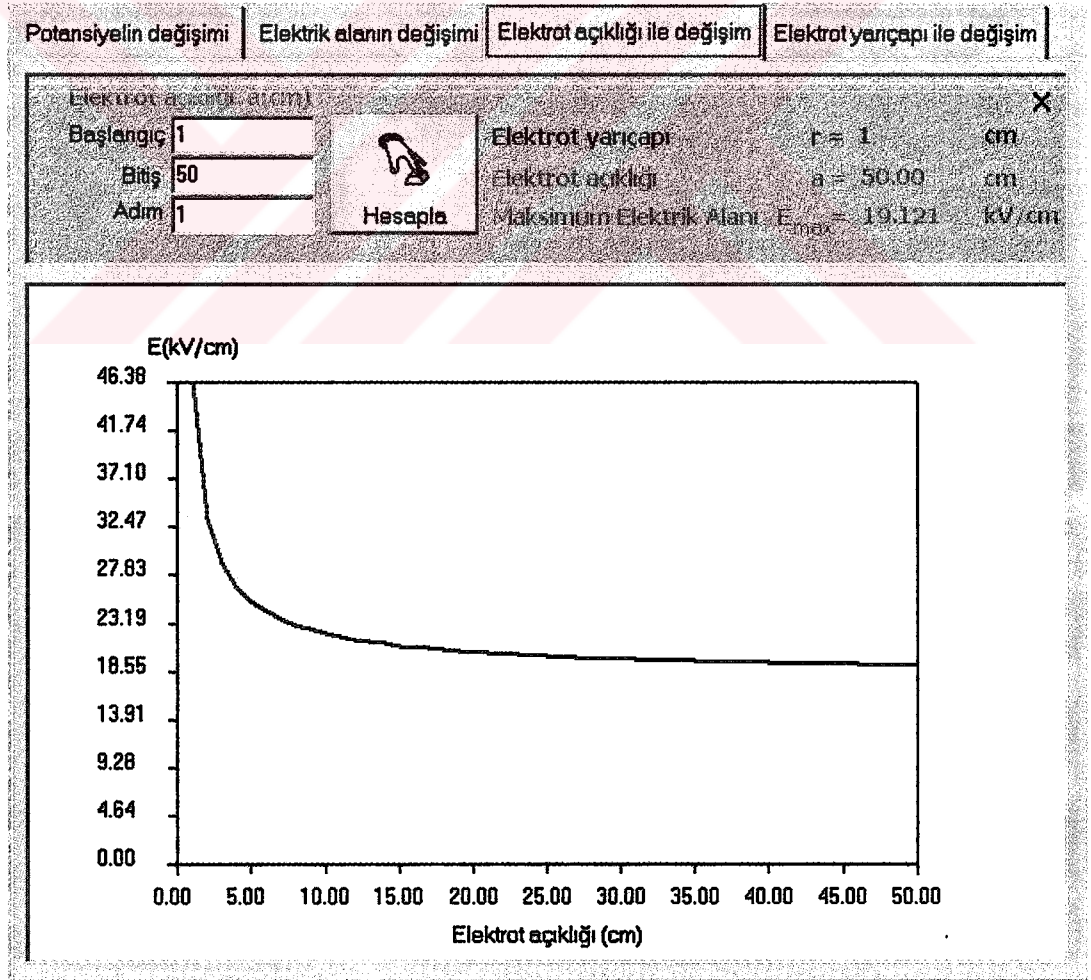
Şekil 5.7'de ise kritik alan çizgisi üzerinde maksimum elektrik alanın çubuk elektrottan uzaklıkla değişimi gösterilmiştir.



Şekil 5.7 Çubuk-düzlem elektrot sisteminde, korona başlangıç geriliminde kritik alan çizgisi üzerinde elektrik alan şiddetinin uzaklıkla değişimi ($r = 1$ cm, $a = 1$ cm, $U = 25.69$ kV).

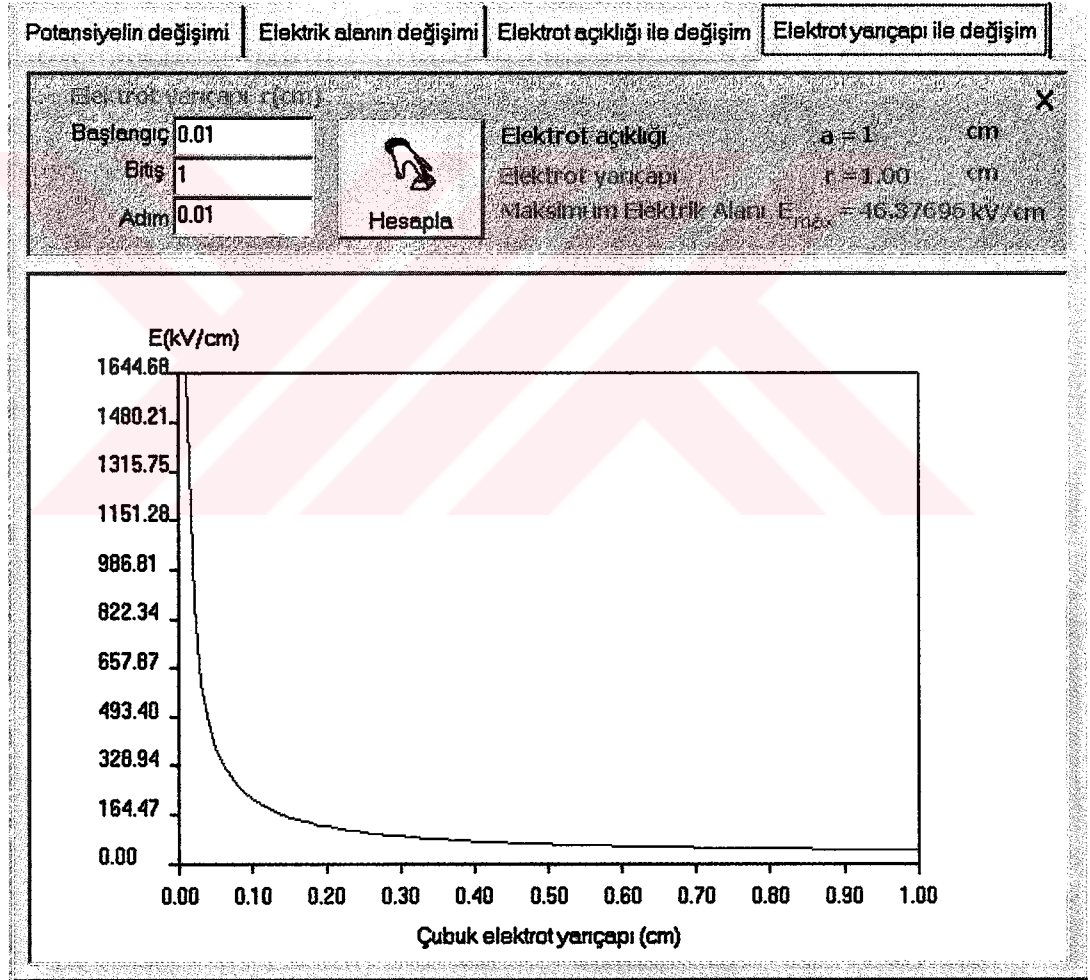
Şekil 5.8'de, maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot açıklığı ile değişimi gösterilmektedir. Şekil 5.9'da ise maksimum alan şiddetinin elektrot yarıçapı ile değişimi çizilmiştir.

Şekil 5.7'deki elektrik alan grafiği incelendiğinde, elektrik alanın çubuk ucundan itibaren hızla azaldığı ve düzlem elektroda yaklaştıkça değişimin yavaşladığı ve bir minimum değerde son bulduğu görülmektedir. Şekil 5.8'deki maksimum elektrik alanın elektrot açıklığı ile değişimi incelendiğinde ise, maksimum elektrik alanın başlangıçta elektrot açıklığı ile hızla azaldığı ve yaklaşık olarak elektrot açıklığının yarıçapın 10 katından itibaren azalmanın yavaşladığı ve bir minimum değerde sabit kaldığı görülmektedir. Demek ki, elektrot açıklığını belli bir değerden daha fazla büyütmenin maksimum alanı azaltma üzerinde bir etkisi olmamaktadır. Çünkü, maksimum elektrik alan değeri yarıçapla ilgilidir. Elektrot açıklığı ile elektrik alan değişimi çizimi penceresinde, elektrot açıklığı için bir başlangıç değeri ve bir bitiş değeri girilmekte ve hesap için uzaklığın artım miktarı belirlenmektedir. Daha sonra “Hesapla” başlıklı butona basıldığında grafik çizdirilmektedir. Değerler değiştirilerek çizim yeniden yapılabilir.



Şekil 5.8 Çubuk-düzlem elektrot sisteminde, maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot açıklığı ile değişimi grafiği ($r = 1$ cm, $U = 25.69$ kV).

Şekil 5.9'daki maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot yarıçapı ile değişimi grafiği incelendiğinde, elektrot açıklığı 1 cm iken yarıçap 0.01 cm'den 1 cm'ye kadar değiştirildiğinde maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot yarıçapı arttıkça hızla azaldığı görülmektedir. Yarıçap daha da arttırılırsa belli bir değerden sonra düzgün alan durumuna ulaşılmakta ve maksimum alan değeri yine bir minimum değerde sabit kalmaktadır. Bu pencerede, elektrot yarıçapı için bir başlangıç değeri ve bir bitiş değeri girilmekte ve hesap için yarıçapın artım miktarı belirlenmektedir. Daha sonra "Hesapla" başlıklı butona basıldığında grafik çizdirilmektedir. Değerler değiştirilerek çizim yeniden yapılabilir. Ayrıca her adımda elektrik alan değeri yazdırılmaktadır.



Şekil 5.9 Çubuk-düzlem elektrot sisteminde maksimum elektrik alan şiddetinin çubuk elektrot yarıçapı ile değişimi ($a = 1 \text{ cm}$, $U = 25.69 \text{ kV}$).

Şekil 5.10'da, $r = 1 \text{ cm}$ yarıçaplı çubuk-düzlem elektrot sisteminde, 1 cm elektrot açıklığında korona başlangıcında elektrostatik alan dağılımı gösterilmiştir. Bu

çizimde eşpotansiyel çizgiler %10 aralıklarla çizdirilmiştir. Potansiyel değerlerine göre çizgiler renklendirilmiştir. Böylece görsel olarak ta potansiyelin büyük olduğu bölgeler belirlenebilmektedir. Elektrik alan çizgileri ise istenilen bir açı değeri ile, kritik alan çizgisinden başlayarak çizdirilmektedir.



Şekil 5.10 Çubuk-düzlem elektrot sisteminde, korona başlangıç geriliminde elektrostatik alan dağılımı.

($r = 1 \text{ cm}$, $a = 1 \text{ cm}$, $U = 25.69 \text{ kV}$, $\Delta V = \%10$, ölçek = 0.5 cm).

5.5 Elektrostatik Alan Dağılımının Hesabı

Elektrostatik alan dağılımı çizdirilirken, kritik alan çizgisinden başlanarak elektrot yüzeyinde (r, z) noktalarında elektrik alan şiddeti hesapları yapılır. Alan şiddetinin r ve z bileşenleri hesaplanır. Elektrik alan doğrultusunda belli bir ds uzaklığı seçilir. Bu uzaklık hesaplamada 0.001 cm olarak alınmıştır. Alan doğrultusunda ds kadar uzaklıkta hangi noktaya gidileceğini belirlemek için, gidilecek noktanın koordinatları,

$$r' = r + \left(\frac{E_r}{E} \right) . ds \quad (5.1)$$

$$z' = z + \left(\frac{E_z}{E} \right) . ds \quad (5.2)$$

bağıntılarından hesaplanır. Burada E_r ve E_z , elektrik alanının, (r, z) koordinatlarındaki sırasıyla r ve z bileşenleridir, r' ve z' ise bir sonraki adımda gidilecek noktanın koordinatlarıdır.

Eşpotansiyel çizgiler ise, alan çizgileri çizdirilirken potansiyel hesaplanmakta ve örneğin, %10 potansiyel farkıyla çizim yapılacak ise, herbir alan çizgisi üzerinde %10 aralıklarla noktalar belirlenmekte ve bu noktalar bir çizgi ile birleştirilmektedir. Eğer eşpotansiyel çizgiler renkli çizdirilecekse, potansiyel %0 ise mavi, %100 ise kırmızı, ikisinin arasında potansiyel değerine bağlı olarak çizgi rengi değişmektedir.

5.6 Kritik Alan Noktasının ve Elektron Çığının Hesabı

Elektron çığı, elektrotlar arasında, kritik alan çizgisi üzerinde kritik alan noktası adı verilen bir noktadan başlar ve anoda doğru hızla ilerler. Kritik alan noktası z eksenini üzerindedir ve z_{kritik} ile gösterilir. Kritik alan noktası ile çubuk elektrot ucu arasındaki bölgeye iyonlaşma bölgesi adı verilir ve elektrot açıklığından z_{kritik} değeri çıkarılarak hesaplanır. Kritik alan noktası, elektrik alan şiddetinin 24.4 kV/cm olduğu nokta olarak hesaplanır. Hesaplar, normal basınç ve sıcaklık için yapılmıştır.

Kritik alan noktası hesaplandıktan sonra, bu nokta ile anot arasında çok küçük aralıklarla (hesaplarda 1/10000 cm alınmıştır) elektrik alan şiddeti, α iyonlaştırma sabiti, $\alpha.z$ çarpımının integrali, elektronun hızı, çığın başlangıç noktasından itibaren geçen süre ve K sabiti hesaplanmaktadır. K sabitinin, 2^k değerlerine ulaştığı noktalar çarpışma noktaları olarak kabul edilmiş ve pozitif iyonlar bu noktalara yerleştirilmiştir. Burada k bir tamsayıdır. Buna göre k . adımda elektron sayısı, pozitif iyon sayısı, yük yarıçapı, yük miktarı ve yük koordinatı hesaplanmaktadır. Bu şekilde halkasal yükler yerleştirilmekte ve $K = 18$ olduğunda, eğer anoda ulaşılmamış ise gerilim küçültülerek işlemler yeniden yapılmaktadır. Eğer $K = 18$ olduğunda anoda ulaşılmış ise, bu durumda elektron çığında 10^8 adet elektron bulunacak ve elektrot

ucundaki maksimum alan şiddeti, uzay yüklerinin etkisiyle 24.4 kV/cm'den küçük olacaktır. Böylece korona başlangıç gerilimine ulaşılmış kabul edilmektedir. Eğer anoda ulaşıldığı halde $K = 18$ olmamış ise gerilim arttırılarak işlemler yeniden yapılmaktadır.

5.6.1. Ortam koşullarının etkisi

Korona 2002'de, elektron çığının ve korona başlangıç geriliminin hesabında ortam koşullarının etkisi bağıl hava yoğunluğu katsayısı ile hesaba katılmaktadır. Bağıl hava yoğunluğu katsayısı

$$\delta = \frac{p}{760} \frac{273 + 20}{t} \quad (5.3)$$

bağıntısından hesaplanmaktadır. Burada p gaz basıncı, t ise sıcaklıktır. Normal koşullar (20 °C, 760 mmHg) için $\delta = 1$ 'dir. Korona başlangıç gerilimi hesaplanırken, iyonlaşma gazın yoğunluğuna bağlıdır. Bunun için Townsend birinci iyonlaştırma katsayısı α ifadesi δ 'ya bağlı olarak verilmiştir. Şekil 5.11'de Korona 2002'de hava koşullarının girildiği ekran görülmektedir. Bu ekranda sıcaklık veya basınç değeri değiştirildiğinde bağıl hava yoğunluğu otomatik olarak hesaplanmaktadır. Nem düzeltme katsayılarının girileceği birer metin kutusu da bulunmaktadır. Korona 2002'de nemin etkisi hesaba katılmamıştır. Bu bölümde açıklanan elektrot sistemlerinin korona başlangıç gerilimleri, pozitif doğru gerilimde ve normal ortam koşullarında (760 mmHg, 20 °C) hesaplar yapılmıştır.

* Hava Koşulları

Hava Basıncı:	760	mmHg
Hava Sıcaklığı:	20	°C
Mutlak Nem:	11	g/m³
Bağıl Nem:	64	%
Bağıl Hava Yoğunluğu d =	1.000	
Nem Düzeltme Katsayısı, kh+ =	1	
kh- =	1	

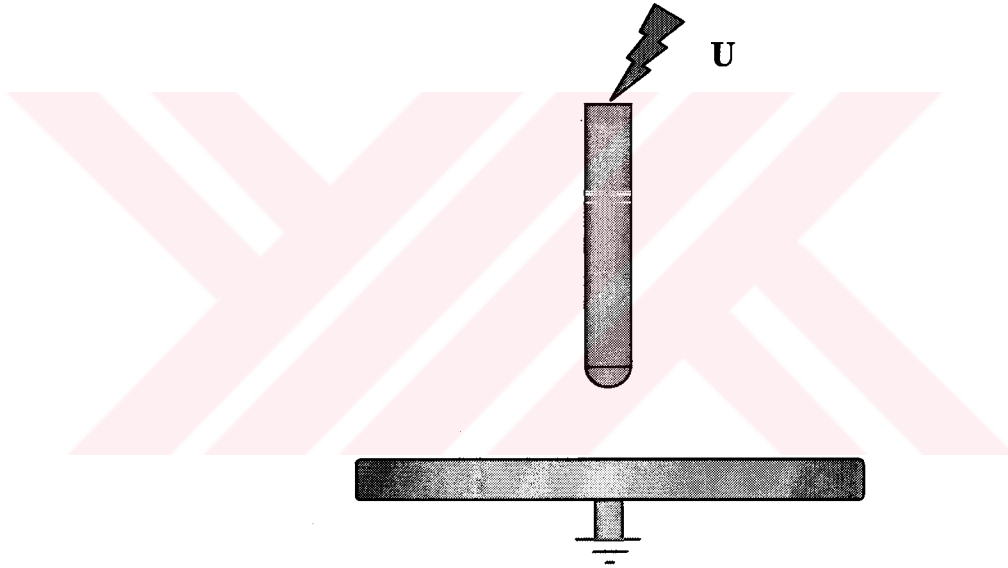
İptal Tamam

Şekil 5.11 Korona 2002'de hava koşullarının girildiği ekran.

5.7 Korona Başlangıç Geriliminin Hesabı

5.7.1.Çubuk-düzlem elektrot sistemi

Yapılan uygulamada kullanılan çubuk-düzlem elektrot sisteminde, çubuk elektrot Şekil 5.12’de görüldüğü gibi yarıküresel uçlu silindrsel bir çubuktan meydana gelir. Düzlem elektrot ise sonsuz düzlemden oluşmaktadır. Düzlem elektrot sonlu uzunlukta alınabilmektedir. Yüksekliği, yarıçapı ve kalınlığı değiştirilebilen disk tipi düzlemsel elektrodun kenarları, yarıçapı düzlem kalınlığı ile aynı olan dörtte bir daire şeklindedir. Elektrot sisteminde, düzlem elektrot yüzeyinde yarıküresel pürüz yerleştirilebilmektedir. Düzlem elektrodun merkezine yerleştirilen pürüzün yarıçapı değiştirilebilmektedir.

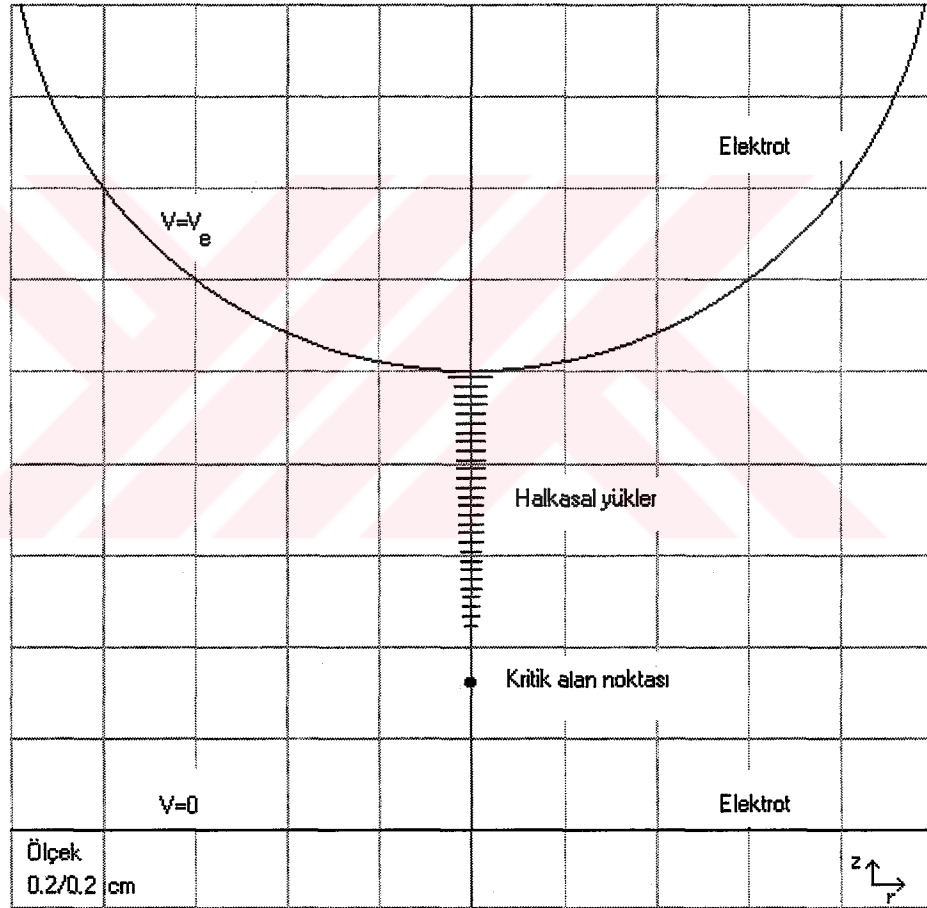


Şekil 5.12 Çubuk-düzlem elektrot sistemi.

Korona başlangıç gerilimi, “Analiz” menüsü altındaki “Korona Başlangıç Gerilimi” menüsünden hesaplanmaktadır. Eğer “Seçenekler” penceresinde ilgili kutucuk işaretlenmiş ise, benzetim başlatıldığında da korona başlangıç gerilimi hesaplanmaktadır.

Şekil 5.13’te elektron çığının halkasal yüklerle benzetimi gösterilmektedir. Halkasal yük yarıçapları büyütülerek çizilmiştir. Halkanın yarıçapı denklem (4.32)’da verilen difüzyon yarıçapına eşittir. Halkaların yerleri elektronların atomlarla çarpışma noktaları olarak alınmıştır. Bu noktalar belirlenirken kritik alan noktasından çubuk elektroda kadar olan bölgede elektrik alan ve α belirli aralıklarla hesaplanmış ve bu

değerler kullanılarak her bir adımda elektron sayıları $2^{\alpha x}$ şeklinde hesaplanmıştır. Buradan αx değerinin integralinin 2, 4, 8, 16, ..., 2^k değerlerini aldığı noktalar çarpışma noktaları olarak kabul edilmiş ve halkasal yükler bu noktalara yerleştirilmiştir. Burada $k = 1, 2, 3, \dots$ bir tamsayıdır. Bu işlem elektrot sınırına çok yakın bir noktaya gelindiğinde tamamlanmaktadır. Böylece pozitif iyonlardan oluşan uzay yükünün benzetimini sağlayan halkasal yüklerin sayısı, yerleri ve yük yarıçapları ile herbir halkadaki yük miktarı belirlenmiş olmaktadır. Her bir halkasal yükün yük miktarı o yükün oluşturulduğu adımda ortaya çıkan pozitif iyon sayısının elektron yükü ile çarpımından elde edilmektedir.



Şekil 5.13 Elektron çığındaki pozitif uzay yükünün halkasal yüklerle benzetimi.

Örneğin, $r = 1$ cm yarıçaplı ve $a = 1$ cm elektrot açıklıklı bir çubuk-düzlem elektrot sisteminde 72 adet benzetim yükü kullanılarak, % 0.033 ortalama potansiyel hatası ile yapılan analizde korona başlangıç gerilimi $U_0 = 25.690$ kV ve korona başlangıcında maksimum elektrik alan şiddeti de $E_0 = 46.381$ kV/cm olarak

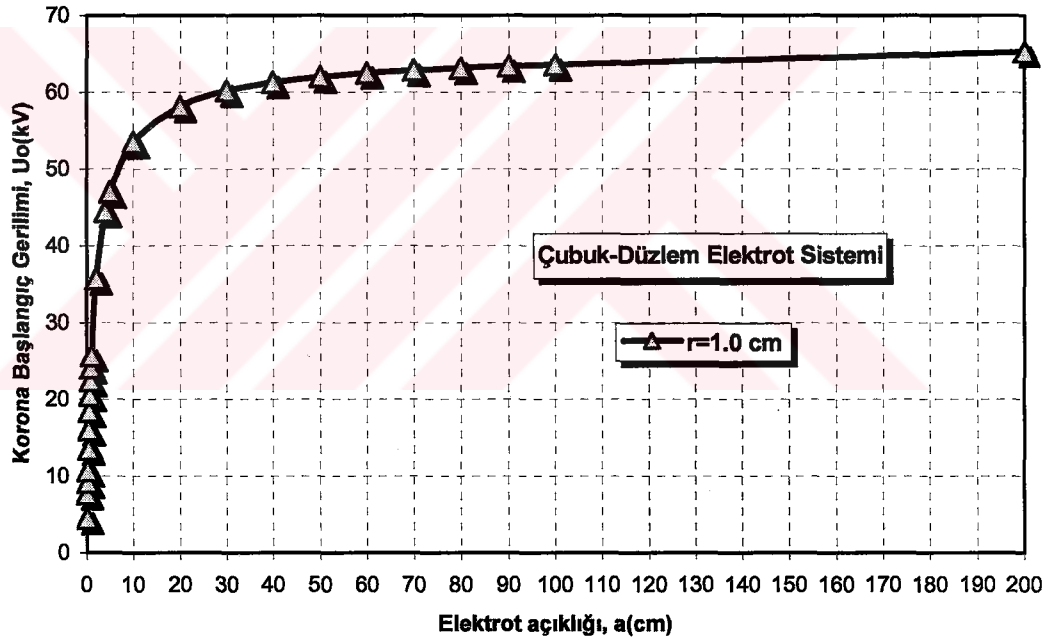
hesaplanmıştır. Bu durumda, faydalanma faktörü $\eta = \% 55.30$, kritik alan noktası $z_{kritik} = 0.56944$ cm ve kritik çığ uzunluğu (iyonlaşma bölgesi) 0.43056 olarak hesaplanmıştır. Literatürde Khaled [53], aynı sistem için $U_o = 25.7$ kV, $E_o = 44.9$ kV/cm, $\eta = \% 57.2$, $z_{kritik} = 0.57$ cm ve kritik çığ uzunluğu 0.43 olarak hesaplamıştır. Khaled, K sabitini 17.7 olarak hesaplamıştır. Bu tez çalışmasında $K = 18$ ve tamsayı olarak alınmıştır. Hesapların birbiriyle oldukça uyumlu oldukları gözlenmektedir. Eğer korona başlangıç koşulu sağlanmamışsa tüm işlemler başka bir gerilim değeri ile tekrarlanmaktadır. Uygulanacak gerilimin, örneğin deneysel sonuçlarla, önceden tahmin edilmesi hesaplamaların daha kısa sürede yapılmasını sağlayacaktır. Çubuk-düzlem elektrot sisteminde $r = 1$ cm yarıçaplı çubuk için değişik elektrot açıklıklarında elde edilen hesap sonuçları Tablo 5.1’de verilmiştir.

Tablo 5.1 Çubuk elektrot yarıçapı $r = 1$ cm olmak üzere farklı elektrot açıklıkları için hesap sonuçları ve karşılaştırması.

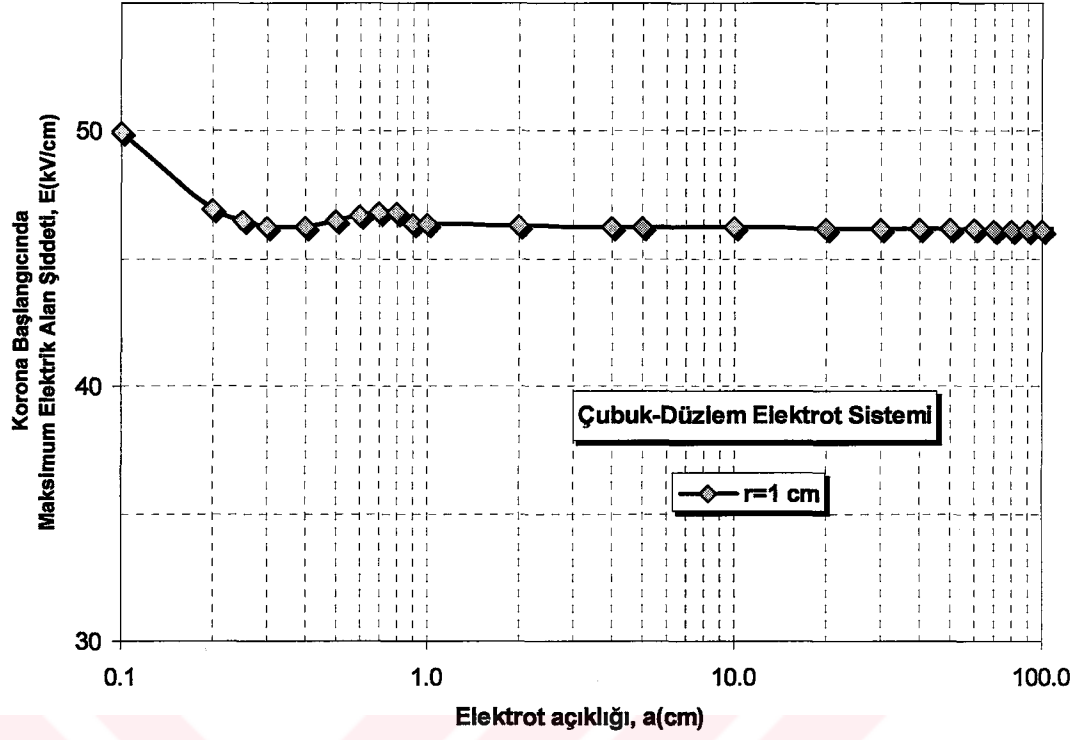
Korona 2002 ile Hesaplanan					Kaynak [53]			
a (cm)	U_o (kV)	E_o (kV/cm)	η (%)	Çığ Bölgesi (cm)	U_o (kV)	E_o (kV/cm)	η (%)	Çığ Bölgesi (cm)
0.1	4.498	49.944	90.06	0.100	4.4	46.6	93.7	0.10
0.2	7.737	46.909	82.47	0.200	7.7	43.6	87.9	0.20
0.25	9.252	46.475	79.63	0.250	9.2	43.1	85.3	0.25
0.3	10.711	46.271	77.16	0.300	10.6	42.9	82.7	0.30
0.4	13.491	46.273	72.89	0.400	13.5	43.3	78.0	0.40
0.5	16.076	46.492	69.16	0.500	16.1	43.8	73.7	0.50
0.6	18.443	46.717	65.80	0.600	18.5	44.3	69.7	0.60
0.7	20.555	46.821	62.72	0.516	20.6	44.5	66.2	0.53
0.8	22.435	46.840	59.87	0.466	22.5	44.7	62.9	0.47
0.9	24.154	46.387	57.86	0.444	24.2	44.8	59.9	0.45
1	25.690	46.381	55.39	0.430	25.7	44.9	57.2	0.43
2	35.698	46.285	38.56	0.394	35.5	45.1	39.3	0.39
4	44.493	46.237	24.06	0.384	44.2	45.2	24.5	0.38
5	46.983	46.240	20.32	0.383	46.8	45.2	20.7	0.38
10	53.490	46.243	11.57	0.382	53.9	45.2	11.9	0.37
20	58.170	46.171	6.30	0.380	60.1	45.2	6.6	0.37
30	60.190	46.169	4.35	0.381	63.3	45.2	4.7	0.37
40	61.311	46.169	3.32	0.380	65.5	45.2	3.6	0.37
50	62.028	46.168	2.69	0.380	67.2	45.2	2.9	0.37
60	62.545	46.165	2.26	0.384	68.5	45.2	2.5	0.37
70	62.918	46.148	1.95	0.385	69.6	45.2	2.2	0.37
80	63.195	46.146	1.71	0.384	70.5	45.2	1.9	0.37
90	63.420	46.142	1.53	0.387	71.3	45.2	1.7	0.37
100	63.600	46.136	1.38	0.380	72.0	45.2	1.6	0.37
200	65.269	46.797	0.70	0.400	76.4	45.2	0.8	0.37

Tablo 5.1’de, değişik elektrot açıklarında, Korona 2002 ile hesaplanan korona başlangıç gerilimi, korona başlangıcında maksimum elektrik alan şiddeti, faydalanma faktörü ve çığ (iyonlaşma) bölgesinin uzunluğu verilmiştir. Ayrıca, kaynak [53]’de yük benzetim yöntemiyle hesaplanan değerler de karşılaştırma amacıyla verilmiştir. Sonuçların uyumlu olduğu ancak Korona 2002 ile hesaplanan değerlerin elektrot açıklığı büyüdükçe karşılaştırılan değerlerden küçük kaldığı görülmektedir. Bunun sebebi, karşılaştırma yapılan çalışmada K’nın değerinin 18 alınmayıp, hesaplanması ve tamsayı alınmamış olmasına bağlanabilir. Pedersen’e göre K sabit olmalıdır [62].

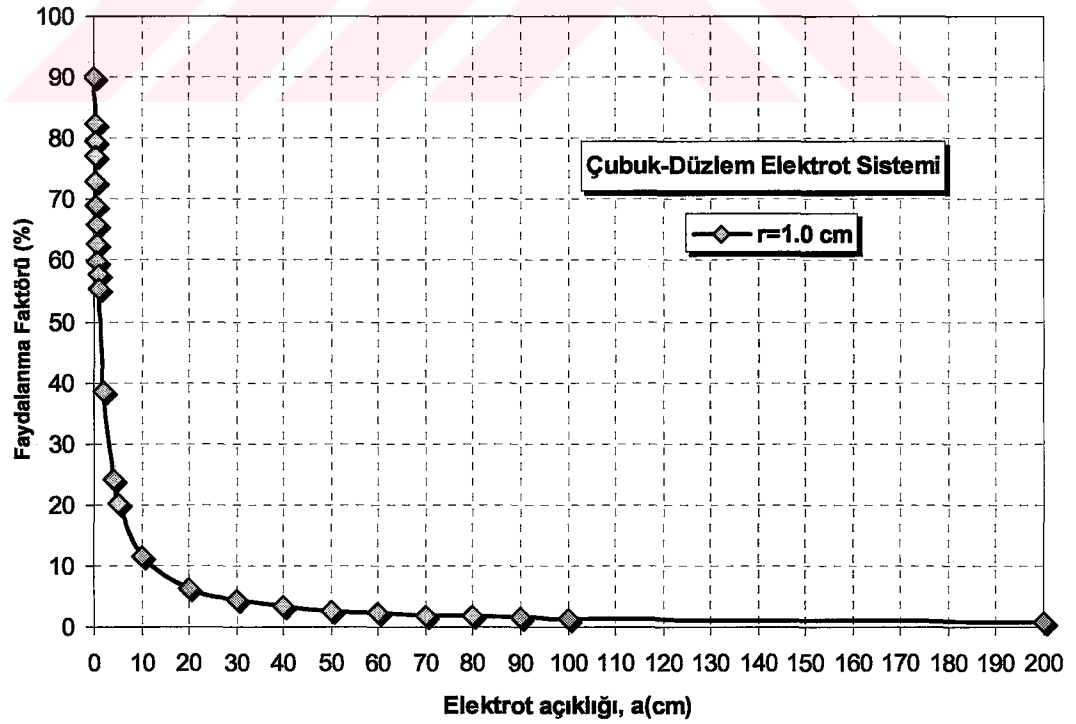
Tablo 5.1’deki, Korona 2002 ile hesaplanan korona başlangıç geriliminin elektrot açıklığı ile değişimi Şekil 5.14’te görülmektedir.



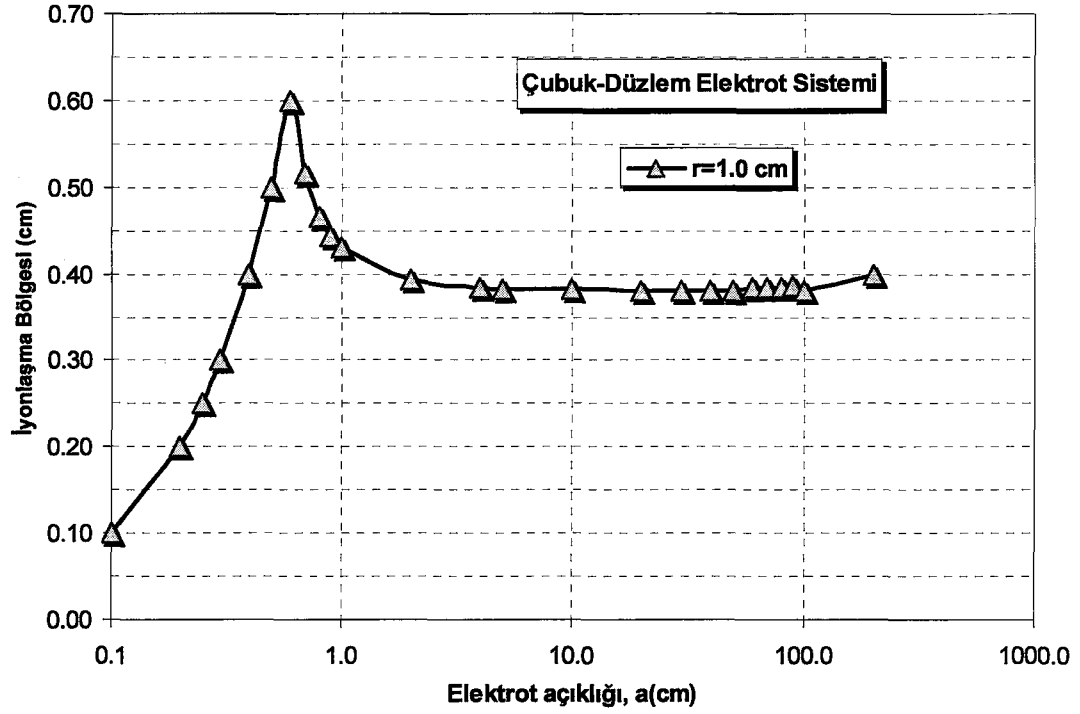
Şekil 5.14 Çubuk-düzlem elektrot sisteminde korona başlangıç geriliminin elektrot açıklığı ile değişimi ($r = 1$ cm).



Şekil 5.15 Çubuk-düzlem elektrot sisteminde, korona başlangıç geriliminde maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot açıklığı ile değişimi ($r = 1 \text{ cm}$).



Şekil 5.16 Çubuk-düzlem elektrot sisteminde faydalanma faktörünün elektrot açıklığı ile değişimi ($r = 1 \text{ cm}$).

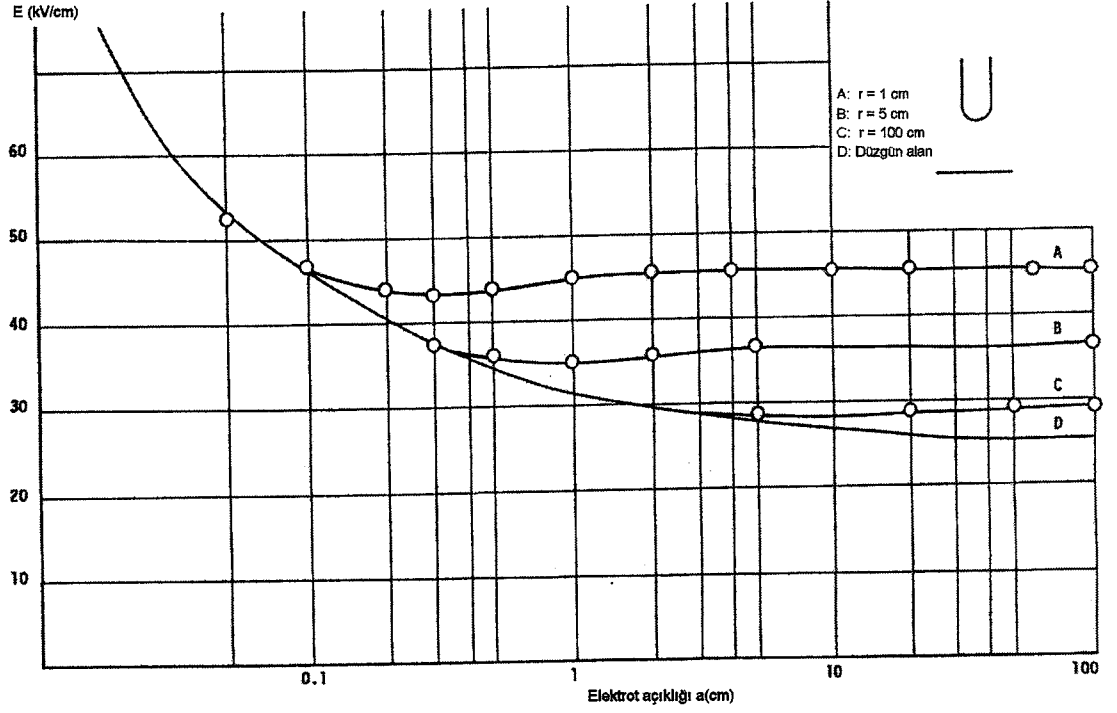


Şekil 5.17 Çubuk-düzlem elektrot sisteminde, korona başlangıç geriliminde iyonlaşma bölgesinin elektrot açıklığı ile değişimi ($r = 1$ cm).

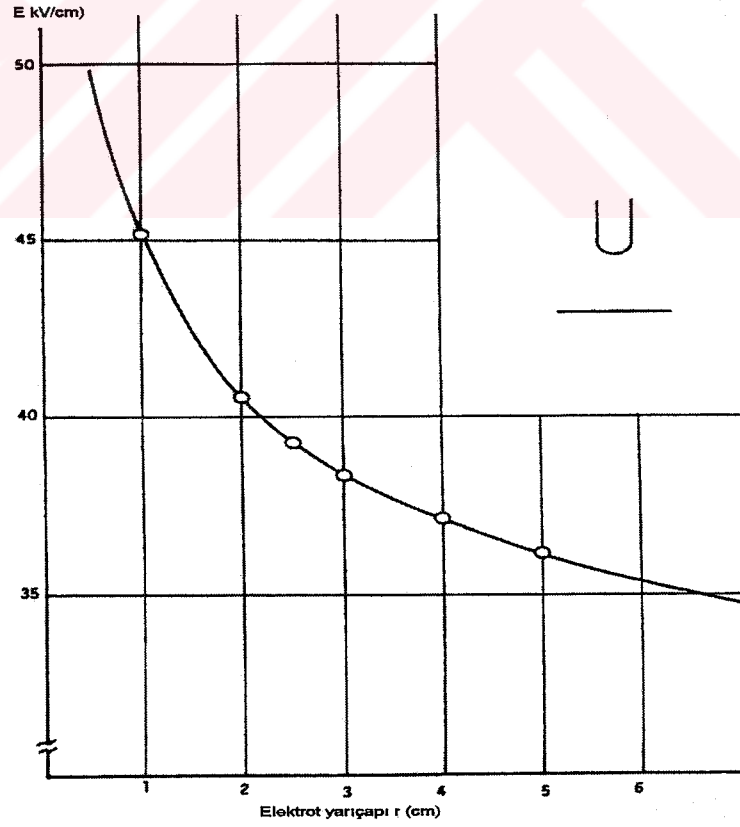
Tablo 5.1'deki, Korona 2002 ile hesaplanan korona başlangıç geriliminde maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot açıklığı ile değişimi Şekil 5.15'te, korona başlangıç geriliminde faydalanma faktörünün elektrot açıklığı ile değişimi Şekil 5.16'da ve iyonlaşma bölgesinin elektrot açıklığı ile değişimi Şekil 5.17'de görülmektedir.

Şekil 5.14'ten görüldüğü gibi elektrot açıklığının, elektrot yarıçapının yarısına kadar olan bölgede korona başlangıç gerilimi daha hızlı artmaktadır. Bu bölge düzgün ve az düzgün alan bölgesidir. Elektrot açıklığı daha da artarsa, iyonlaşma bölgesi küçülmekte ve korona başlangıç gerilimi daha yavaş artmaktadır. Elektrot açıklığı, elektrot yarıçapına eşit ve daha büyük olduğunda maksimum elektrik alan şiddeti yaklaşık sabit kalmaktadır. Böylece, bu bölgede iyonlaşma bölgesi de değişmezken, korona başlangıç gerilimi daha küçük bir eğimle lineer olarak artmaktadır.

Kaynak [53]'te aynı elektrot sistemi için elde edilen, korona başlangıç geriliminde maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot açıklığı ile değişimi Şekil 5.18'de elektrot yarıçapı ile değişimi ise Şekil 5.19'da gösterilmektedir. Korona 2002 ile yapılan hesap sonuçları ile kaynak [53] sonuçları arasında uyum olduğu görülmektedir.



Şekil 5.18 Korona başlangıç geriliminde maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot açıklığı ile değişimi (Kaynak [53]).



Şekil 5.19 Korona başlangıç geriliminde maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot yarıçapı ile değişimi ($a = 1.0$ cm, Kaynak [53]).

Şekil 5.15 ve Şekil 5.18'den görüldüğü gibi elektrot açıklığı, elektrot yarıçapının 1/10'undan küçük iken maksimum elektrik alan şiddeti elektrot açıklığı ile hızla azalmaktadır. Elektrot açıklığı, yarıçapın 1/10'u ile yarıçapa eşit olduğu bölgede maksimum elektrik alan şiddeti yayvan bir çukur bölge oluşturmaktadır. Bu bölgede maksimum elektrik alan şiddeti önce azalmakta, iyonlaşma bölgesi uzunluğunun elektrot açıklığından küçük olmaya başladığı açıklık değerinden itibaren tekrar artmakta ve yarıçapın 1/10'undaki açıklıktaki değere çıkmaktadır. Elektrot açıklığı, elektrot yarıçapına eşit ve daha büyük olduğunda maksimum elektrik alan şiddeti biraz azalarak, elektrot açıklığının yarıçapın 10 katı ve daha büyük olduğu bölgede yaklaşık sabit kalmaktadır.

Şekil 5.16'dan görüldüğü gibi, korona başlangıç geriliminde faydalanma faktörü, korona başlangıç gerilimi ile ters orantılı olarak değişmektedir. Elektrot açıklığı arttıkça faydalanma faktörü azalmaktadır. Şekil 5.17'den görüldüğü gibi elektrot açıklığının, elektrot yarıçapının yarısına kadar olan bölgede elektron çığı katottan başlamaktadır ve iyonlaşma bölgesi elektrot açıklığına eşittir. Bu bölge düzgün ve az düzgün alan bölgesidir. Elektrot açıklığı daha da artarsa, çığ elektrotlar arasındaki bir noktadan başlamaktadır. Bu durumda iyonlaşma bölgesi küçülmektedir. Elektrot açıklığı, elektrot yarıçapının 10 katı ve daha büyük olduğunda iyonlaşma bölgesi yaklaşık sabit kalmaktadır. Şekil 5.19'dan görüleceği gibi, elektrot yarıçapı arttıkça korona başlangıç geriliminde maksimum elektrik alan şiddeti azalmaktadır.

Diğer bir karşılaştırma $r = 0.1$ cm yarıçaplı çubuk-düzlem elektrot sisteminde, havada, değişik elektrot açıklıklarında alternatif gerilimde ölçülen korona başlangıç gerilimi değerleriyle yapılmıştır [32].

Tablo 5.2 Çubuk-düzlem elektrot sisteminde, çubuk elektrot yarıçapı $r = 0.1$ cm olmak üzere farklı elektrot açıklıkları için deney [32] ve Korona 2002 hesap sonuçları (yük sayısı=121, çubuk boyu=35 cm, $(V_{hata})_{ort}=\%0.05$).

Korona 2002 ile Hesaplanan					Kaynak [32]		
a (cm)	U_o (kV)	E_o (kV/cm)	η (%)	Çığ Bölgesi (cm)	U_o (kV)	E_o (kV/cm)	η (%)
0.5	7.843	76.463	20.51	8.406E-02	7.0	84.2	17.5
1.0	9.051	76.619	11.81	8.281E-02	8.5	84.2	10.3
1.5	9.651	76.521	8.41	8.233E-02	9.9	84.2	7.4
2.0	10.067	76.637	6.57	8.241E-02	10.6	84.2	5.8
2.5	10.352	76.574	5.41	8.228E-02	11.3	84.2	4.8

Kaynak [32]'de, faydalanma faktörü, noktasal ve sonlu çizgisel yüklerden oluşan 36 adet yük kullanılarak yük benzetim yöntemiyle hesaplanmıştır. Korona başlangıcında elektrik alan şiddeti ise

$$E_o = 22.8 \left(1 + \frac{A}{\sqrt[3]{r}} \right) \text{ kV/cm} \quad (5.4)$$

bağıntısıyla ve deneysel sonuçlarla uyum sağlaması amacıyla $A = 1.25$ alınarak hesaplanmıştır. Bu ifade pozitif doğru gerilimde ve yaklaşık 1 bar basıçta, 20 °C'de geçerlidir. Burada r elektrot yarıçapı ve doğru gerilimde $A = 1$ alınmaktadır. Buradan kaynak [32]'de korona başlangıç gerilimi

$$U_o = E_o \cdot a \cdot \eta \quad (5.5)$$

bağıntısı ile hesaplanmıştır. Burada a elektrot açıklığı, η ise faydalanma faktörüdür. Faydalanma faktörü YBY ile hesaplanmıştır. Kaynak [32]'deki ve Korona 2002 ile hesaplanan faydalanma faktörlerinin karşılaştırılması Tablo 5.3'te verilmiştir.

Tablo 5.3 Çubuk-düzlem elektrot sisteminde, çubuk elektrot yarıçapı $r = 0.1$ cm olmak üzere farklı elektrot açıklıkları için faydalanma faktörlerinin karşılaştırılması.

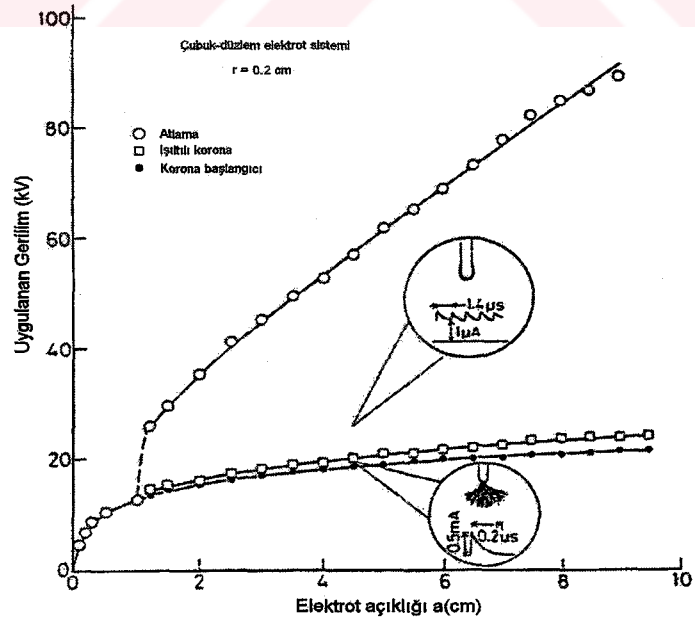
a (cm)	$\eta_{\text{Qiu}} [32]$ (%)	$\eta_{\text{Azer}} [32]$ (%)	$\eta_{\text{Steinbigler}} [32]$ (%)	$\eta_{\text{Önal}} [32]$ (%)	$\eta_{\text{Korona2002}}$ (%)
0.5	21.03	24.5	21.0	17.5	20.51
1.0	12.49	14.47	12.0	10.3	11.81
1.5	8.91	10.31	8.5	7.4	8.41
2.0	6.96	8.02	6.6	5.8	6.57
2.5	5.7	6.58	5.4	4.8	5.41

Tablo 5.3'teki değerlerden, Korona 2002 ile yapılan hesapların, daha önce Steinbigler'in YBY ile yaptığı hesap sonuçlarıyla yakın uyum içinde olduğu görülmektedir. Ayrıca sağlama yapmak bakımından Korona 2002 ile hesaplanan korona başlangıç gerilimleri, Korona 2002 ile hesaplanan E_o değeri alınarak denklem (5.5) ile yeniden hesaplandığında Korona 2002 ile hesaplanan U_o değerleri elde edilmektedir.

A. Salam ve Stanek [61], çubuk-düzlem elektrot sisteminde, düzgün alanda delinme gerilimini YBY ile ve farklı ampirik bağıntılarla hesaplamışlardır. Hesaplama K'nın sabit olmadığını kabul etmişlerdir. Hesap ve ölçüm sonuçlarını tablo halinde vermişlerdir. Korona 2002 ile aynı elektrot sisteminde yapılan hesaplar Tablo 5.4'te verilmiştir. Ampirik bağıntıların sonuçları uyumsuz olduğu için burada alınmamıştır. Korona 2002 sonuçlarının, kaynak [61]'deki hesap sonuçları ile çok yakın uyum içinde oldukları görülmektedir.

Tablo 5.4 Çubuk-düzlem elektrot sisteminde, düzgün alanda farklı elektrot açıklıkları için delinme gerilimi ve Korona 2002 hesap sonuçları (Küre-düzlem, yük sayısı = 32, $(V_{hata})_{ort} = \%0.044$).

a (cm)	(U_a) ölçülen (kV) [23]	$(U_a)_{hesap}$ (kV) [61]	$(U_a)_{hesap}$ (kV) [Korona 2002]	E_o (kV/cm) [Korona 2002]
0.01		0.89	0.884	89.066
0.02		1.40	1.404	70.386
0.05		2.64	2.677	53.585
0.08		3.84	3.796	47.479
0.1	4.6	4.54	4.503	45.045
0.2		7.86	7.798	39.007
0.5	17.1	17.01	16.816	33.681
0.8		25.45	25.360	31.804
1	31.6	30.92	30.929	31.075
2		57.92	58.029	29.382

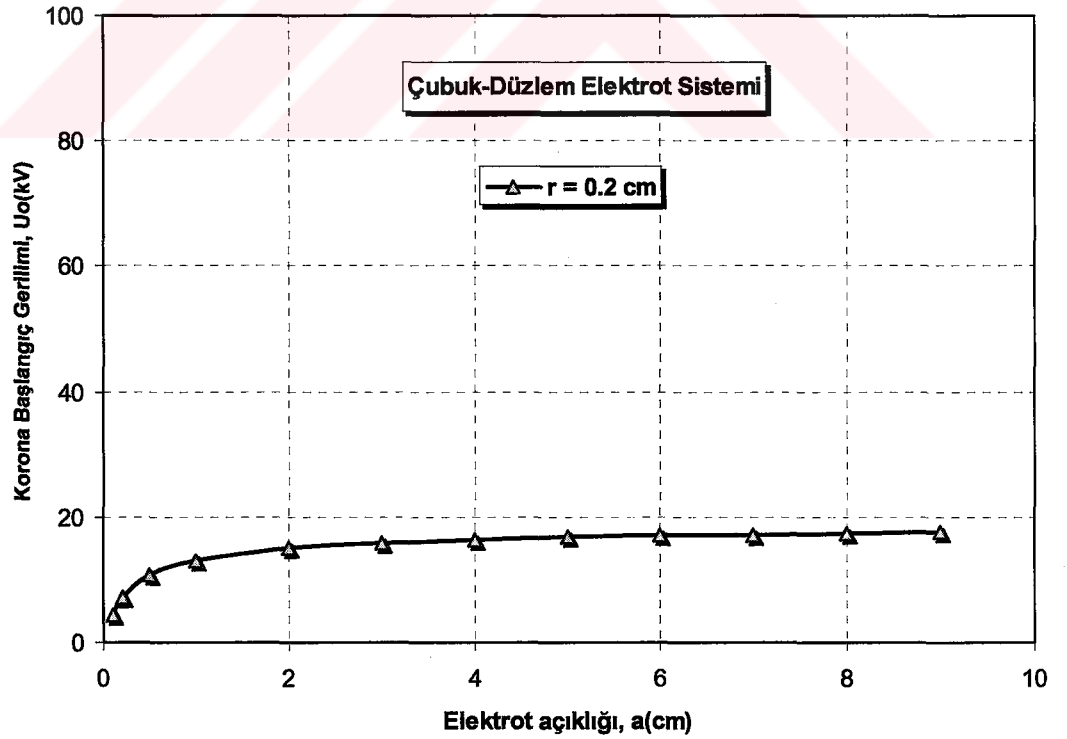


Şekil 5.20 Kaynak [64]'te, çubuk-düzlem elektrot sisteminde $r = 0.2 \text{ cm}$ yarıçaplı çubuk için korona başlangıç geriliminin elektrot açıklığı ile değişimi.

İsa [64], pozitif ve negatif doğru gerilimde, atmosfer basınçlı havada, çubuk-düzlem elektrot sisteminde elektriksel boşalmayı deneysel olarak incelemiştir. Deneyde, çubuk yarıçapı 0.2 cm iken ölçtüğü korona başlangıç (düzgün alanda delinme) gerilimlerinin elektrot açıklığı ile değişimi Şekil 5.20’de verilmiştir.

Tablo 5.5 Çubuk-düzlem elektrot sisteminde, çubuk elektrot yarıçapı $r = 0.2$ cm olmak üzere farklı elektrot açıklıkları için hesap sonuçları.

a (cm)	Korona 2002 ile Hesaplanan			
	U_0 (kV)	E_0 (kV/cm)	η (%)	Çığ Bölgesi (cm)
0.1	4.393	62.493	7.30	0.10000
0.2	7.054	63.450	55.58	0.20000
0.5	10.745	64.020	33.57	0.13717
1	13.088	64.110	20.41	0.13212
2	14.968	64.158	11.66	0.13062
3	15.841	64.086	8.24	0.13001
4	16.389	64.124	6.39	0.13002
5	16.765	64.155	5.23	0.13005
6	17.041	64.183	4.43	0.13016
7	17.231	64.128	3.84	0.13019
8	17.396	64.116	3.39	0.13042
9	17.535	64.142	3.04	0.13053

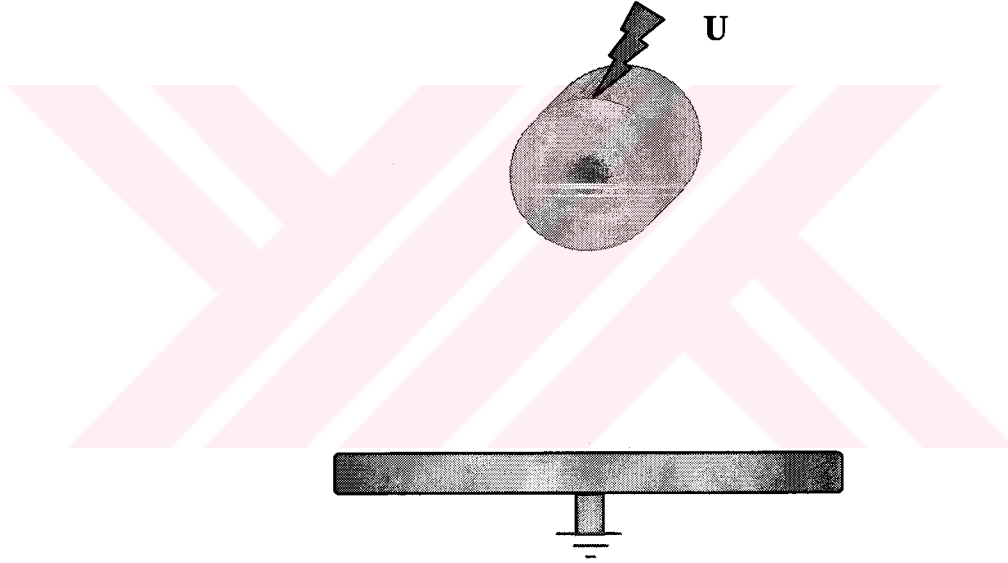


Şekil 5.21 Çubuk-düzlem elektrot sisteminde $r = 0.2$ cm yarıçaplı çubuk için, Korona 2002 ile hesaplanan, korona başlangıç geriliminin elektrot açıklığı ile değişimi.

Karşılaştırma amacıyla aynı elektrot sistemi için Korona 2002 ile yapılan hesap sonuçları Tablo 5.5'te, hesaplanan korona başlangıç geriliminin elektrot açıklığı ile değişimi grafiği Şekil 5.21'de verilmiştir. Şekillerden görüleceği gibi sonuçlar uyumludur.

5.7.2 Silindir-düzlem elektrot sistemi

Uygulamada kullanılan silindir elektrotlar, Şekil 5.22'de görüldüğü gibi r yarıçaplı, dairesel kesitli ve pürüzsüz bir yüzeye sahiptir. Yük Benzetim yönteminde silindir elektrodun benzetimi, silindir içerisine yerleştirilen sonsuz çizgisel yüklerle yapılmıştır.



Şekil 5.22 Silindir-düzlem elektrot sistemi.

Yükler, silindir yarıçapından daha küçük bir yarıçaplı bir çember üzerine eşit aralıklarla yerleştirilmektedir. Sınır ve kontrol noktaları ise silindir elektrot yüzeyinde alınmaktadır. Yüklerin bulunduğu dairenin yarıçapı, silindir elektrot yarıçapının bir oranı olarak verilmektedir ve değiştirilebilmektedir.

Korona 2002 ile, silindir-düzlem elektrot sisteminde $r = 0.23$ cm yarıçaplı silindir için değişik elektrot açıklıklarında elde edilen hesap sonuçları Tablo 5.6'da, $r = 0.5$ cm yarıçaplı silindir için hesap sonuçları Tablo 5.7'de ve $r = 1$ cm yarıçaplı silindir için hesap sonuçları Tablo 5.8'de verilmiştir.

Tablo 5.6 Silindir-düzlem elektrot sisteminde, silindir elektrot yarıçapı $r = 0.23$ cm olmak üzere farklı elektrot açıklıkları için hesap sonuçları.

a (cm)	Korona 2002 ile Hesaplanan			
	U_o (kV)	E_o (kV/cm)	η (%)	Çığ Bölgesi (cm)
0.1	4.488	51.207	87.64	0.10000
0.2	7.679	48.980	78.39	0.20000
0.3	10.517	49.266	71.16	0.30000
0.4	13.055	49.962	65.33	0.40000
0.5	15.280	50.486	60.53	0.43808
1.0	23.039	51.260	44.95	0.29755
1.5	28.030	51.444	36.32	0.28164
2.0	31.680	51.542	30.73	0.27505
2.5	34.530	51.580	26.78	0.27136
3.0	36.870	51.608	23.81	0.26904
3.5	38.860	51.640	21.50	0.26740
4.0	40.580	51.662	19.64	0.26644
4.5	42.110	51.697	18.10	0.26558
5.0	43.470	51.719	16.81	0.26511
10	52.270	51.761	10.10	0.26211
20	60.793	51.706	5.88	0.26010
40	69.284	51.718	3.35	0.26010
60	74.226	51.737	2.39	0.26402
80	77.686	51.739	1.88	0.26410
100	80.390	51.727	1.55	0.26006

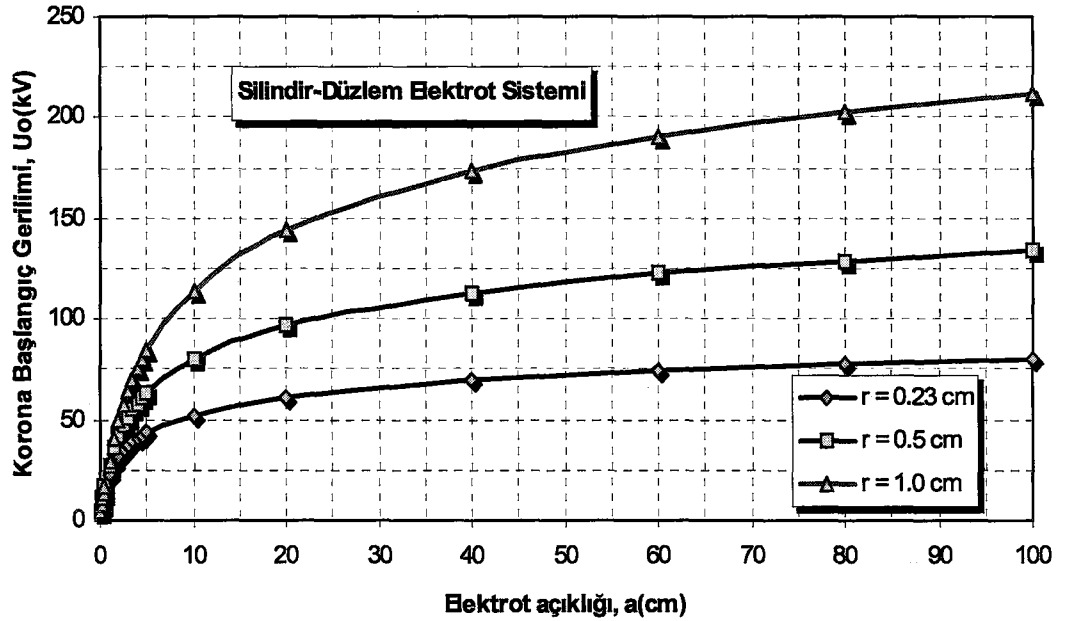
Tablo 5.7 Silindir-düzlem elektrot sisteminde, silindir elektrot yarıçapı $r = 0.5$ cm olmak üzere farklı elektrot açıklıkları için hesap sonuçları.

A (cm)	Korona 2002 ile Hesaplanan			
	U_o (kV)	E_o (kV/cm)	η (%)	Çığ Bölgesi (cm)
0.1	4.501	47.964	93.84	0.10000
0.2	7.770	43.898	88.50	0.20000
0.3	10.793	42.914	83.83	0.30000
0.4	13.651	42.813	79.71	0.40000
0.5	16.356	43.028	76.04	0.50000
1.0	27.551	44.203	62.33	0.56618
1.5	35.559	44.491	53.28	0.49279
2.0	41.772	44.626	46.80	0.46988
2.5	46.796	44.683	41.89	0.45794
3.0	51.030	44.735	38.02	0.45080
3.5	54.665	44.768	34.89	0.44625
4.0	57.850	44.795	32.29	0.44287
4.5	60.702	44.833	30.09	0.44068
5.0	63.243	44.839	28.20	0.43387
10	80.041	44.926	17.82	0.43017
20	96.511	44.885	10.75	0.42617
40	112.814	44.900	6.28	0.42417
60	122.230	44.907	4.54	0.42604
80	128.856	44.910	3.59	0.42417
100	133.972	44.909	2.98	0.43009

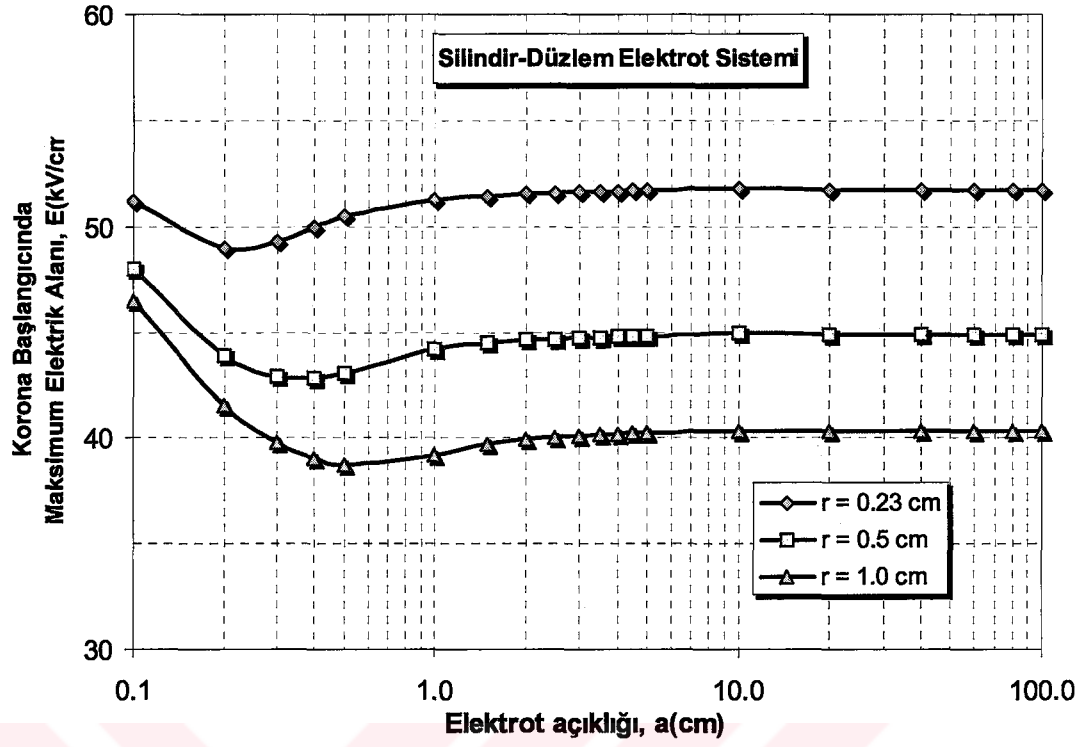
Tablo 5.8 Silindir-düzlem elektrot sisteminde, silindir elektrot yarıçapı $r = 1$ cm olmak üzere farklı elektrot açıklıkları için hesap sonuçları.

A (cm)	Korona 2002 ile Hesaplanan			
	U_o (kV)	E_o (kV/cm)	η (%)	Çıg Bölgesi (cm)
0.1	4.504	46.516	96.83	0.10000
0.2	7.792	41.517	93.84	0.20000
0.3	10.867	39.772	91.08	0.30000
0.4	13.820	39.040	88.50	0.40000
0.5	16.679	38.752	86.08	0.50000
1.0	29.817	39.215	76.03	1.00000
1.5	40.769	39.747	68.38	0.89755
2.0	49.785	39.941	62.32	0.79493
2.5	57.438	40.035	57.39	0.75493
3.0	64.095	40.095	53.28	0.33030
3.5	69.965	40.147	49.79	0.71960
4.0	75.201	40.177	46.79	0.70972
4.5	79.960	40.217	44.18	0.70345
5.0	84.259	40.234	41.88	0.69778
10	113.702	40.322	28.20	0.67627
20	143.627	40.308	17.82	0.66427
40	173.423	40.328	10.75	0.66027
60	190.622	40.336	7.88	0.66006
80	202.708	40.339	6.28	0.65627
100	212.037	40.342	5.26	0.66014

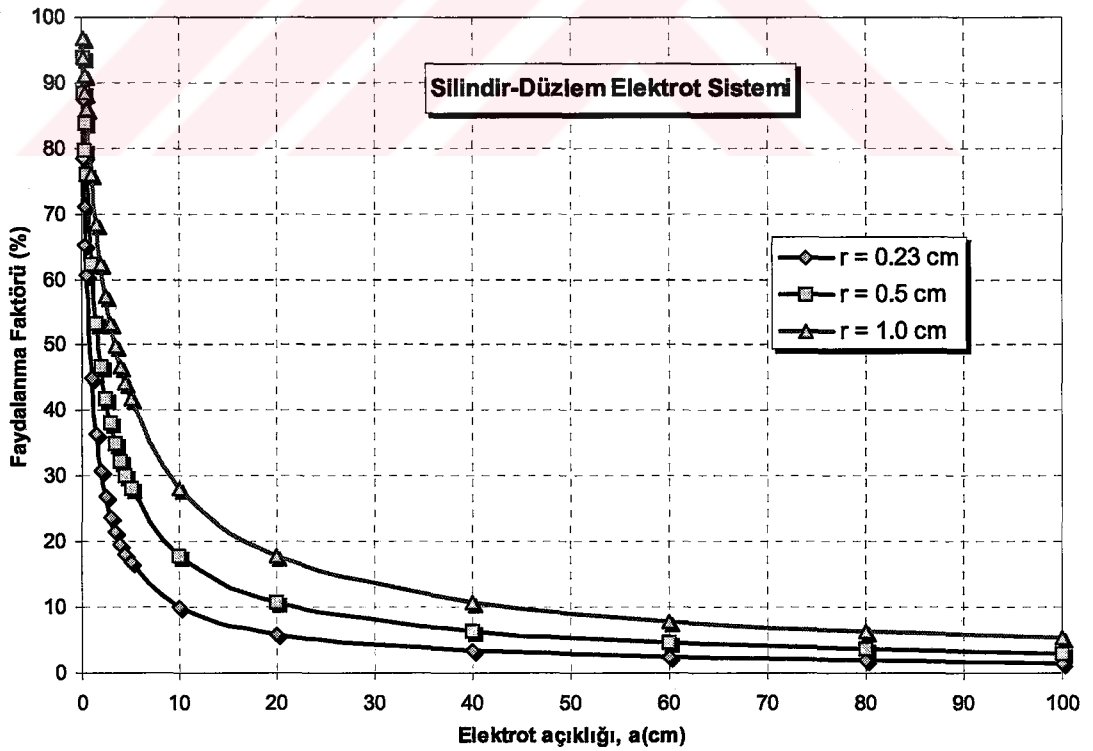
Korona 2002 ile hesaplanan, Tablo 5.6, Tablo 5.7 ve Tablo 5.8'deki verilerden, korona başlangıç geriliminin elektrot açıklığı ile değişimi Şekil 5. 23'te görülmektedir.



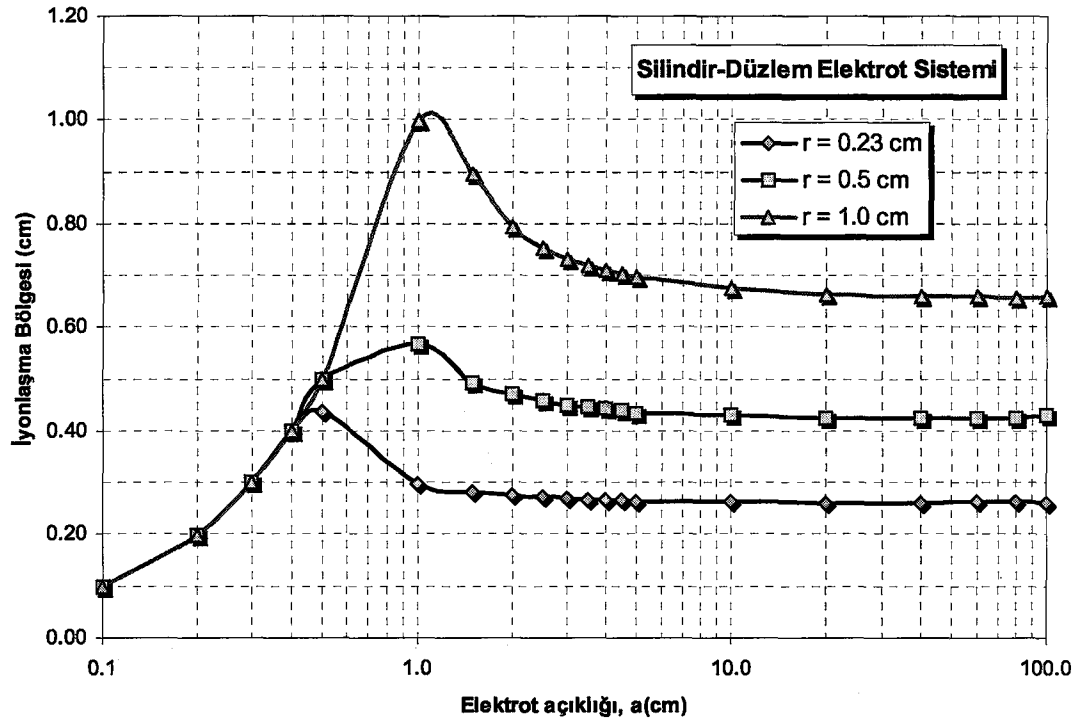
Şekil 5.23 Silindir-düzlem elektrot sisteminde korona başlangıç geriliminin elektrot açıklığı ile değişimi ($r = 0.23$ cm , $r = 0.5$ cm , $r = 1$ cm).



Şekil 5.24 Silindir-düzlem elektrot sisteminde, korona başlangıç geriliminde maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot açıklığı ile değişimi ($r = 0.23$ cm, $r = 0.5$ cm, $r = 1$ cm).



Şekil 5.25 Silindir-düzlem elektrot sisteminde faydalanma faktörünün elektrot açıklığı ile değişimi ($r = 0.23$ cm, $r = 0.5$ cm, $r = 1$ cm).



Şekil 5.26 Silindir-düzlem elektrot sisteminde, korona başlangıcında iyonlaşma bölgesinin elektrot açıklığı ile değişimi ($r = 0.23$ cm, $r = 0.5$ cm, $r = 1$ cm).

Korona başlangıcında maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot açıklığı ile değişimi Şekil 5. 24'te, korona başlangıcında faydalanma faktörünün elektrot açıklığı ile değişimi Şekil 5.25'te ve iyonlaşma bölgesinin elektrot açıklığı ile değişimi Şekil 5.26'da görülmektedir.

Şekil 5.23'ten görüldüğü gibi elektrot açıklığının, elektrot yarıçapının yarısına kadar olan bölgede korona başlangıç gerilimi daha hızlı artmaktadır. Bu bölge düzgün ve az düzgün alan bölgesidir. Elektrot açıklığı daha da artarsa, iyonlaşma bölgesi küçülmekte ve korona başlangıç gerilimi daha yavaş artmaktadır. Elektrot açıklığı, elektrot yarıçapına eşit ve daha büyük olduğunda maksimum elektrik alan şiddeti yaklaşık sabit kalmaktadır. Böylece, bu bölgede iyonlaşma bölgesi de değişmezken, korona başlangıç gerilimi daha küçük bir eğimle lineer olarak artmaktadır.

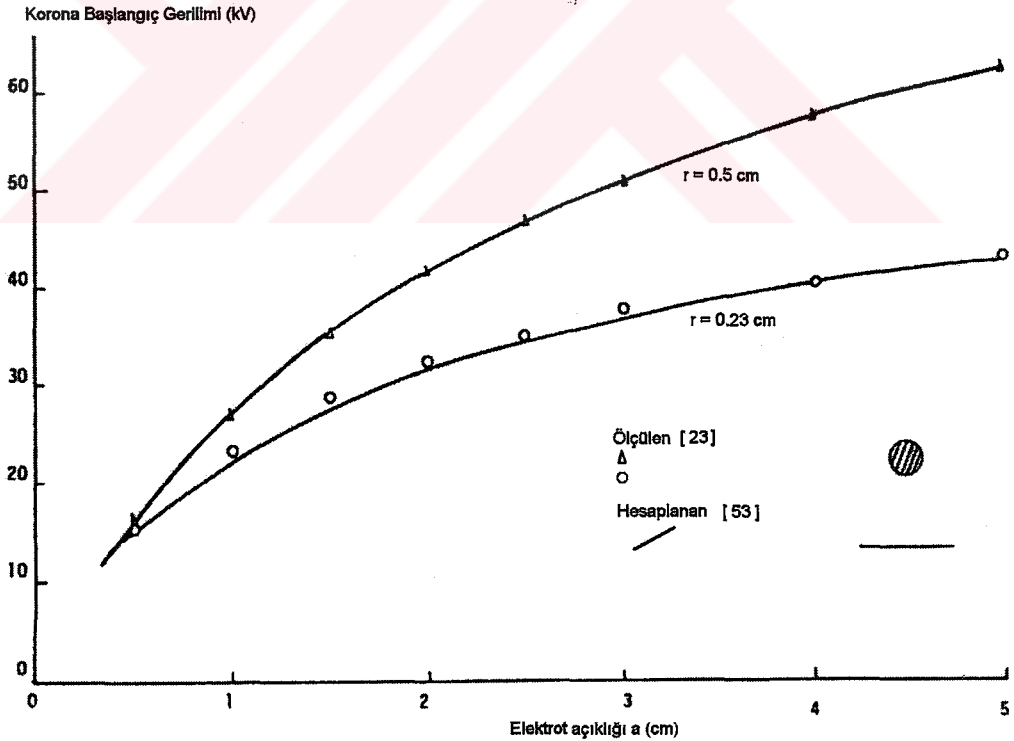
Şekil 5.24'ten görüldüğü gibi elektrot açıklığının, elektrot yarıçapının $1/10$ 'undan başlayarak maksimum elektrik alan şiddeti önce azalmakta, iyonlaşma bölgesinin elektrot açıklığından küçük olmaya başladığı bölgede maksimum alan şiddeti tekrar artmaktadır. Elektrot açıklığı, elektrot yarıçapına eşit ve daha büyük olduğunda

maksimum elektrik alan şiddeti biraz azalarak, elektrot açıklığının yarıçapın 10 katı ve daha büyük olduğu bölgede yaklaşık sabit kalmaktadır.

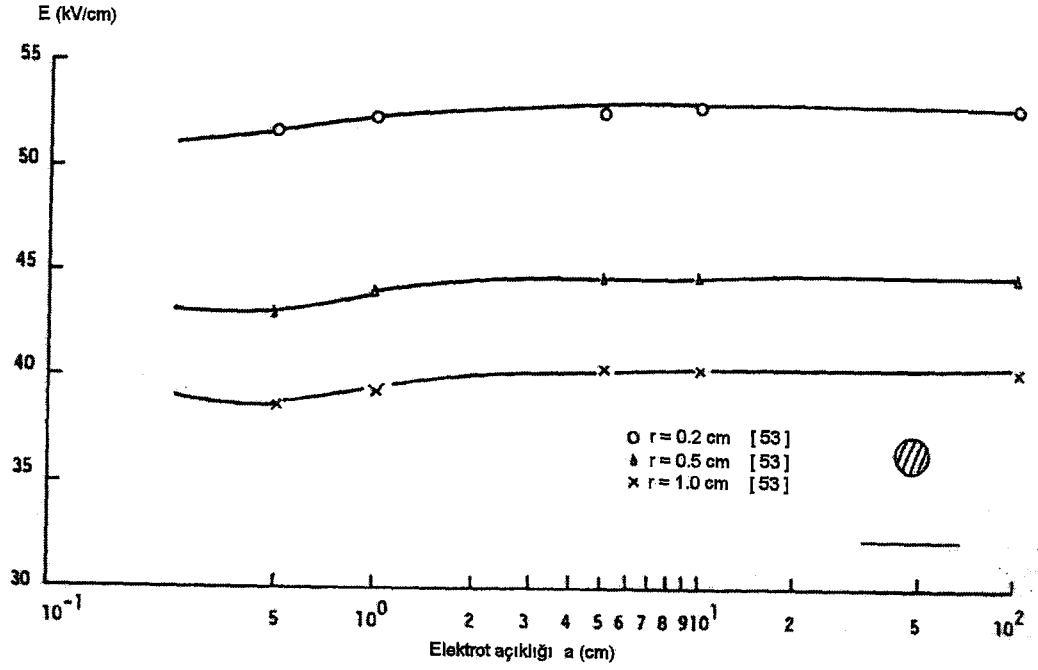
Şekil 5.25'ten görüldüğü gibi, korona başlangıcında faydalanma faktörü, korona başlangıç gerilimi ile ters orantılı olarak değişmektedir. Elektrot açıklığı arttıkça faydalanma faktörü azalmaktadır.

Şekil 5.26'dan görüldüğü gibi elektrot açıklığının, elektrot yarıçapının yarısına kadar olan bölgede elektron çığı katottan başlamaktadır ve iyonlaşma bölgesi elektrot açıklığına eşittir. Bu bölge düzgün ve az düzgün alan bölgesidir. Elektrot açıklığı daha da artarsa, çığ elektrotlar arasındaki bir noktadan başlamaktadır. Bu durumda iyonlaşma bölgesi küçülmektedir. Elektrot açıklığı, elektrot yarıçapının 10 katı ve daha büyük olduğunda iyonlaşma bölgesi yaklaşık sabit kalmaktadır.

Şekil 5.27'de, Kaynak [53]'te aynı silindir düzlem elektrodu için elde edilen hesap sonuçlarından, korona başlangıç geriliminin elektrot açıklığı ile değişimi verilmiştir.



Şekil 5.27 Kaynak [53]'te, silindir-düzlem elektrod sistemi için elde edilen hesap sonuçlarından, korona başlangıç geriliminin elektrot açıklığı ile değişimi.



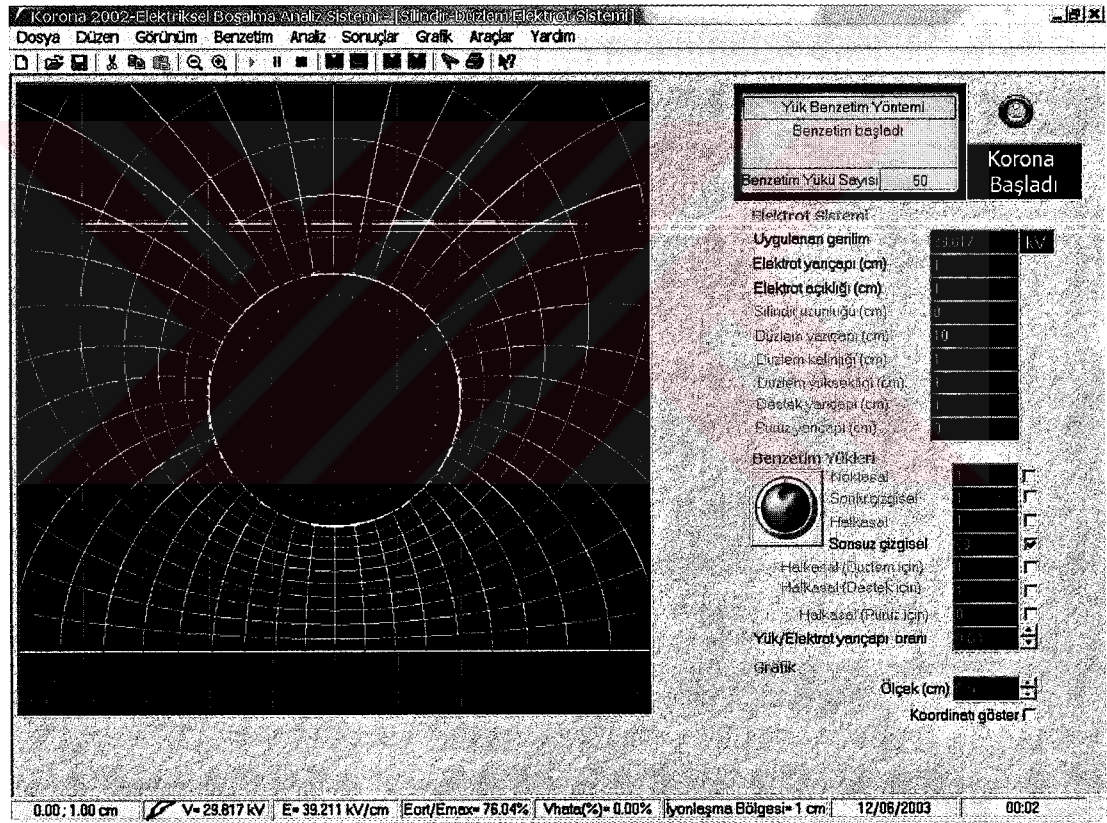
Şekil 5.28 Kaynak [53]'te, silindir-düzlem elektrot sistemi için korona başlangıç geriliminde maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot açıklığı ile değişimi ($a = 2.5$ cm).



Şekil 5.29 Kaynak [53]'te, silindir-düzlem elektrot sistemi için korona başlangıç geriliminde maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot yarıçapı ile değişimi, ($a = 2.5$ cm).

Şekil 5.28’de, Kaynak [53]’te aynı silindir düzlem elektrodu için elde edilen hesap sonuçlarından, korona başlangıç geriliminde maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot açıklığı ile değişimi verilmiştir. Şekil 5.29’da ise, Kaynak [53]’te aynı silindir düzlem elektrodu için elde edilen hesap sonuçlarından, korona başlangıç geriliminde maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot yarıçapı ile değişimi verilmiştir.

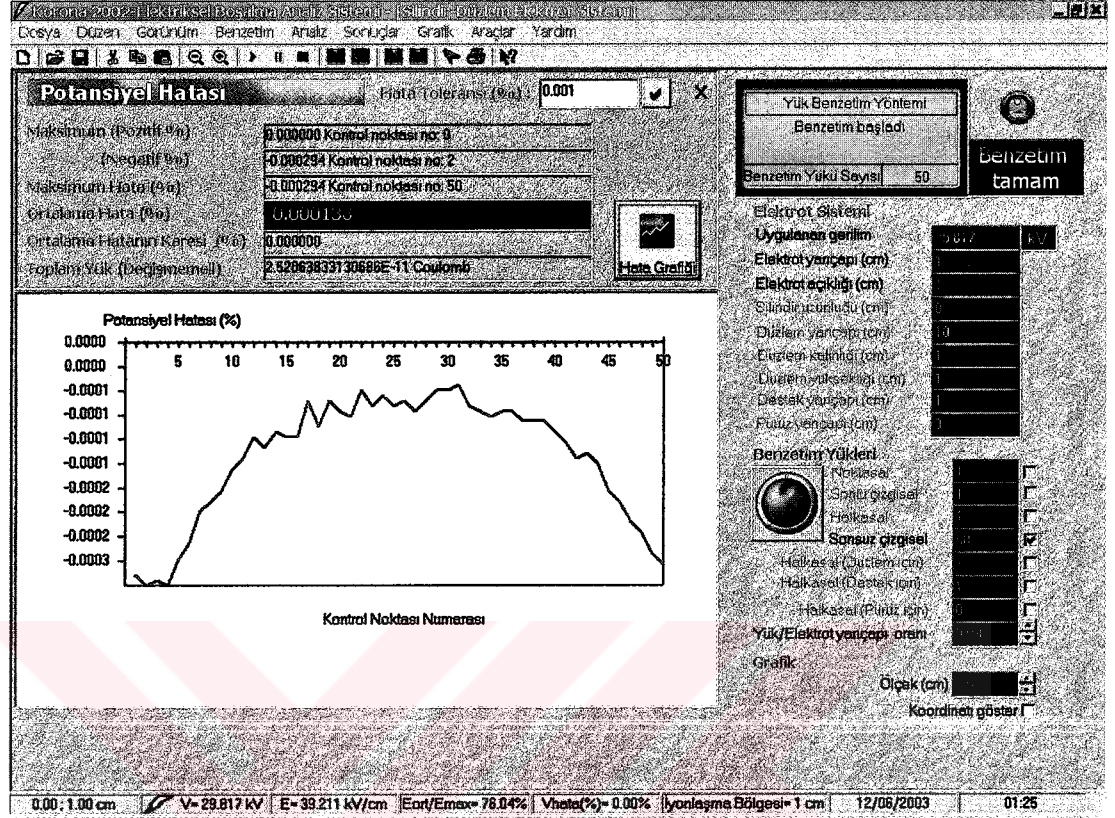
Şekil 5.30’da, Korona 2002 ana ekranında, silindir-düzlem elektrot sistemi için elektrot yarıçapının 1 cm ve elektrot açıklığının 1 cm olduğu durumda elektrostatik alan dağılımı gösterilmektedir. Eşpotansiyel çizgiler, %10’luk elektrot gerilimine eşit potansiyel farklarıyla çizdirilmiş ve değerlerine göre renklendirilmişlerdir.



Şekil 5.30 Silindir-düzlem elektrot sisteminde, korona başlangıç geriliminde elektrostatik alan dağılımı ($r = 1$ cm, $a = 1$ cm).

Şekil 5.31’de, silindir-düzlem elektrot sistemi için elektrot yarıçapının 1 cm ve elektrot açıklığının 1 cm olduğu durumda potansiyel hatası ekranı görülmektedir. Korona 2002 ana ekranında, “Araçlar” menüsünün alt menüsü olan “Seçenekler”

menüsü tıklandığında “Ayarlar” başlıklı pencerede eşpotansiyel çizgi aralığı, çizgi kalınlığı, elektrik alan çizgi aralığı vb ayarlar yapılabilir (Şekil 5.32).



Şekil 5.31 Silindir-düzlem elektrot sisteminde, korona başlangıç geriliminde potansiyel hatası ekranı ve hata grafiği ($r = 1$ cm, $a = 1$ cm).

Ayarlar

Grafik **Genel** **Çizim**

Elektrostatik Alan Dağılımı

Benzetim Başlatılınca

☐ Korona başlangıç gerilimini hesapla

☐ Eşpotansiyel çizgileri çiz

☒ Eşpotansiyel çizgileri farklı renkte çiz

Eşpotansiyel çizgi aralığı (%)

Çizgi kalınlığı

☐ Elektrik alan çizgilerini çiz

Elektrik alan çizgi aralığı (açı)

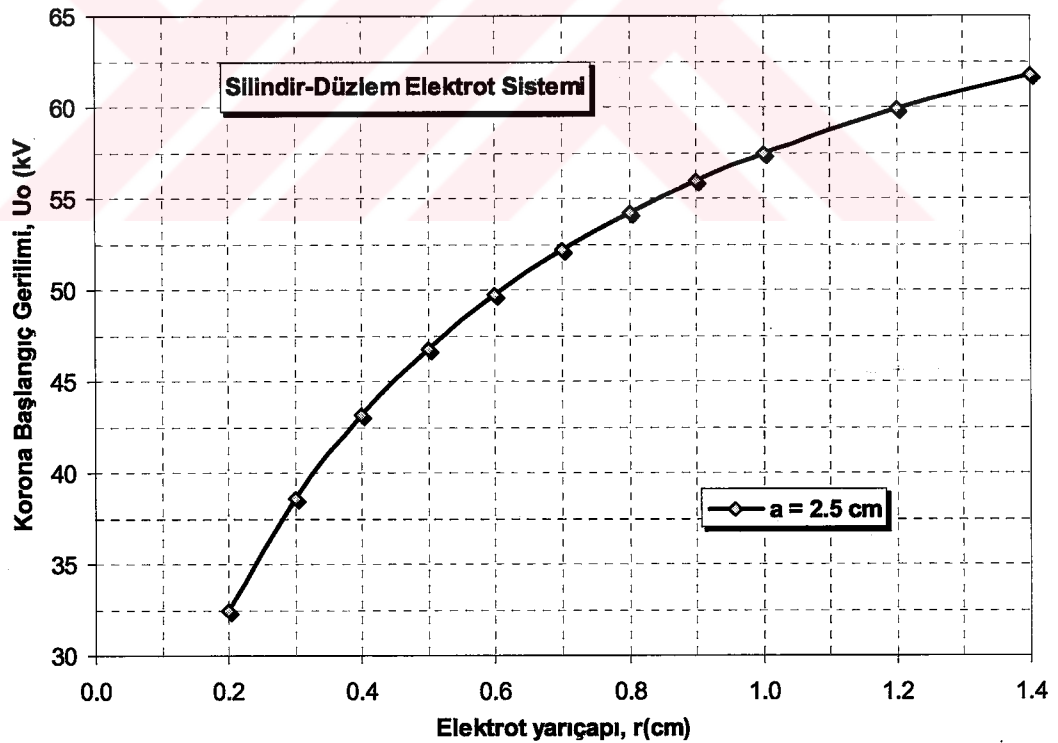
Tamam **İptal** **Uygula**

Şekil 5.32 Korona 2002’ de Ayarlar penceresi.

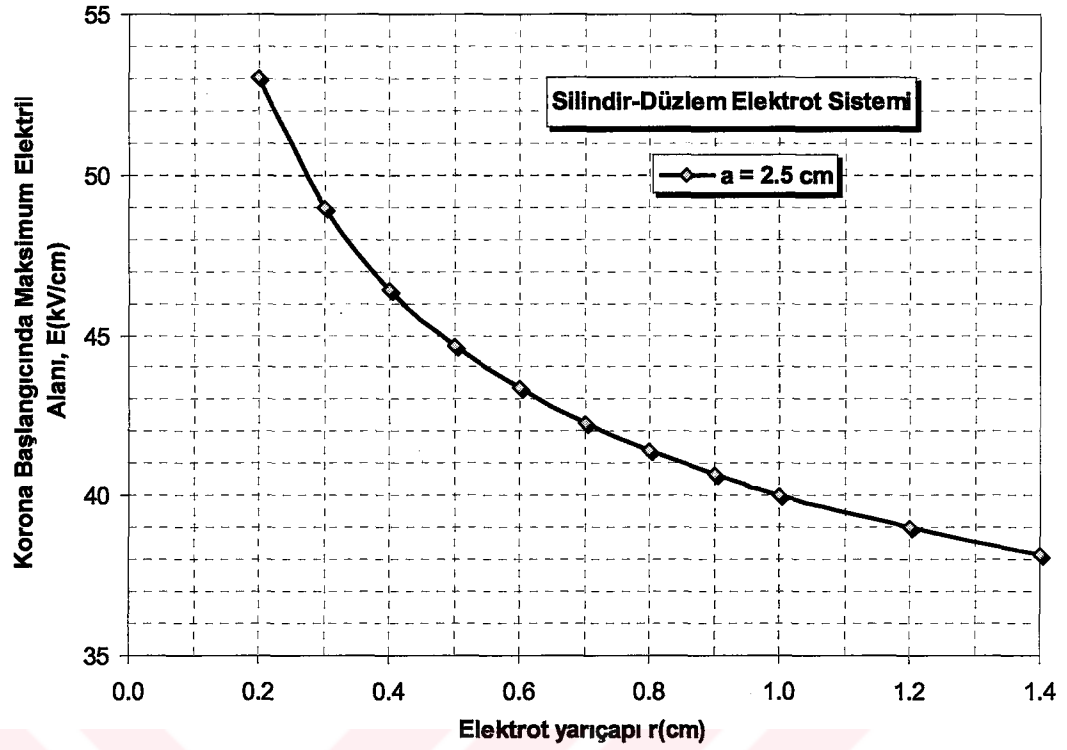
Silindir-düzlem elektrot sisteminde, elektrot açıklığı 2.5 cm iken, farklı silindir yarıçaplarında, korona başlangıç gerilimi ve korona başlangıcında maksimum elektrik alanın Korona 2002 ile hesaplanan değerleri Tablo 5.9'da, ve korona başlangıç geriliminin yarıçapla değişimi grafiği Şekil 5.33'de verilmiştir.

Tablo 5.9 Silindir-düzlem elektrot sisteminde, silindir elektrot açıklığı $a = 2.5$ cm olmak üzere farklı elektrot yarıçapları için hesap sonuçları.

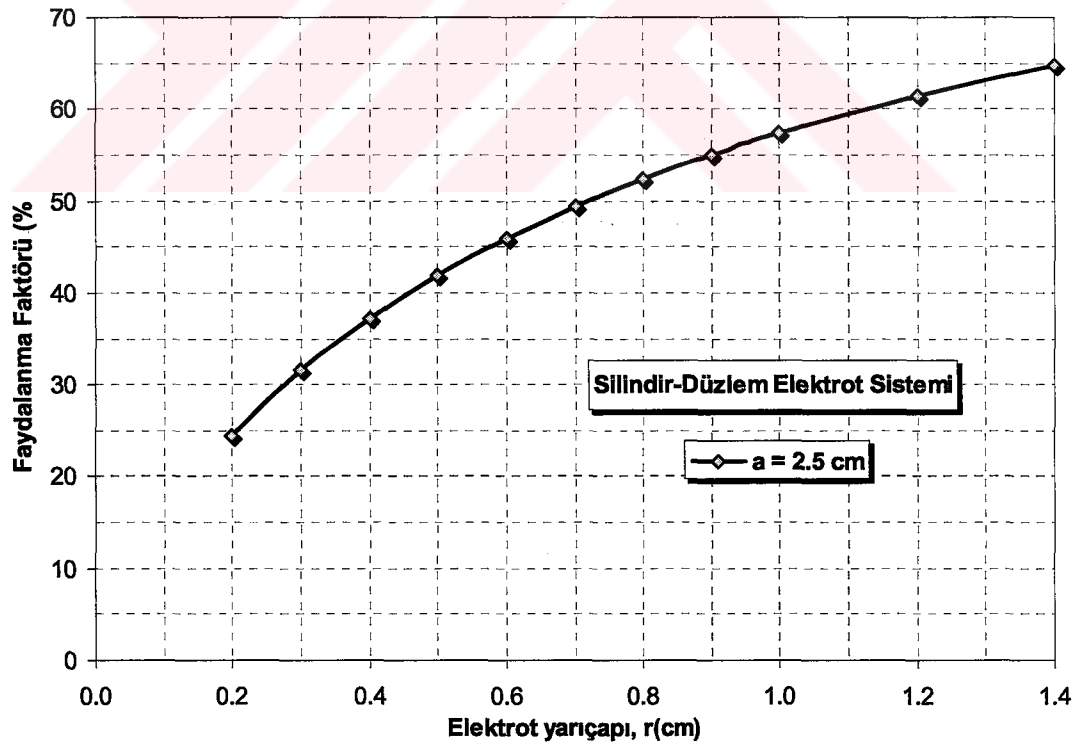
a (cm)	Korona 2002 ile Hesaplanan			
	U_o (kV)	E_o (kV/cm)	η (%)	Çığ Bölgesi (cm)
0.2	32.470	53.047	24.48	0.24735
0.3	38.602	48.978	31.53	0.32363
0.4	43.190	46.448	37.19	0.39291
0.5	46.796	44.691	41.88	0.45794
0.6	49.730	43.352	45.88	0.52021
0.7	52.160	42.288	49.34	0.58070
0.8	54.197	41.408	52.35	0.63945
0.9	55.940	40.671	55.02	0.69769
1.0	57.440	40.036	57.39	0.75494
1.2	59.890	38.996	61.43	0.86893
1.4	61.786	38.163	64.76	0.98317



Şekil 5.33 Silindir-düzlem elektrot sisteminde, korona başlangıç geriliminin elektrot yarıçapı ile değişimi ($a = 2.5$ cm).

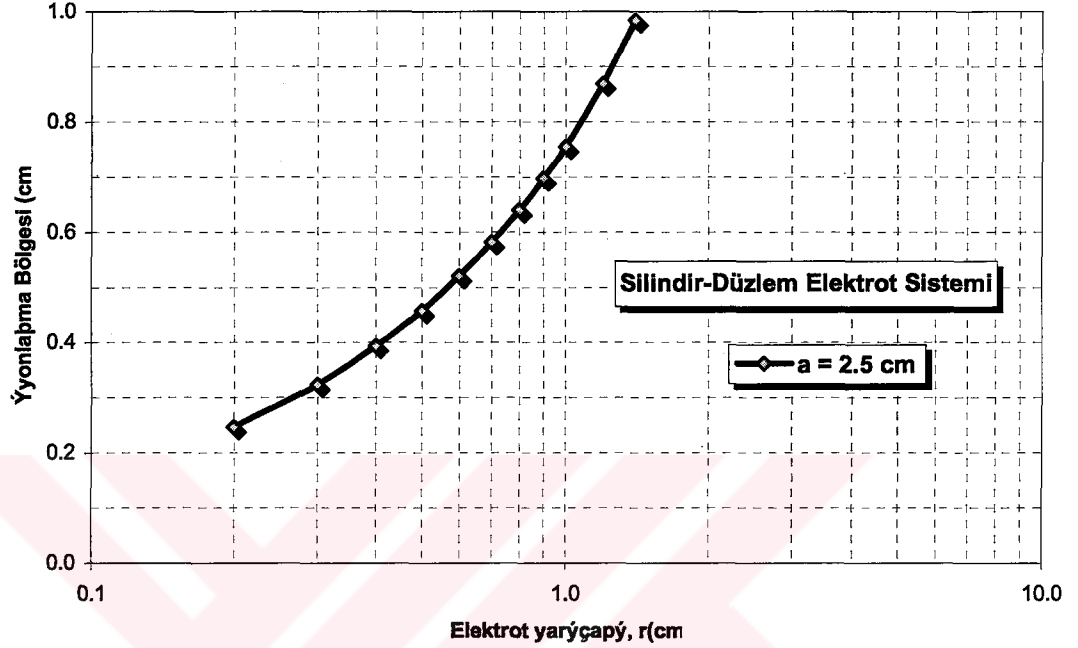


Şekil 5.34 Silindir-düzlem elektrot sisteminde, korona başlangıç geriliminde maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot yarıçapı ile değişimi ($a = 2.5 \text{ cm}$).



Şekil 5.35 Silindir-düzlem elektrot sisteminde, korona başlangıç geriliminde faydalanma faktörünün elektrot yarıçapı ile değişimi ($a = 2.5 \text{ cm}$).

Tablo 5.9'daki değerlerden, maksimum elektrik alanın yarıçapla değişimi grafiği Şekil 5.34'te, faydalanma faktörünün yarıçapla değişimi grafiği Şekil 5.35'te ve iyonlaşma bölgesinin yarıçapla değişimi grafiği Şekil 5.36'da verilmiştir.

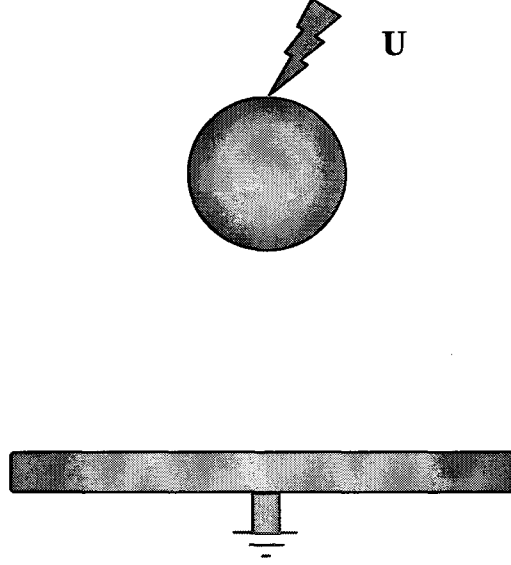


Şekil 5.36 Silindir-düzlem elektrot sisteminde, korona başlangıcında iyonlaşma bölgesinin elektrot yarıçapı ile değişimi ($a = 2.5$ cm).

5.7.3 Küre-düzlem elektrot sistemi

Korona 2002 ile, küre-düzlem elektrot sisteminde de hesaplar yapılmıştır. Uygulamada kullanılan küre-düzlem elektrot sistemi Şekil 5.37'te görülmektedir. Yük Benzetim yönteminde küre elektrodun benzetimi, küre içerisine yerleştirilen noktasal ve halkasal yüklerle yapılmıştır. Halkasal yüklerin yarıçapları, küre yarıçapından daha küçük bir yarıçaplı daire üzerinde, kürenin düzleme en yakın noktasından başlayarak eşit aralıklarla yerleştirilmektedir. Noktasal yükler, ise yine aynı daire üzerinde ve biri kürenin düzleme en yakın noktasında, diğeri de kürenin tepesinde olmak üzere 2 adettir. Halkasal yüklerle ilgili sınır noktaları, küre yüzeyi üzerinde ve küre merkezinden çıkan ve halkasal yükün uç noktasından geçen ışının küre yüzeyini kestiği noktada alınmıştır. Bu durumda potansiyel hatası en küçük olmaktadır. Halkasal yük yarıçapı, doğruluk üzerinde çok etkili olduğu görülmüştür.

Genelde, yük sayısı arttıkça yük yarıçapı küçültülmelidir. Kontrol noktaları ise küre yüzeyinde, iki sınır noktasının ortasında alınmıştır.



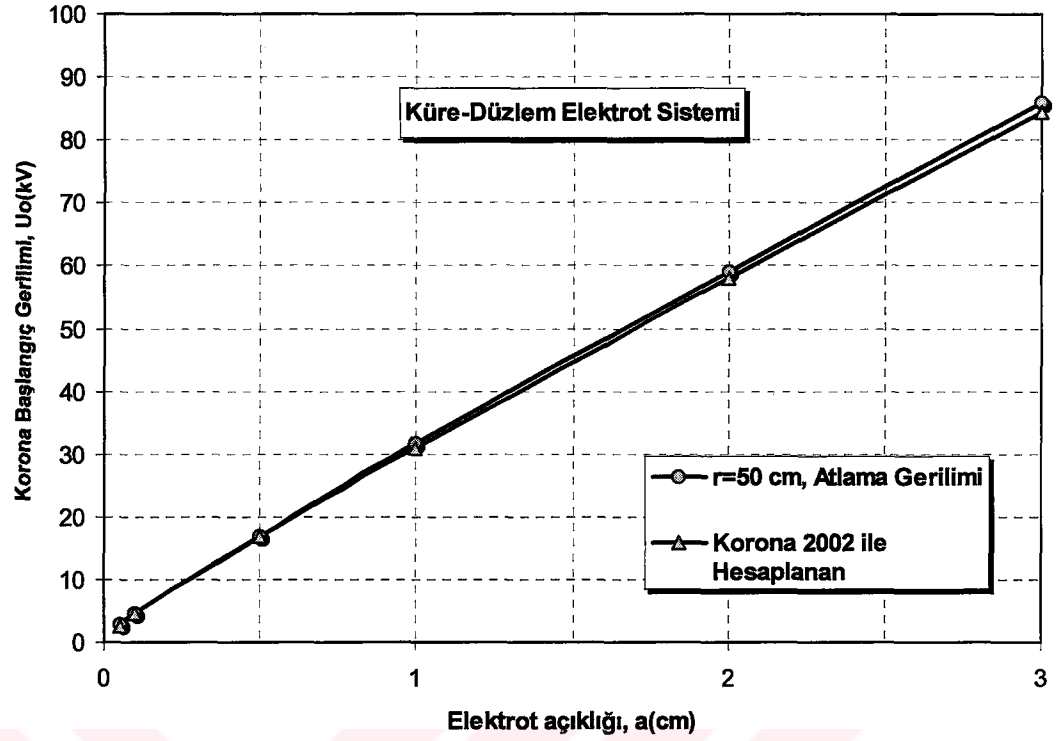
Şekil 5.37 Küre-düzlem elektrot sistemi.

Tablo 5.10’da, $r = 50$ cm yarıçaplı küre- düzlem elektrot sisteminde, Korona 2002 ile hesaplanan korona başlangıç gerilimleri ile, yüksek gerilim ölçü kürelerinin normal ortam koşullarındaki atlama gerilimleri verilmiştir. Elektrot açıklığı küçük olduğundan yaklaşık düzgün alan kabul edilebilir. Küresel elektrot sistemi ile ölçmede ölçme hatasının %3 olduğu kabul edilirse, sonuçların uyumlu olduğu söylenebilir.

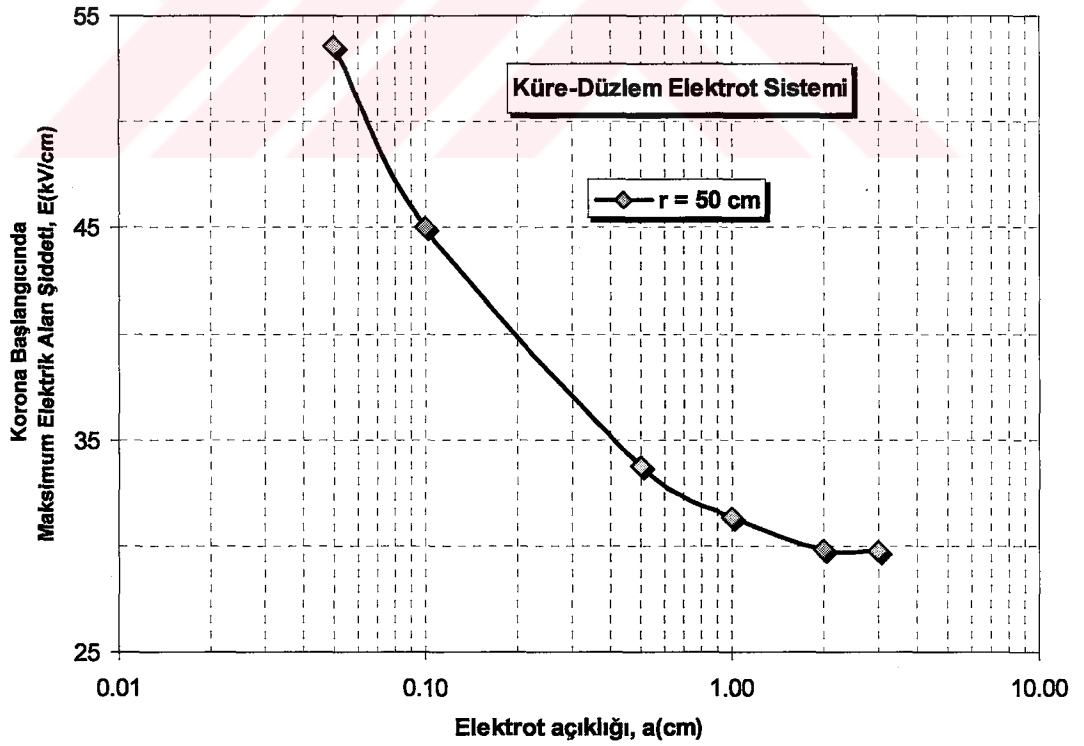
Tablo 5.10 Küre-düzlem elektrot sisteminde, küre yarıçapı $r = 50$ cm olmak üzere farklı elektrot açıklıklarında standart atlama gerilimi değerleri ve Korona 2002 ile hesaplanan korona başlangıç gerilimleri (yük sayısı = 32).

a (cm)	U_o (kV)	U_{atlama} (kV)	E_o (kV/cm)	η (%)	Fark (%)
0.05	2.678	2.8	53.587	99.95	4.357
0.1	4.504	4.7	45.055	99.97	4.170
0.5	16.817	16.8	33.798	99.52	-0.101
1.0	30.928	31.7	31.331	8.71	2.435
2.0	58.004	59	29.859	97.13	1.688
3.0	84.298	86	29.790	94.32	1.979

Şekil 5.35’te, Tablo 5.10’daki verilerden, küre-düzlem elektrot sisteminde $r = 50$ cm yarıçaplı küre için korona başlangıç geriliminin elektrot açıklığı ile değişimi, Şekil 5.36’da ise korona başlangıcında maksimum alan şiddetinin elektrot açıklığı ile değişimi verilmiştir.

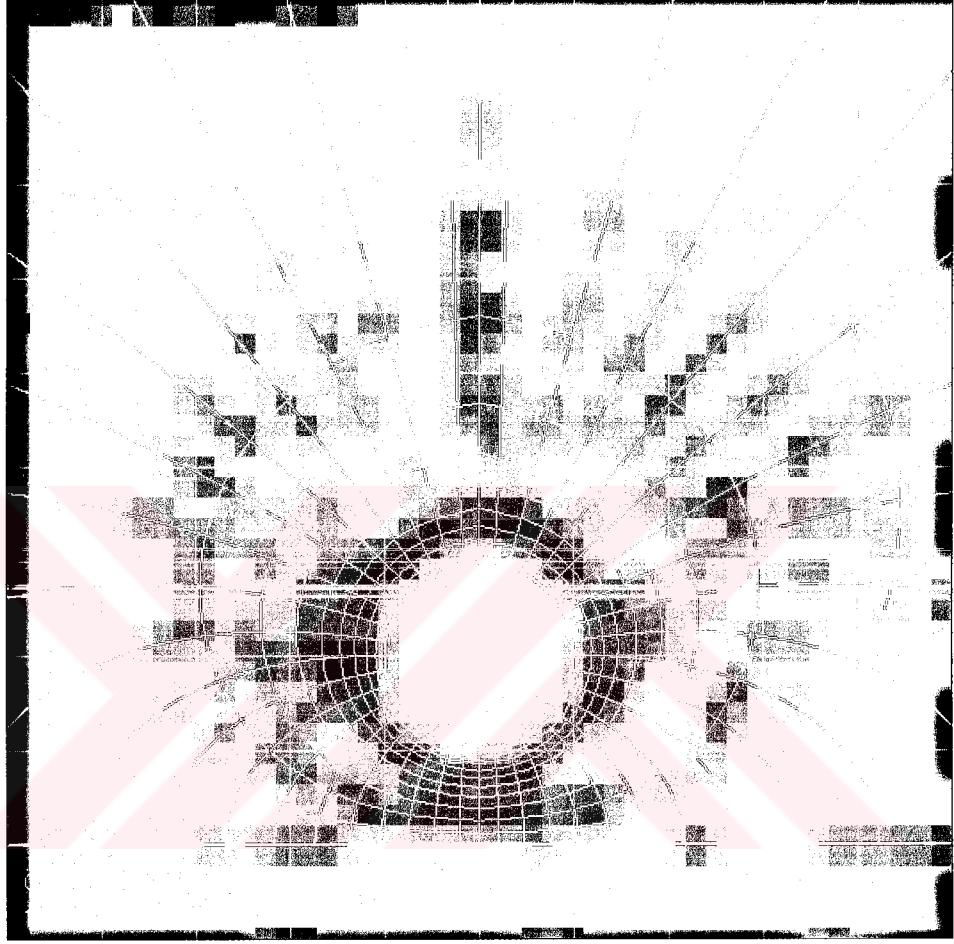


Şekil 5.38 Küre-düzlem elektrot sisteminde 50 cm yarıçaplı küre durumunda, standart atlama gerilimi ve Korona 2002 ile hesaplanan korona başlangıç geriliminin elektrot açıklığı ile değişimi (yük sayısı = 32).



Şekil 5.39 Küre-düzlem elektrot sisteminde 50 cm yarıçaplı küre durumunda, Korona 2002 ile hesaplanan, korona başlangıç geriliminde maksimum alan şiddetinin elektrot açıklığı ile değişimi (yük sayısı = 32).

Tablo 5.10'dan görüldüğü gibi, normal ortam koşullarında standart atlama gerilimleri ile korona başlangıç gerilimleri arasındaki fark %5'ten küçüktür. Elektrot açıklığı elektrot yarıçapından çok küçük olduğu için düzgün alan durumu vardır ve hesaplanan korona başlangıç gerilimleri atlama gerilimi olarak kabul edilebilir.



Şekil 5.40 Küre-düzlem elektrot sisteminde 1 cm yarıçap ve 1 cm elektrot açıklığı durumunda, korona başlangıç geriliminde elektrostatik alan dağılımı (yük sayısı = 32).

Şekil 5.40'ta, küre-düzlem elektrot sisteminde 1 cm yarıçap ve 1 cm elektrot açıklığı durumunda elektrostatik alan dağılımı gösterilmiştir. Eşpotansiyel çizgiler %10 aralıkla ve alan çizgileri 3 derece açıyla çizilmiştir. Ölçek 1 cm'dir. Eşpotansiyel çizgilerden, silindir-düzlem ve küre-düzlem elektrot sistemlerinin alan dağılımları arasındaki fark açıkça görülmektedir.

Korona 2002 yazılımının, elektrik alan dağılımı ve korona başlangıç gerilimi hesabıyla ilgili kısımlarının akış diyagramları ve yazılım kodları ekte verilmektedir.

BÖLÜM 6 SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu tezde, yüksek gerilimde, çeşitli elektrot sistemlerinde statik elektrik alan dağılımını Yük Benzetim Yöntemi ile hesaplamak ve bundan yararlanarak, korona başlangıç gerilimini veya delinme gerilimini hesaplamak amacıyla, Korona 2002 adı verilen kolay kullanımlı bir yazılım geliştirilmiştir. Korona 2002 yazılımı kullanılarak, çubuk-düzlem, silindir-düzlem ve küre-düzlem elektrot sistemlerinde, pozitif doğru gerilimde, havada statik elektrik alan hesabı ve korona başlangıç gerilimi hesaplanmıştır. Elektrot yarıçapı, elektrot açıklığına göre çok büyük seçilerek düzgün alanda delinme gerilimi de hesaplanmıştır. Kullanılan elektrot sistemlerinde, düzlem elektrot sonsuz genişlikte bir düzlem olarak veya sonlu genişlikte dairesel bir disk elektrot olarak alınabilmektedir. Düzlem elektrot üzerinde, yarıçapı değiştirilebilen yarıküresel iletken pürüz yerleştirilerek bunun etkisi analiz edilebilmektedir.

Korona 2002 yazılımı, Windows işletim sisteminde çalışmak üzere Microsoft Visual Basic 6.0 yazılım geliştirme ortamında yazılmıştır. Korona 2002 yazılımıyla, çubuk-düzlem, silindir-düzlem ve küre-düzlem elektrot sistemlerinde elektrostatik alan dağılımı ve korona başlangıç gerilimi hesaplanabilmektedir. Program, gelecekte daha karmaşık bir geometriye sahip elektrot sistemlerindeki elektrik alan dağılımı ve elektriksel boşalmayı analiz edebilecek şekilde geliştirilmeye açık bir temel yazılım niteliğinde tasarlanmıştır. Elektrik alan hesabında Yük Benzetim Yöntemi kullanılmıştır. Ana elektron çıkışının zaman ve konum bakımından gelişmesinin benzetimi halkasal yüklerle yapılmıştır.

Bu tezde yapılan çalışmada aşağıdaki sonuçlar elde edilmiş ve değerlendirilmiştir:

Elektrik alan hesabında sayısal yöntem olarak, Yük benzetim yönteminin kullanılması, diğer sayısal yöntemlerden sonlu farklar ve sonlu elemanlar yöntemine göre hesabın doğruluğunu artırmış ve sınır elemanları yöntemine göre de yazılım geliştirme ve uygulama kolaylığı sağlamıştır. Uygulaması yapılan elektrot sistemleri

sınırsız bölgeli elektrot sistemleridir. Sonlu elemanlar yönteminde, bu tür elektrot sistemlerinin elektrik alan hesabında, elektrot çevresindeki bölgenin kapalı bir bölge olması veya bölgenin sınırlandırılması zorunluluğu vardır. Bu sınırlandırmadan dolayı bir hata ortaya çıkmaktadır. Yük benzetim yönteminde böyle bir sınırlandırmaya gerek yoktur. Bir defa benzetim yükleri hesaplandıktan sonra, elektrotlar çevresindeki herhangi bir noktada potansiyel ve elektrik alan analitik olarak hesaplanabilmektedir. Diğer yöntemlerde iteratif işlemler vardır. Oysa yük benzetim yöntemi, ilkesi sayısal olmakla beraber potansiyel ve elektrik alan analitik ifadelerle hesaplanmaktadır. Buna karşılık, benzetimde kullanılacak yük tipinin potansiyel ve elektrik alan ifadeleri bilinmelidir. Yöntemde ortaya çıkan lineer denklem sisteminin katsayılar matrisi dolu bir matristir. Dolayısıyla Gauss indirgeme yöntemi gibi doğrudan bir yöntemle çözülebilir. Sonlu farklar ve sonlu elemanlar yönteminde ise katsayılar matrisi bol sıfırlı bir matris olduğundan iteratif yöntemlerle çözülmektedir.

Yük benzetim yönteminin diğer üstünlükleri ise, ileri matematik bilgisi gerektirmemesi ve kolay hazırlanan bilgisayar programları ile çözüm süresinin küçük olmasıdır. YBY, iki ve üç boyutlu alan problemlerin çözümünde kullanılabilmektedir. Tek ve çok yalıtkanlı elektrot sistemlerinde statik elektrik alan hesabı ve uzay yüklü alanların hesabı yapılabilmektedir. Buna karşılık ince elektrotların alan hesabında yüzeysel yük benzetim yöntemi daha uygundur. YBY'nin doğruluğu, diğer sayısal yöntemlere göre yüksektir. Yüklerin sayısı, yeri ve sınır noktalarının sayısı ve yeri doğruluk üzerinde çok etkilidir. Genellikle yük sayısı arttıkça doğruluğun arttığı gözlenmiştir. Halkasal yüklerde yük yarıçapının doğruluğa etkisi büyüktür. Yük tipi seçimi elektrot şekline göre yapılmalıdır. Uygun yük tipi, yük yeri ve sınır noktası yeri seçimi için deneyim gerekmektedir.

Korona başlangıç gerilimini hesaplamak için, ana elektron çığının benzetimi de yük benzetim yöntemiyle yapılmıştır. Literatürde, sayısal yöntemlerin kullanılmadığı ilk çalışmalarda, elektron çığının elektrik alan hesabında, korona başlarken pozitif uzay yüklerinin, çığın uç kısmında bir küre içinde toplandığı ve bu kürenin yüzeyindeki alanın çubuk elektrot ucundaki elektrostatik alanın büyüklüğü ile aynı düzeyde olduğu kabulü yapılmaktadır. Bu kabulün yapılmasının nedeni, uzay yüklerinin elektrik alan şiddetinin hesabında küresel elektrodun elektrik alan şiddeti bağıntısını

kullanabilmek ve böylece alan hesabında kolaylık sağlamak içindir. Bu durumda bir yaklaşıklık yapılmış olunmaktadır. Bu kabul, bu tezde geçerli değildir. Bu tezde, bu kabulun yerine, boşalma gelişiminin gerçeğe daha yakın benzetimini yapmak amacıyla, pozitif iyonların oluştukları yerlerdeki potansiyel ve elektrik alanının da göz önüne alınmasının uygun olacağı kabul edilmiştir. Bunun için, pozitif iyonların oluştukları yerler belirlenip bu yerlere oradaki pozitif iyon yüküne eşit yüke sahip halkasal yükler yerleştirilerek boşalma benzetimi yapılmıştır.

Yapılan uygulamada, çubuk-düzlem, silindir-düzlem ve küre-düzlem elektrot sistemleri kullanılmıştır. Çubuk elektrot, sonsuz geniş düzlemden elektrot açıklığı kadar yüksekte, düzleme dik yarıküresel uçlu silindirselsel bir çubuk olarak göz önüne alınmıştır. Silindir elektrot ise sıfır potansiyelli sonsuz geniş düzlemden elektrot açıklığı kadar yüksekte, düzleme paralel r yarıçaplı, pürüzsüz yüzeyli silindirselsel kesitli bir iletken olarak alınmıştır. Küre elektrot ise yine sıfır potansiyelli sonsuz geniş düzlemden elektrot açıklığı kadar yüksekte, r yarıçaplı, pürüzsüz yüzeyli bir küresel iletken olarak alınmıştır.

Çözümlemede silindirselsel koordinatlar kullanılmıştır. Elektrot sisteminin simetri eksenine, silindirselsel koordinat sisteminin z eksenine çakıştırılmıştır. Problemin eksenel simetrisi nedeniyle z eksenine çevresinde simetrik bir elektrik alan ve potansiyel dağılımı vardır. Dolayısıyla hesaplamalarda, sadece z - r düzlemini gözönüne alarak problemi iki boyutlu olarak incelenmiştir. Sonuçların karşılaştırılabilmesi amacıyla literatürde geçen çalışmalarda elektrot açıklıkları ve elektrot yarıçapları için hesaplar yapılmıştır ve sonuçlar karşılaştırılmıştır.

Yöntemde yüksek hesaplama doğruluğu elde etmek için noktasal, çizgisel, halkasal yük gibi değişik yük tipleri birlikte (karma olarak) kullanılmıştır. Çubuk düzlem elektrot sisteminde çubuk elektrodun benzetiminde bunlar, çubuğun ucuna yakın yerleştirilmiş noktasal yük, yarıküresel uçtaki halkasal yükler ve silindirselsel çubuk eksenine boyunca yerleştirilmiş sonlu çizgisel yüklerdir. Yük Benzetim Yönteminde düzlem elektrodun benzetimi, görüntü yükleri yöntemiyle yapılmıştır.

Elektrot sisteminin benzetimi yapıldığında elde edilen lineer denklem sistemi Gauss indirgeme yöntemiyle çözülmüştür. Katsayılar matrisi dolu ve asimetrik bir matristir. Bu yüzden bu matrisin tersini almak zordur. Dolayısıyla katsayılar matrisinin boyutu

keyfi olarak çok büyük olamaz. Bu matrisin boyutu küçük olmalı ancak doğruluk da yeterli olmalıdır. Elektrik alanı içindeki potansiyel dağılımı eşpotansiyel eşpotansiyel çizgiler ve elektrik alan çizgileri ile gösterilmiştir.

Düzlem elektrot için sonlu genişlikte düzlem elektrot seçeneği kullanılabilir. Bu durumda disk şeklinde bir düzlem elektrot göz önüne alınır ve bu elektrodun benzetimi, içerisine yerleştirilen halkasal yüklerle yapılır. Düzlem elektrodun yüksekliği, yarıçapı ve kalınlığı ana ekranda değiştirilebilmektedir. Bu durumda ana ekrandaki elektrot açıklığı başlıklı metin kutusundaki değer, gerilim uygulanan elektrot yüksekliği olmaktadır. Elektrot açıklığı ise bu değerden, düzlem yüksekliği çıkarılarak elde edilmektedir.

Halkasal yüklerin potansiyel ve alan bağıntılarındaki birinci ve ikinci tür komple eliptik integraller sayısal bir yöntemle hesaplanmıştır. Çubuğun kuyruk (sap) kısmının ucunda potansiyel hatası büyük olmaktadır ancak bunun elektrotlar arasındaki dağılıma etkisinin ihmal edilebileceği görülmüştür. Benzetimin doğruluğu bakımından, ortalama hatanın, verilen toleranstan küçük olması esas alınmaktadır.

Maksimum elektrik alan şiddeti ve faydalanma faktörü hesaplanmıştır. Faydalanma faktöründen yararlanarak korona başlangıç gerilimi denklem (4.16) bağıntısı ile de hesaplanabilir.

Eşpotansiyel çizgileri bulmak için aynı potansiyeldeki noktaların koordinatları belirlenerek bu noktalar bir çizgi ile birleştirilmiştir. Bu işlemde aynı potansiyeldeki noktaların z koordinatları iteratif bir yöntem olan Newton Raphson yöntemiyle belirlenebilir. Elektrik alan çizgileri çizdirilirken, kritik alan çizgisinden başlayarak elektrot yüzeyinde (r, z) noktasında elektrik alan şiddeti hesaplanmıştır. Alan şiddetinin r ve z bileşenleri hesaplanmıştır. Elektrik alan doğrultusunda belli bir ds uzaklığı seçilerek elektrik alan doğrultusunda ds kadar uzaklıkta hangi noktaya gidileceğini belirlemek için, gidilecek noktanın koordinatları, denklem (4.13) ve denklem (4.14) ile hesaplanmıştır. Bu şekilde diğer elektroda ulaşınca kadar işlem tekrar ettirilmiştir. Daha sonra istenilen bir aralık sonra bir sonraki elektrik alan çizgisi aynı şekilde çizdirilmiştir. Elektrik alan çizgisi boyunca her noktada potansiyel de hesaplanarak, potansiyelin, örneğin elektrot potansiyelinin %10'u aralıklarla potansiyel değerlerindeki noktaların koordinatları iki boyutlu bir dizi

değişkende saklanarak ve bu noktalar bir çizgi ile birleştirilerek aynı zamanda eşpotansiyel çizgiler de çizdirilmiştir.

Potansiyel değerlerine göre elektrostatik alan çizgileri renklendirilmiştir. Böylece görsel olarak ta potansiyelin büyük olduğu bölgeler belirlenebilmektedir. Elektrik alan çizgileri ise istenilen bir açı değeri ile, kritik alan çizgisinden başlayarak çizdirilmektedir. Elektrostatik alan dağılımı çizdirilirken, kritik alan çizgisinden başlanarak elektrot yüzeyinde (r, z) noktalarında elektrik alan şiddeti hesapları yapılır. Alan şiddetinin r ve z bileşenleri hesaplanır. Elektrik alan doğrultusunda belli bir ds uzaklığı seçilir. Bu uzaklık hesaplamada 0.001 cm olarak alınmıştır. Eşpotansiyel çizgiler ise, alan çizgileri çizdirilirken potansiyel hesaplanmakta ve örneğin, %10 potansiyel farkıyla çizim yapılacak ise, her bir alan çizgisi üzerinde %10 aralıklarla noktalar belirlenmekte ve bu noktalar bir çizgi ile birleştirilmektedir. Eğer eşpotansiyel çizgiler renkli çizdirilecekse, potansiyel 0 V ise mavi, %100 ise kırmızı, ikisinin arasında ise potansiyel değerine bağlı olarak çizgi rengi, mavi ile kırmızı arasındaki diğer renklere değişmektedir.

Korona 2002’de, elektron çıkışının ve korona başlangıç geriliminin hesabında ortam koşullarının etkisi bağlı hava yoğunluğu katsayısı ile hesaba katılmaktadır. Korona başlangıç gerilimi hesaplanırken, iyonlaşma gazın yoğunluğuna bağlıdır. Bunun için Townsend birinci iyonlaştırma katsayısı α ifadesi δ ’ya bağlı olarak denklem (4.17)’de verilmiştir. Korona 2002’de nemin etkisi hesaba katılmamıştır. Bu tezde yapılan uygulamada hesaplar, pozitif doğru gerilimde ve normal ortam koşullarında (760 mmHg, 20 °C) yapılmıştır.

E/p cinsinden iyonlaştırma katsayısı α için kaynak [53]’te de kullanılan denklem (4.18) kullanılmıştır. Bu bağıntı çok basittir ve üstel terim içeren ifadelerdeki gibi bilgisayarda çok hesap süresi gerektirmez..

Kritik alan noktası hesaplandıktan sonra çubuk elektrot ile kritik alan noktası arasında, 0.0001 cm eşit aralıklarla α ve elektrostatik alan şiddeti hesaplanmıştır. Her adımda denklem (4.19)’da verilen $\alpha.z$ çarpımının integrali Simpson Yöntemiyle hesaplanmıştır. Eğer, integralin değeri 2^k ($k = 0, 1, 2, \dots$) değerine eşit veya büyük ise bu nokta çarpışma noktası olarak alınmış ve pozitif iyonlar bu noktalara

yerleştirilmiştir. Buna göre k. adımda elektron sayısı, pozitif iyon sayısı, yük yarıçapı, yük miktarı ve yük koordinatı hesaplanmaktadır.

Bu çalışmada kullanılan bu yöntem, kaynak [53]'tekinden farklıdır. Kaynak [53]'te kritik alan noktası ile elektrot ucu arasında sadece 50 adet noktada α ve elektrostatik alan hesaplanmıştır. Daha sonra çubuk ucundaki elektrik alan hesaplanmıştır. Halkasal yükler bu eşit aralıklı 50 adet noktaya yerleştirilmiştir. Oysa gerçekte, elektrot ucuna doğru yaklaştıkça elektrik alan şiddeti artacak, dolayısıyla elektronların hızları artacaktır. Bu durumda çarpışma noktaları arasındaki mesafe azalacaktır. Bu tezde uygulanan yöntemde bu açıkça görülmüştür. Kritik alan noktasından sonraki ilk çarpışmada mesafe büyüktür. Elektroda yaklaştıkça çarpışma mesafeleri gittikçe düşmüştür. Bu da korona başlangıç gerilimi hesabının doğruluğunu artırmıştır. Ayrıca bu tezde integral hesabı yamuk yöntemi yerine Simpson yöntemiyle yapılmıştır. Simpson yönteminde hata, yamuk yönteminden daha küçüktür.

Pozitif iyonların hızları elektronların hızına göre 1000 kat daha düşüktür. Bu yüzden, elektronlar anoda doğru hızla ilerlerken, pozitif iyonların hareket etmedikleri ve çarpışma sonucu oluşturuldukları noktalarda, yani iyonlaşmanın meydana geldiği yerde hareketsiz durdukları kabul edilmiştir. Pozitif iyonlar, iyonlaşma yerlerindeki halkasal yükler üzerinde düzgün yayılmıştır. Halkanın yarıçapı difüzyon yarıçapına eşittir ve denklem (4.31) ile hesaplanmıştır. Bu denklemde D_e , havada, normal basınç ve sıcaklıkta elektronun difüzyon katsayısıdır ve $430 \text{ (cm}^2/\text{s)}$ 'ye eşittir. t ise, elektron çığının başlangıç noktası ile gözönüne alınan, iyonlaşma noktası arasındaki geçiş süresidir. Bu süre, kritik alan noktası ile çarpışma noktası arasındaki uzaklığın hesaplanan ortalama hıza bölünmesiyle elde edilir. Elektronun ortalama hızı v_e (cm/s), denklem (4.32)'den hesaplanmıştır. Bu demektir ki sabit basınç p için, v_e ortalama hızı E ile doğru orantılıdır. Halkasal yüklerin yarıçapının elektrik alan hesabında etkisi büyüktür, başka bir değer almak sonuçların değişmesine yol açar. Bu durum noktasal yükler yerine halkasal yükler kullanılmasının üstünlüklerinden biridir. Khalifa ve Abdel-Salam [49], elektron çığının ucundaki pozitif iyonların küresel bir bölge içinde olduklarını kabul ederek, difüzyon yarıçapını hesaplarken küresel difüzyon kabulü ile denklem (4.31)'de karekök içinde 4 yerine 6 almışlardır.

Bu çalışmada getirilen bir yenilik te, elektronların uçuş süresinin hesabı için, hızların hesabında uygulanan yöntemdir. Elektronların uçuş süresi hesaplanırken uzaklığın sadece çarpışma noktasındaki hıza bölünmesi yerine, çok küçük adımlarla ilerlerken her adımdaki hız ve süre hesaplanarak süreler toplanmıştır. Böylece halkasal yüklerin yarıçapı daha doğru hesaplanmıştır. Bu da sonuçta hesaplanan korona başlangıç gerilimi hesabındaki doğruluğu arttırmıştır.

Her bir çarpışmadan sonra, çarpışma noktasına yerleştirilen halkasal yükün yük miktarı, söz konusu noktadaki çarpışmada ortaya çıkan pozitif iyonların yük miktarına eşit alınmıştır. İlk çarpışmada, yük miktarı 1 pozitif iyon yüküne eşittir. Bir sonraki halkasal yük 2 pozitif iyon yüküne eşit yüke sahiptir. Her bir adımda, halkasal yükün değeri, bir önceki adıma göre ikiye katlanır. Bu şekilde halkasal yükler yerleştirilmekte ve $K = 18$ olduğunda, eğer anoda ulaşılmamış ise gerilim küçültülerek işlemler yeniden yapılmaktadır. Eğer $K = 18$ olduğunda anoda ulaşılmış ise, bu durumda elektron çıkışında 10^8 adet elektron bulunacak ve elektrot ucundaki maksimum alan şiddeti, uzay yüklerinin etkisiyle 24.4 kV/cm'den küçük olacaktır. Böylece korona başlangıç gerilimine ulaşılmış kabul edilmektedir. Eğer anoda ulaşıldığı halde $K = 18$ olmamış ise gerilim artırılarak işlemler yeniden yapılmaktadır. Uygulanacak gerilimin, örneğin deneysel sonuçlarla önceden tahmin edilmesi hesaplamaların daha kısa sürede yapılmasını sağlamaktadır.

Korona 2002 ile yapılan hesap sonuçlarına göre kritik alan çizgisi üzerinde potansiyelin değişimi grafiği çizdirildiğinde, çubuk-düzlem elektrot sisteminde, çubuk elektrot ucundan itibaren potansiyelin azalarak düzlem elektrotta sıfır olduğu gözlenmiştir. Elektrot açıklığı büyük olmadığı durumda azalma doğrusala yakın görülmektedir. Elektrot açıklığı elektrot yarıçapına göre çok büyük seçilirse, değişim doğrusal olmaktadır. Bu sonuç düzgün alandaki teorik potansiyel dağılımına uygundur.

Şekil 5.7'deki, kritik alan çizgisi üzerinde elektrik alanın değişimi grafiği incelendiğinde, elektrik alanın çubuk ucundan itibaren hızla azaldığı ve düzlem elektroda yaklaştıkça değişimin yavaşladığı ve bir minimum değerde son bulduğu görülmektedir.

Şekil 5.8'deki maksimum elektrik alanın elektrot açıklığı ile değişimi incelendiğinde ise, maksimum elektrik alanın başlangıçta elektrot açıklığı ile hızla azaldığı ve yaklaşık olarak elektrot yarıçapının 10 katına eşit elektrot açıklığından itibaren azalmanın yavaşladığı ve bir minimum değerde sabit kaldığı görülmektedir. Demek ki, elektrot açıklığını belli bir değerden daha fazla büyütmenin maksimum alanı azaltma üzerinde bir etkisi olmamaktadır. Bu durum, maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot açıklığından çok yarıçapa daha bağlı olduğunun da bir göstergesidir.

Şekil 5.9'daki maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot yarıçapı ile değişimi grafiği incelendiğinde, elektrot açıklığı 1 cm iken yarıçap 0.01 cm'den 1 cm'ye kadar değiştirildiğinde maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot yarıçapı arttıkça hızla azaldığı görülmektedir. Yarıçap daha da arttırılırsa belli bir değerden sonra düzgün alan durumuna ulaşılmakta ve maksimum alan değeri yine bir minimum değerde sabit kalmaktadır.

Tablo 5.1'de, değişik elektrot açıklarında, Korona 2002 ile hesaplanan korona başlangıç gerilimi, korona başlangıcında maksimum elektrik alan şiddeti, faydalanma faktörü ve çığ (iyonlaşma) bölgesinin uzunluğu verilmiştir. Ayrıca, kaynak [53]'te yük benzetim yöntemiyle hesaplanan değerler de karşılaştırma amacıyla verilmiştir. Sonuçların uyumlu olduğu ancak Korona 2002 ile hesaplanan değerlerin elektrot açıklığı büyüdükçe karşılaştırılan değerlerden küçük kaldığı görülmektedir. Örneğin, 100 cm elektrot açıklığında kaynak [53]'te hesaplanan çığ bölgesi uzunluğu % 2.63 daha küçüktür. Elektrik alan şiddeti ise % 2.02 kadar küçüktür. Buna karşılık korona başlangıç gerilimi % 11.6 büyüktür. Bunun sebebi, karşılaştırma yapılan çalışmada K 'nın değerinin 18 alınmayıp, α 'nın integralinden hesaplanması ve tamsayı alınmamış olmasına ve çığ bölgesinin daha küçük hesaplanmış olmasına bağlanabilir. Çığ bölgesi küçük olursa, kritik sayıda elektron için daha büyük bir gerilime ihtiyaç vardır. Ayrıca çığın benzetiminde kullanılan halkasal yüklerin yerleri de sonucu etkilemektedir. Pedersen'e göre K sabit olmalıdır [62]. Bu tezde de K sabit ve 18 olarak alınmıştır.

Tablo 5.1'deki, Korona 2002 ile hesaplanan korona başlangıç geriliminde maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot açıklığı ile değişimi Şekil 5.15'te, korona başlangıç geriliminde faydalanma faktörünün elektrot açıklığı ile değişimi Şekil 5.16'da ve iyonlaşma bölgesinin elektrot açıklığı ile değişimi Şekil 5.17'de görülmektedir.

Şekil 5.14'ten görüldüğü gibi elektrot açıklığının, elektrot yarıçapının yarısına kadar olan bölgede korona başlangıç gerilimi daha hızlı artmaktadır. Bu bölge düzgün ve az düzgün alan bölgesidir. Elektrot açıklığı daha da artarsa, iyonlaşma bölgesi küçülmekte ve korona başlangıç gerilimi daha yavaş artmaktadır. Elektrot açıklığı, elektrot yarıçapına eşit ve daha büyük olduğunda maksimum elektrik alan şiddeti yaklaşık sabit kalmaktadır. Böylece, bu bölgede iyonlaşma bölgesi de değişmezken, korona başlangıç gerilimi daha küçük bir eğimle lineer olarak artmaktadır.

Kaynak [53]'te aynı elektrot sistemi için elde edilen, korona başlangıç geriliminde maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot açıklığı ile değişimi Şekil 5.18'de; elektrot yarıçapı ile değişimi ise Şekil 5.19'da gösterilmektedir. Korona 2002 ile yapılan hesap sonuçları ile kaynak [53] sonuçları arasında uyum olduğu görülmektedir.

Şekil 5.15 ve Şekil 5.18'den görüldüğü gibi elektrot açıklığı, elektrot yarıçapının 1/10'undan küçük iken maksimum elektrik alan şiddeti elektrot açıklığı ile hızla azalmaktadır. Elektrot açıklığı, yarıçapın 1/10'u ile yarıçapa eşit olduğu bölgede maksimum elektrik alan şiddeti yayvan bir çukur bölge oluşturmaktadır. Bu bölgede maksimum elektrik alan şiddeti önce azalmakta, iyonlaşma bölgesi uzunluğunun elektrot açıklığından küçük olmaya başladığı açıklık değerinden itibaren tekrar artmakta ve yarıçapın 1/10'undaki açıklıktaki değere çıkmaktadır. Elektrot açıklığı, elektrot yarıçapına eşit ve daha büyük olduğunda maksimum elektrik alan şiddeti biraz azalarak, elektrot açıklığının yarıçapın 10 katı ve daha büyük olduğu bölgede yaklaşık sabit kalmaktadır.

Şekil 5.16'dan görüldüğü gibi, korona başlangıç geriliminde faydalanma faktörü, korona başlangıç gerilimi ile ters orantılı olarak değişmektedir. Elektrot açıklığı arttıkça faydalanma faktörü azalmaktadır. Şekil 5.17'den görüldüğü gibi elektrot açıklığının, elektrot yarıçapının yarısına kadar olan bölgede elektron çığı katottan başlamaktadır ve iyonlaşma bölgesi elektrot açıklığına eşittir. Bu bölge düzgün ve az

düzgün alan bölgesidir. Elektrot açıklığı daha da artarsa, çığ elektrotlar arasındaki bir noktadan başlamaktadır. Bu durumda iyonlaşma bölgesi küçülmektedir. Elektrot açıklığı, elektrot yarıçapının 10 katı ve daha büyük olduğunda iyonlaşma bölgesi yaklaşık sabit kalmaktadır. Şekil 5.19'dan görüleceği gibi, elektrot yarıçapı arttıkça korona başlangıç geriliminde maksimum elektrik alan şiddeti azalmaktadır.

Diğer bir karşılaştırma $r = 0.1$ cm yarıçaplı çubuk-düzlem elektrot sisteminde, havada, değişik elektrot açıklıklarında alternatif gerilimde ölçülen korona başlangıç gerilimi değerleriyle yapılmıştır [32].

Tablo 5.3'teki değerlerden, Korona 2002 ile yapılan hesapların, daha önce Steinbigler'in YBY ile yaptığı hesap sonuçlarıyla yakın uyum içinde olduğu görülmektedir. Ayrıca sağlama yapmak bakımından Korona 2002 ile hesaplanan korona başlangıç gerilimleri, Korona 2002 ile hesaplanan E_0 değeri alınarak denklem (5.5) ile yeniden hesaplandığında Korona 2002 ile hesaplanan U_0 değerleri elde edilmektedir.

A. Salam ve Stanek [61], çubuk-düzlem elektrot sisteminde, düzgün alanda delinme gerilimini YBY ile ve farklı ampirik bağıntılarla hesaplamışlardır. Hesaplama K 'nın sabit olmadığını kabul etmişlerdir. Hesap ve ölçüm sonuçlarını tablo halinde vermişlerdir. Korona 2002 ile aynı elektrot sisteminde yapılan hesaplar Tablo 5.4'te verilmiştir. Ampirik bağıntıların sonuçları uyumsuz olduğu için burada alınmamıştır. Korona 2002 sonuçlarının, kaynak [61]'deki hesap sonuçları ile çok yakın uyum içinde oldukları görülmektedir.

İsa [64], pozitif ve negatif doğru gerilimde, atmosfer basınçlı havada, çubuk-düzlem elektrot sisteminde elektriksel boşalmayı deneysel olarak incelemiştir. Deneyde, çubuk yarıçapı 0.2 cm iken ölçtüğü korona başlangıç (düzgün alanda delinme) gerilimlerinin elektrot açıklığı ile değişimi Şekil 5.20'de verilmiştir.

Karşılaştırma amacıyla aynı elektrot sistemi için Korona 2002 ile yapılan hesap sonuçları Tablo 5.5'te, hesaplanan korona başlangıç geriliminin elektrot açıklığı ile değişimi grafiği Şekil 5.21'de verilmiştir. Şekillerden görüleceği gibi sonuçlar uyumludur.

Uygulamada kullanılan küresel uçlu çubuk elektrodun benzetimi, çubuğun silindrisel sap kısmı içerisine yerleştirilen sonsuz çizgisel yüklerle yapılmıştır. Yükler, silindir yarıçapından daha küçük bir yarıçaplı bir çember üzerine eşit aralıklarla yerleştirilmektedir. Sınır ve kontrol noktaları ise silindir (çubuk) elektrot yüzeyinde alınmaktadır. Yüklerin bulunduğu dairenin yarıçapı, silindir elektrot yarıçapının bir oranı olarak verilmektedir ve değiştirilebilmektedir.

Korona 2002 ile, silindir-düzlem elektrot sisteminde $r = 0.23$ cm yarıçaplı silindir için değişik elektrot açıklıklarında elde edilen hesap sonuçları Tablo 5.6'da, $r = 0.5$ cm yarıçaplı silindir için hesap sonuçları Tablo 5.7'de ve $r = 1$ cm yarıçaplı silindir için hesap sonuçları Tablo 5.8'de verilmiştir.

Korona başlangıç geriliminde maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot açıklığı ile değişimi Şekil 5.24'te, faydalanma faktörünün elektrot açıklığı ile değişimi Şekil 5.25'te ve iyonlaşma bölgesinin elektrot açıklığı ile değişimi Şekil 5.26'da görülmektedir.

Şekil 5.23'ten görüldüğü gibi elektrot açıklığının, elektrot yarıçapının yarısına kadar olan bölgede korona başlangıç gerilimi daha hızlı artmaktadır. Bu bölge düzgün ve az düzgün alan bölgesidir. Elektrot açıklığı daha da artarsa, iyonlaşma bölgesi küçülmekte ve korona başlangıç gerilimi daha yavaş artmaktadır. Elektrot açıklığı, elektrot yarıçapına eşit ve daha büyük olduğunda maksimum elektrik alan şiddeti yaklaşık sabit kalmaktadır. Böylece, bu bölgede iyonlaşma bölgesi de değişmezken, korona başlangıç gerilimi daha küçük bir eğimle lineer olarak artmaktadır.

Şekil 5.24'ten görüldüğü gibi elektrot açıklığının, elektrot yarıçapının $1/10$ 'undan başlayarak maksimum elektrik alan şiddeti önce azalmakta, iyonlaşma bölgesinin elektrot açıklığından küçük olmaya başladığı bölgede maksimum alan şiddeti tekrar artmaktadır. Elektrot açıklığı, elektrot yarıçapına eşit ve daha büyük olduğunda maksimum elektrik alan şiddeti biraz azalarak, elektrot açıklığının yarıçapın 10 katı ve daha büyük olduğu bölgede yaklaşık sabit kalmaktadır.

Şekil 5.25'ten görüldüğü gibi, korona başlangıcında faydalanma faktörü, korona başlangıç gerilimi ile ters orantılı olarak değişmektedir. Elektrot açıklığı arttıkça faydalanma faktörü azalmaktadır.

Şekil 5.26'dan görüldüğü gibi elektrot açıklığının, elektrot yarıçapının yarısına kadar olan bölgede elektron çığı katottan başlamaktadır ve iyonlaşma bölgesi elektrot açıklığına eşittir. Bu bölge düzgün ve az düzgün alan bölgesidir. Elektrot açıklığı daha da artarsa, çığ elektrotlar arasındaki bir noktadan başlamaktadır. Bu durumda iyonlaşma bölgesi küçülmektedir. Elektrot açıklığı, elektrot yarıçapının 10 katı ve daha büyük olduğunda iyonlaşma bölgesi yaklaşık sabit kalmaktadır.

Şekil 5.28'de, Kaynak [53]'te aynı silindir düzlem elektrodu için elde edilen hesap sonuçlarından, korona başlangıç geriliminde maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot açıklığı ile değişimi verilmiştir. Şekil 5.29'da ise, Kaynak [53]'te aynı silindir düzlem elektrodu için elde edilen hesap sonuçlarından, korona başlangıç geriliminde maksimum elektrik alan şiddetinin elektrot yarıçapı ile değişimi verilmiştir.

Şekil 5.30'da, Korona 2002 ana ekranında, silindir-düzlem elektrot sistemi için elektrot yarıçapının 1 cm ve elektrot açıklığının 1 cm olduğu durumda elektrostatik alan dağılımı gösterilmektedir. Eşpotansiyel çizgiler, %10'luk elektrot potansiyeline eşit potansiyel farklarıyla çizdirilmiş ve değerlerine göre renklendirilmişlerdir.

Silindir-düzlem elektrot sisteminde, elektrot açıklığı 2.5 cm iken, farklı silindir yarıçaplarında, korona başlangıç gerilimi ve korona başlangıcında maksimum elektrik alanın Korona 2002 ile hesaplanan değerleri Tablo 5.9'da, ve korona başlangıç geriliminin yarıçapla değişimi grafiği Şekil 5.33'de verilmiştir.

Korona 2002 ile, küre-düzlem elektrot sisteminde de hesaplar yapılmıştır. Yük Benzetim yönteminde küre elektrodun benzetimi, küre içerisine yerleştirilen noktasal ve halkasal yüklerle yapılmıştır. Halkasal yüklerin yarıçapları, küre yarıçapından daha küçük bir yarıçaplı daire üzerinde, kürenin düzleme en yakın noktasından başlayarak eşit aralıklarla yerleştirilmektedir. Noktasal yükler, ise yine aynı daire üzerinde ve biri kürenin düzleme en yakın noktasında, diğeri de kürenin tepesinde olmak üzere 2 adettir. Halkasal yüklerle ilgili sınır noktaları, küre yüzeyi üzerinde ve küre merkezinden çıkan ve halkasal yükün uç noktasından geçen ışının küre yüzeyini kestiği noktada alınmıştır. Bu durumda potansiyel hatası en küçük olmaktadır. Halkasal yük yarıçapı, doğruluk üzerinde çok etkili olduğu görülmüştür. Genelde,

yük sayısı arttıkça yük yarıçapı küçültülmelidir. Kontrol noktaları ise küre yüzeyinde, iki sınır noktasının ortasında alınmıştır.

Tablo 5.10'da, $r = 50$ cm yarıçaplı küre- düzlem elektrot sisteminde, Korona 2002 ile hesaplanan korona başlangıç gerilimleri ile, yüksek gerilim ölçü kürelerinin normal ortam koşullarındaki atlama gerilimleri verilmiştir. Elektrot açıklığı küçük olduğundan yaklaşık düzgün alan kabul edilebilir. Küresel elektrot sistemi ile ölçmede ölçme hatasının %3 olduğu kabul edilirse, sonuçların uyumlu olduğu söylenebilir.

Şekil 5.35'te, Tablo 5.10'daki verilerden, küre-düzlem elektrot sisteminde $r = 50$ cm yarıçaplı küre için korona başlangıç geriliminin elektrot açıklığı ile değişimi, Şekil 5.36'da ise korona başlangıcında maksimum alan şiddetinin elektrot açıklığı ile değişimi verilmiştir.

Tablo 5.10'dan görüldüğü gibi, normal ortam koşullarında standart atlama gerilimleri ile korona başlangıç gerilimleri arasındaki fark %5'ten küçüktür. Elektrot açıklığı elektrot yarıçapından çok küçük olduğu için düzgün alan durumu vardır ve hesaplanan korona başlangıç gerilimleri atlama gerilimi olarak kabul edilebilir.

Şekil 5.40'ta, küre-düzlem elektrot sisteminde 1 cm yarıçap ve 1 cm elektrot açıklığı durumunda elektrostatik alan dağılımı gösterilmiştir. Eşpotansiyel çizgiler %10 aralıkla ve alan çizgileri 3 derece açıyla çizilmiştir. Ölçek 1 cm'dir. Eşpotansiyel çizgilerden, silindir-düzlem ve küre-düzlem elektrot sistemlerinin alan dağılımları arasındaki fark açıkça görülmektedir.

Gelecekte yapılması önerilen çalışmalar:

1. Yük Benzetim Yönteminde yük yerleri ve sayısı seçimi için optimizasyon yöntemi kullanılabilir.
2. Daha çok sayıda elektrot sistemi analiz edilebilecek şekilde yazılım geliştirilebilir.
3. Farklı gazlarda ve gaz karışımlarında korona başlangıç gerilimi hesabı yapılabilecek şekilde yazılım geliştirilebilir.

4. Korona başlangıç geriliminden daha büyük bir gerilim uygulandığı durumda Poisson denklemi çözülerek korona V-I karakteristikleri hesaplanabilir.
5. Düzgün olmayan alanda fotoelektronların etkisi de hesaba katılarak, ikincil çıkın benzetimi ile delinme gerilimi hesabı yazılıma eklenebilir.
6. Yazılımda, yapay sinir ağları kullanılarak elektrot optimizasyonu yapılabilir.
7. Yazılımda, elektrot şekli çizimi için grafik çizim bölümü eklenebilir veya diğer CAD programları ile veri alışverişi yapılabilir.

Yapılan çalışmanın ve geliştirilen yazılımının, gazlarda elektriksel boşalma konusunun daha iyi analiz edilmesi ve anlaşılmasına katkıları olması beklenmektedir.



KAYNAKLAR

- [1] **Townsend, J.**, 1900. The conductivity produced in gases by the motion of negatively charged ions, *Nature*, **62**, 1606, 340-341, London.
- [2] **Townsend, J.**, 1910. The Theory of Ionization of Gases by Collision, Constable Co. Ltd., London.
- [3] **Townsend, J.**, 1947. Electrons in Gases, Hutchinson's Scientific and Technical Publications, London.
- [4] **Malik, N. H., et al.**, 1998, Electrical Insulation in Power Systems, Marcel Dekker, New York.
- [5] **Özkaya, M.**, 1979. Yüksek Gerilim Tekniğinde Deşarj Olayları, İ.T.Ü. Kütüphanesi, Sayı:1152, İstanbul.
- [6] **Özkaya, M.**, 1996. Yüksek Gerilim Tekniği Cilt 1, İ.T.Ü. Birsen Yayınevi, İstanbul.
- [7] **Gönenç, I.**, 1977. Yüksek Gerilim Tekniği, Cilt 1, Statik Elektrik Alanı ve Basit Elektrot Sistemleri, Matbaa Teknisyenleri Koll. Şti., İstanbul.
- [8] **Kuffel, E., Zaengl, W. S.**, 1984. High Voltage Engineering-Fundamentals, Pergamon Press.
- [9] **Gallagher, T. J., Pearmain, A. J.**, 1983. High Voltage-Measurement, Testing and Design, John Wiley & Sons.
- [10] **Schwaiger, A.**, 1925. Elektrische Festigkeitslehre, Julius Springer, Berlin.
- [11] **Prinz, H.**, 1969. Hochspannungsfelder, Oldenburg, München.
- [12] **Kind, D., Karner, H.**, 1985. High-Voltage Insulation Technology, Textbook for Electrical Engineers, Friedr. Vieweg & Sohn, Wiesbaden.
- [13] **Bouwers, A.**, 1939. Elektrische Höchstspannungen, Julius Springer, Berlin.
- [14] **Bradwel, A.**, 1983. Electrical Insulation, Peter Peregrinus Ltd., London.
- [15] **Naidu, M. S., Kamaraju, V.**, 1995. High Voltage Engineering, McGraw-Hill Publishing, Tata McGraw-Hill Publishing Co. Ltd., New Delhi.
- [16] **Kuffel, E., Abdullah, M.**, 1970. High Voltage Engineering, Pergamon Press.

- [17] **Kuffel, E., Zaengl, W. S., Kuffel, J., 2000.** High Voltage Engineering Fundamentals, Newnes.
- [18] **Bradshaw, M. D., Byatt, W. T., 1967.** Introductory Engineering Field Theory, Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, New Jersey.
- [19] **Meek, J. M., 1940.** A theory of spark discharge, *Physical Review*, **57**, p.722.
- [20] **Loeb, L. B., Meek, J. M., 1941.** The Mechanism of The Electric Spark, Stanford University Press, California.
- [21] **Loeb, L. B., 1965.** Electrical Coronas, Their Basic Physical Mechanism, University of California Press, Berkeley and Los Angeles.
- [22] **Raether, H., 1964.** Electron Avalanches and Breakdown in Gases, Butterworths, London.
- [23] **Nasser, E., Abou-Seada, M., 1970.** Calculation of streamer thresholds using digital technique, *Int. Conf. on Gas Discharges*, 534- 538.
- [24] **Nasser, E., 1971.** Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics, New York, Wiley-Interscience, USA.
- [25] **Pedersen, A., 1967.** Calculation of spark breakdown or corona starting voltages in nonuniform fields, *IEEE Transactions on PAS*, **86**, 2, 200-206.
- [26] **Pedersen, A., et al., 1967.** Formulation of the streamer breakdown criterion and its application to strongly electronegative gases and mixtures, *Archiv für Elektrotechnik*, **67**, 395-402.
- [27] **Dawson, G. A., Winn, W. P., 1965.** A model for streamer propagation, *Zeitschrift für Physik*, **183**, 159-171.
- [28] **Malik, N. H., Qureshi, A. H., 1978.** Breakdown mechanisms in sulphur-hexafluoride, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, **EI-13**, 3, 135-144.
- [29] **Malik, N. H., Qureshi, A. H., 1979.** A review of electrical breakdown in mixtures of SF₆ and other gases, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, **EI-14**, 1, 1-13.
- [30] **Van Brunt, R. J., Misakian, M., 1982.** Mechanisms for inception of dc and 60 Hz ac corona in SF₆, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, **17**, 2, 106-120.
- [31] **Malik, N. H., Qureshi, A. H., 1983.** DC voltage breakdown of SF₆-Air and SF₆-CO₂ mixtures in rod-plane gaps, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, **18**, 6, 629-636.
- [32] **Önal, E., 1997.** Az oranda SF₆ gazı katılmış Hava, N₂ ve CO₂'nin boşalma karakteristikleri, *Doktora Tezi, İTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü*.

- [33] Qiu, Y., Kuffel, E., 1999. Comparison of SF₆/N₂ and SF₆/CO₂ gas mixtures as alternatives to SF₆ gas, *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation*, **6**, 6, 892-895.
- [34] Önal, E., Kalenderli, Ö., Mardikyan, K., 1999. Breakdown characteristics of CO₂ containing 0.125% of SF₆, *Eleventh Int. Symp. on High Voltage Engineering*, London, UK, **3**, 301-304.
- [35] Önal, E., Kalenderli, Ö., Mardikyan, K., 1999. Breakdown characteristics of N₂ containing 0.125% of SF₆, *Eleventh Int. Symp. on High Voltage Engineering*, London, UK, **3**, 305-308.
- [36] Önal, E., Kalenderli, Ö., Mardikyan, K., 2000. Breakdown characteristics of air containing 0.125% of SF₆ at different gap spacings, *Proc. of the XIII Int. Conf. on Gas Discharge and Their Applications*, Glassgow, UK, **1**, 367-369.
- [37] Önal, E., Kalenderli, Ö., Mardikyan, K., 2000. Breakdown characteristics of CO₂ and N₂ containing 0.125% of SF₆ in nonuniform fields, *Proc. of the XIII Int. Conf. on Gas Discharge and Their Applications*, Glassgow, UK, **1**, 370-372.
- [38] Ziomek, W., Kuffel, E., 1999. Breakdown and prebreakdown characteristics of SF₆/CF₄ mixtures in nonuniform electric field, *Eleventh Int. Symp. on High Voltage Engineering*, London, UK, **3**, 240-243.
- [39] Ward, S. A., 1999. Influence of conducting particals on the breakdown voltages of SF₆-N₂ mixture, *Eleventh Int. Symp. on High Voltage Engineering*, London, UK, **3**, 187-191.
- [40] Pfeiffer, W., Schoen, D., Tong, L. Z., 2000. An improved method for simulation of prebreakdown phenomena in SF₆/N₂ mixtures, *Proc. of the XIII Int. Conf. on Gas Discharge and Their Applications*, Glassgow, UK, **1**, 370-372.
- [41] Saitoh, H., Morita, K., Kikkawa, T., 2002. Impulse partial discharge and breakdown characteristics of rod-plane gaps in N₂/SF₆ gas mixtures, *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation*, **9**, 4, 544-550.
- [42] Farsadi, M., Kalenderli, Ö., 2002. Breakdown and corona inception voltages in non-uniform fields with compressed SF₆, N₂ and SF₆+N₂ gas mixtures, *IEE 3rd Mediterranean Conference and Exhibition on Power Generation, Transmission Distribution and Energy Conversion*, Athens, Greece.
- [43] Jianfen, L., Govinda Raju, G.R., 1993. Streamer formation and monte carlo space charge field calculation in SF₆, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, **28**, 2, 261-269.

- [44] **Govinda Raju, G. R., Jianfen, L.**, 1995. Simulation of electrical discharges in gases: Uniform electric fields, *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation*, **2**, 5, 1004-1016.
- [45] **Govinda Raju, G. R., Jianfen, L.**, 1995. Simulation of electrical discharges in gases: Nonuniform electric fields, *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation*, **2**, 5, 1016-1041.
- [46] **Loeb, L. B., et al.**, 1950. The choice of suitable gap forms for the study of corona breakdown and the field along the axis of a hemispherically capped cylindrical point-to-plane gap, *The Review of Scientific Instruments*, **21**, 1, 42-47.
- [47] **Nitta, T., Shibuya, Y.**, 1971. Electrical breakdown of long gaps in sulfur hexafluoride, *IEEE Trans. on PAS*, **90**, 1065-1071.
- [48] **Gallimberti, I.**, 1972. A computer model for streamer propagation, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **5**, 2179-2189.
- [49] **Khalifa, M., Abdel Salam, M.**, 1974. Improved calculation of corona pulse characteristics, *IEEE Trans. on PAS*, **93**, 2, 720-726.
- [50] **Nasser, E., Heiszler, M.**, 1974. Mathematical-physical model of the streamer in nonuniform fields, *Journal of Appl. Physics*, **45**, 8, 3396-3401.
- [51] **Hopwood, M.**, 1974. New method for computing the inception voltage of a positive rod-plane gap in atmospheric air, *ETZ-A*, **95**, 369-373.
- [52] **Khaled, M.**, 1974. New method for computing the inception voltage of a positive rod-plane gap in atmospheric air, *ETZ-A*, **95**, 369-373.
- [53] **Khaled, M.**, 1975. Computation of breakdown phenomena in nonuniform air gaps, *Ph.D. Thesis*, Swiss Federal Institute of Technology, Zurich.
- [54] **Khaled, M.**, 1975. Computation of corona onset using ring-charge method, *Proc. IEE*, **122**, 1, 107-110.
- [55] **Abdel Salam, M. et al.**, 1976. Analysis of discharge development of a positive rod-plane gap in air, *IEEE Trans. on PAS*, **95**, 4, 1019-1027
- [56] **Khalifa, M., Abdel Salam, M. et al.**, 1977. Calculating the positive discharge onset voltages of compressed air, *IEEE Trans. on PAS*, **96**, 3, 886-895
- [57] **Parekh, M., Srivastava, D.**, 1979. Effect of avalanche space charge field on the calculation of corona onset voltage, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, **14**, 4, 181-192.
- [58] **Graf, D.**, 1979. Calculation of corona discharges in point to plane gaps, *3rd ISH Symp.*, Milan, paper 53.04.

- [59] **Thanh, L. C.**, 1979. Distribution of electric field in a rod-to-plane gap at the onset of negative corona, *Proc. IEE*, **126**, 3, 270-275.
- [60] **Malik, N. H.**, 1981. Streamer breakdown criterion for compressed gases, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, **16**, 5, 463-468.
- [61] **Abdel Salam, M., Stanek, E. K.**, 1988. On the calculation of breakdown voltages for uniform electric fields in compressed air and SF₆, *IEEE Trans. on Industrial Applications*, **24**, 6, 1025-1030.
- [62] **Pedersen, A.**, 1989. On the electrical breakdown of gaseous dielectrics, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, **24**, 5, 721-39.
- [63] **Christophorou, L. G. ve Pinnaduwege, L. A.**, 1990. Basic Physics of Gaseous Dielectrics, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, **25**, 1, 55-74.
- [64] **Isa, H.**, 1991. Breakdown process of a rod-to plane gap in atmospheric air under dc voltage stress, *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation*, **26**, 2, 291-299.
- [65] **Abdel Salam, M., Weiss, P.**, 1992. Discharges in air from point electrodes in the presence of dielectric plates, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, **27**, 2, 320-333.
- [66] **Zhou, Pei-bai**, 1993. Numerical Analysis of Electromagnetic Fields, Springer-Verlag, USA.
- [67] **Petcharaks, K., Zaengl, W. S.**, 1995. Numerical calculation of breakdown voltages of standard air gaps (IEC 52) based on streamer breakdown criteria, *Ninth Int. Symp. on High Voltage Engineering*, Graz, Austria, August 28-September 1, paper 2173.
- [68] **Mohseni, H., Azirani, A. A.**, 1995. The field of rod-plane electrodes and partial discharge inception voltage in air, *Ninth Int. Symp. on High Voltage Engineering*, Graz, Austria, August 28-September 1, paper 2148.
- [69] **Phillips, A. J., Jandrell I. R., and Reynders, J. P.**, 1995. The effect of change in volume and air density on the corona onset potential of water drops, *Ninth Int. Symp. on High Voltage Engineering*, Graz, Austria, August 28-September 1, paper 2166.
- [70] **Pedrow, P. D., Olsen R. G.**, 1996. Corona streamer onset as an optimization criterion for design of high voltage hardware on transmission lines, *Int. Symp. on Electrical Insulation*, Quebec, Canada, June 16-19, 312-315.
- [71] **Petcharaks, K.**, 1999. A contribution on the streamer breakdown criterion, *Eleventh Int. Symp. on High Voltage Engineering*, London, UK, **3**, 19-22.

- [72] **Giralt, M., Buret, F.**, 1999 Prediction of breakdown voltages of air gaps: Implementation of a discharge model using electric field computation results, *Eleventh Int. Symp. on High Voltage Engineering*, London, UK, **3**, 59-62.
- [73] **El-Bahy, M. M.**, 1999. Calculation of positive static breakdown voltages in rod gaps in SF₆, *Eleventh Int. Symp. on High Voltage Engineering*, London, UK, **3**, 256-259.
- [74] **Maruvada, P. S.**, 2000. Corona Performance of High-Voltage Power Transmission Lines, Electrostatic Source Book, USA.
- [75] **Zhukov, A. A., et al.**, 2000. Condition of spark breakdown in an inhomogeneous breakdown, *Proc. of the XIII Int. Conf. On Gas Discharge and Their Applications*, Glassgow, UK, **1**, 521-524.
- [76] **Lucas, J. R.**, 2001. High Voltage Engineering, Dept. of Electrical Eng., University of Moratuwa, Sri Lanka.
- [77] **Kalenderli, Ö., Önal, E., Altay, Ö.**, 2001. Computing the corona onset and the utilization factor of rod-plane electrode by using charge Simulation method, *Electrical Insulation Conference (EIC) 2001*, October 16-18, Cincinnati, Ohio, USA, 453-456.
- [78] **Bak, C. L., Bak-Jensen, B. Sorensen, J. T.**, 2001. Theoretical and experimental studies of the electrical onset and breakdown of gaseous dielectrics, *NORD-IS.*, 151-162.
- [79] **Bak, C. L., Bak-Jensen, B., Sorensen, J. T.**, 2002. An improved model for the calculation of the electrical onset in gas insulated medium inhomogeneous gaps, *IEEE Int. Symp. on Electrical Insulation*, Boston, MA, USA, 7-10 April, 411- 416.
- [80] **Yarıcı, S.**, 1992. Elektrostatik alanların sonlu farklar yöntemiyle incelenmesi, *Yüksek Lisans Tezi*, İ.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul.
- [81] **Wintle, H. J.**, 1992. Unipolar wire-to-plane corona: accuracy of simple approximations, *Journal of Electrostatics*, **19**, 257-274.
- [82] **Andersen, O. W.**, 1973. Laplacian electrostatic field calculations by finite elements with automatic grid generation, *IEEE Trans. on Power App. and System*, **92**, 1486-1492.
- [83] **Janischewskij, W., Gela, G.**, 1979. Finite element solution for electric fields of coronating dc transmission lines, *IEEE Trans. on Power App. and System*, **98**, 3, 1000-1012.
- [84] **Okubo, H., Honda, M., Menju, S.**, 1979. Calculation error and the field discretisation of finite element method, *Third Int. Symp. on High Voltage Engineering*, Milan, paper 11.05, 28-31.

- [85] **Silvester, P. P., Ferrari, R. L.**, 1983. Finite Elements for Electrical Engineers, Cambridge Univ. Press, Cambridge.
- [86] **Matthew, N. O. S.**, 1989. A simple introduction to finite element analysis of electromagnetic problems, *IEEE Trans. on Education*, **32**, 2, 85-93.
- [87] **Matthew, N. O. S., et al.**, 1991. A further introduction to finite element analysis of electromagnetic problems, *IEEE Trans. on Education*, **34**, 4, 322-329.
- [88] **Yamazawa, K., Yamashita, H.**, 1997. Calculation of electric field distribution under the point-plane gap configurations using FEM, *Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, October 19-22, Minneapolis, USA, 648-651.
- [89] **Pfieffer, W., Plessow, R., et al.**, 1997. About the dimensioning of a needle-plane electrode arrangement for comparative investigations of partial discharges in air, *Electrical Insulation Conference*, September 22-25, Illinois, USA, 301-307.
- [90] **Deng, X., Adamiak K.**, 1999. The electric corona discharge in the triode system, *IEEE Trans. on Industrial Applications*, **35**, 4, 767-773.
- [91] **Cooke, J. R.**, 2001. Finite Element Analysis of space charge suppression of electrostatic-induction spray charging, *IEEE Trans. on Industrial Applications*, **37**, 3, 751-758.
- [92] **Al-Hamouz, Z. M.**, 2002. Corona power loss, electric field, and current density profiles in bundled horizontal and vertical bipolar conductors, *IEEE Trans. on Industrial Applications*, **38**, 5, 1182-1189.
- [93] **Matthew, N. O. Sadiku**, 1990. Monte Carlo methods in an introductory electromagnetic course, *IEEE Trans. on Education*, **33**, 1, 73-80.
- [94] **Beatovic, D., Levin, P. L., Sadovic, S., Hutnak, R.**, 1992. A galerkin formulation of the boundary element method for two-dimensional and axi-symmetric problems in electrostatics, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, **27**, 1, 135-43.
- [95] **Levin P. L.**, 1993. A unified boundary element-finite element package, *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation*, **28**, 161-167.
- [96] **Samuila, A., Dascalescu, L., Tobazeon, R.**, 1995. Breakdown of ionized air gaps in the presence of spherical conductive particulates, *Ninth Int. Symp. on High Voltage Engineering*, Graz, Austria, August 28-September 1, paper 2143.
- [97] **Rafiroiu, D., Morar, R., Dascalescu, L.**, 2000. Premises for the mathematical modeling of the combined corona-electrostatic field of roll-type separators, *IEEE Trans. on Industrial Applications*, **37**, 3, 759-7651.

- [98] **Rafiroiu, D., Suarasan, I., Morar, R.,** 2001. Corona inception in typical electrode configurations for electrostatic processes applications, *IEEE Trans. on Industrial Applications*, **37**, 3, 766-771.
- [99] **Abou-Seada, M. S., Nasser, E.,** 1968. Digital computer calculation of the potential and field of a rod gap, *Proc. IEEE*, **56**, 813- 820.
- [100] **Abou-Seada, M. S., Nasser, E.,** 1969. Digital computer calculation of the potential and its gradient of a twin cylindrical conductor, *IEEE Trans. on PAS*, **88**, 1802-1814.
- [101] **Steinbigler, H.,** 1969. Anfangsfeldstärken und ausnutzungsfaktoren rotations-symmetrischer elektrodenanordnungen in luft, *Dissertation*, TU Munich.
- [102] **Singer, H., Steinbigler H., Weiss, P.,** 1974. A charge simulation method for the calculation of high voltage fields, *IEEE Trans. on PAS*, **93**, 1660-1668.
- [103] **Mukherjee, P. K., Roy, C. K.,** 1978. Computation of fields in and around insulators by fictitious point charges, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, **13**, 1, 24-31.
- [104] **Sato, S., Menju, S., Aoyagi, K., Honda, M.,** 1979. Electric field calculation in two-dimensional multiple dielectric by the use of elliptic cylinder charge, *3rd ISH Symp.*, Milan, **1**, paper 11.03, 28-31 August.
- [105] **Sato, S., Menju, S., et al.,** 1979. Electric field calculation by charge simulation method using axispheroidal charges, *3rd ISH Symp.*, Milan, **1**, paper 11.07, 28-31 August.
- [106] **Takuma, T., Kawamoto, T.,** 1979. Field calculation including surface resistance by charge simulation method, *3rd ISH Symp.*, Milan, **1**, paper 12.01, 28-31 August.
- [107] **Beasley, M. D. R., et al.,** 1979. A comparative study of three methods for computing electric fields, *Proc. IEE*, **126**, 1, 126-134.
- [108] **Takashima, T, et al.,** 1980. Calculation of complex fields in conducting media, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, **15**, 1, 1-7.
- [109] **Takuma, T., et al.,** 1981. Charge simulation method with complex fictitious charges for calculating capacitive-resistive fields, *IEEE Trans. on PAS*, **100**, 11, 4665-4672.
- [110] **Pillai, A. S., Hackam, R.,** 1983. Electric field and potential distributions for unequal spheres using symmetric and asymmetric applied voltages, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, **18**, 5, 477-484.

- [111] **Kouno, T.**, 1986. Computer calculation of electrical fields, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, **21**, 6, 869-872.
- [112] **Malik, N. H.**, 1989. A review of the charge simulation method and its applications, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, **24**, 1, 3-20.
- [113] **Abdel-Salam, M., El-Mohandes, M. Th., El-Kishky H.**, 1990. Electric field around parallel dc and multi-phase ac transmission lines, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, **25**, 6, 1145-1152.
- [114] **Okubo, H., Kito Y.**, 1991. Three-dimensional electric field analysis using segment arrangement of high voltage apparatus component based on charge simulation method, *ETEP*, **1**, 3, 123-129.
- [115] **Yıldırım, H., Kalenderli, Ö., Özkaya, M.**, 1991. Yüksek gerilim alan incelemelerinde Yük Benzetim Yönteminin kullanımı, *Elektrik Mühendisliği 4. Ulusal Kongresi*, DEÜ, İzmir, 16-22 Eylül, 373-376.
- [116] **Chakravorti, S., Mukherjee, P.K.**, 1992. Efficient field calculation in three-core belted cable by charge simulation using complex charges, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, **27**, 6, 1208-1212.
- [117] **Yıldırım, H.**, 1992. Elektrostatik alanların yük benzetim yöntemiyle incelenmesi, *Yüksek Lisans Tezi*, İ.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul.
- [118] **Umurkan, N., Yıldırım, H., Kalenderli, Ö.**, 1993. Yüksek gerilim hatları çevresinde elektrik alan hesabı, *Elektrik Mühendisliği 5. Ulusal Kongresi*, KTÜ, Trabzon, 13-18 Eylül, 1249-1253.
- [119] **Umurkan, N., Yıldırım, H., Kalenderli, Ö.**, 1993. Ulusal orta ve yüksek gerilimli enerji iletim hatları çevresinde elektrik alan hesabı için yeni bir yaklaşım, *3. Elektromekanik Sempozyumu*, UÜ, Bursa, 1-5 Aralık, 154-160.
- [120] **El-Mohandes, M. Th., Okubo, H.**, 1994. Error analysis based on the interaction between simulating charges in the CSM for the electric field calculation of hv apparatus, *ETEP*, **4**, 6, 565-570.
- [121] **Yıldırım, H., Kalenderli, Ö. ve diğ.**, 1995. Topraklama ağlarının bilgisayar destekli analizi, *Elektrik Mühendisliği 6. Ulusal Kongresi*, UÜ, Bursa, 11-17 Eylül, 261-264.
- [122] **Yıldırım, H., Kalenderli, Ö.**, 1998. Computation of electric field induced currents on human body standing under a high voltage transmission line by using charge simulation method, *The 1998 2nd International Conference Biomedical Engineering Days (IBED)*, İstanbul, Turkey, 75-77.

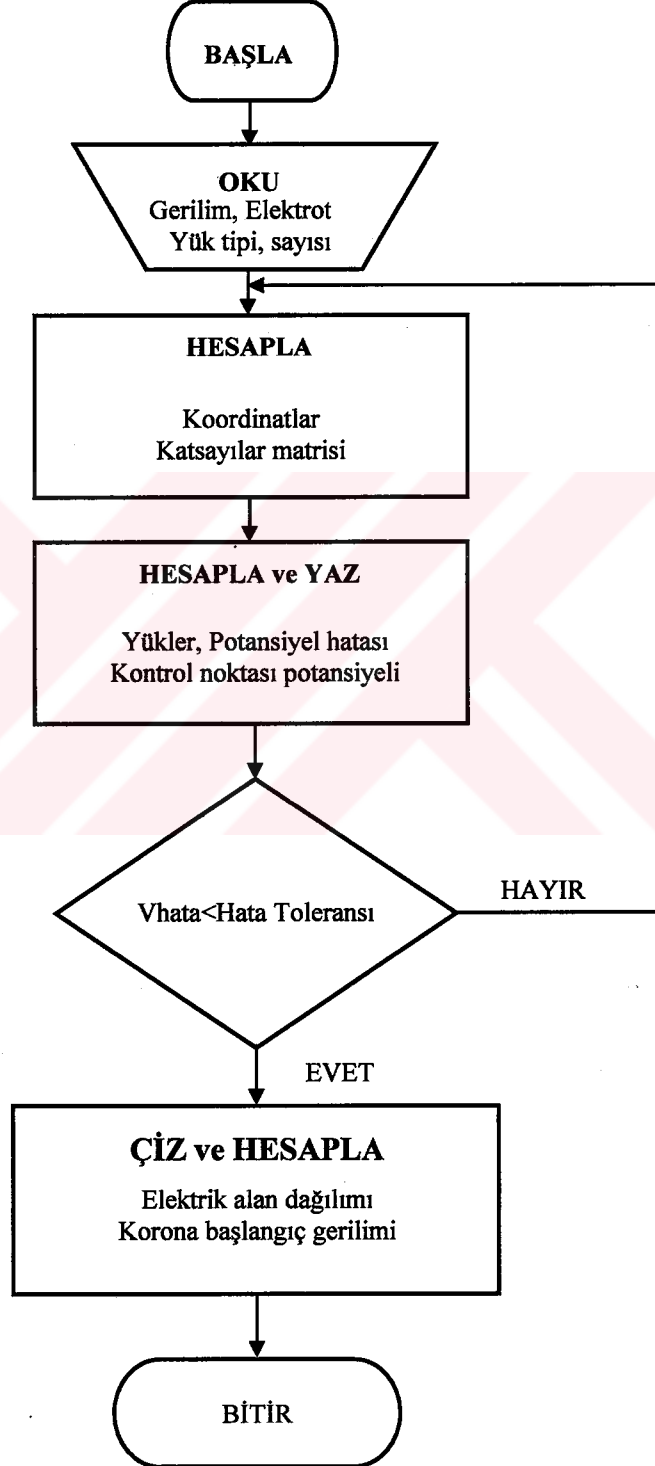
- [123] **Ismail, H. M.**, 1996. Accurate modeling of field stresses in an unshielded three-core power cable, *Electric Power System Research*, **38**, 217-221.
- [124] **El-Kishky, H., Gorur, R. S.**, 1996. Electric field computation on an insulating surface with discrete water droplets, *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation*, **3**, 3, 450-456.
- [125] **Garcia, J. A. G., Singer, H.**, 1997. The consideration of singularities in the numerical calculation of electrostatic fields by means of the surface charge method, *Electrical Engineering*, Springer-Verlag, **80**, 215-219.
- [126] **Abdel-Salam, M., Singer, H. and Ahmed, A.**, 1997. The barrier effect on the onset voltage of negative corona in air, *Journal of Phys. D: Appl. Phys.*, **30**, 1017-1028.
- [127] **Yıldırım, H., Kalenderli, Ö.**, 1997. Yük benzetim yönteminde halkasal yükün kullanımı, *Elektrik Mühendisliği 7. Ulusal Kongresi*, ODTÜ, Ankara, 643-656.
- [128] **Li, E., MacAlpine, J. M. K.**, 2000. Negative corona in air using a point/cup electrode system, *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation*, **7**, 6, 752-757.
- [129] **Akyüz, M., Gao, L., Cooray, V., Larsson, A.**, 2001. Streamer current in three-electrode system, *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation*, **8**, 4, 665-671.
- [130] **El-Debeiky, S., Khalifa, M.**, 1971. Calculating the corona pulse characteristics and its radio interference, *IEEE Trans. on PAS*, **90**, 165.
- [131] **Elmoursi, A. A., Castle, G. S. P.**, 1987. Mapping of field lines and equipotential contours in electric field problems using charge simulation technique, *Journal of Electrostatics*, **19**, 221-234.
- [132] **Elmoursi, A. A., Speck, C. E.**, 1990. Simulation of space charge in unbounded geometries, *IEEE Trans. on Industrial Applications*, **26**, 2, 384-392.
- [133] **Sigmond, R. S.**, 1986. The unipolar space charge flow problem, *Journal of Electrostatics*, **18**, 249-272.
- [134] **Ferreira, G. F., et. al.**, 1986. Point to plane corona: Current- voltage characteristics for positive and negative polarity with evidence of an electronic component, *Appl. Phys.*, **59**, 9, 3045-3049.
- [135] **Abdel Salam, M., Abdallah, H., Abdel-Sattar S. and Farghally, M.**, 1987. Positive corona in point-plane gaps as influenced by wind, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, **22**, 6, 775-786.

- [136] **Wintle, H. J.**, 1987. Space-charge limited current in the needle-plane geometry, *Journal of Electrostatics*, **19**, 257-274.
- [137] **Davis, J. L., Hoburg, J. F.**, 1983. Wire-duct precipitator field and charge computation using finite element and characteristics method, *Journal of Electrostatics*, **14**, 187-199.
- [138] **Davis, J. L., Hoburg, J. F.**, 1986. HVDC transmission line computations using finite element and characteristics methods, *Journal of Electrostatics*, **18**, 1-22.
- [139] **Horenstein, M. N.**, 1984. Computation of corona space charge, electric field, and V-I characteristics using equipotential charge shells, *IEEE Trans. on Industry Applications*, **20**, 6, 1607-1612.
- [140] **Elmoursi, A. A., Castle, G. S. P.**, 1986. The analysis of corona quenching in cylindrical precipitators using charge simulation, *IEEE Trans. on Industry Applications*, **22**, 1, 80-85.
- [141] **Elmoursi, A. A., Castle, G. S. P.**, 1987. Modeling of corona characteristics in a wire-duct precipitator using the charge simulation technique, *IEEE Trans. on Industry Applications*, **23**, 1, 95-102.
- [142] **Abdel Salam, M., Shamloul, D.**, 1992. Computation of ion flow fields of ac coronating wires by charge simulation techniques, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, **27**, 2, 352-361.
- [143] **Abdel Salam, M., Abdel-Aziz, E.Z.**, 1994. A new charge simulation based method for analysis of monopolar poissonian fields, *Jour. of Phys. D: Appl. Phys.*, **27**, 807-817.
- [144] **Kato, K., Okubo, H.**, 1997. Optimization of hv electrode contour with the highest gaseous insulation performance, *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation.*, **4**, 6, 816-821.
- [145] **Phillips, D. B.**, 2000. Corona onset as a design optimization criterion for high voltage hardware, *Ph.D Thesis, Washington State University*.
- [146] **Phillips, D. B., Olsen, R. G. and Pedrow, P. D.**, 2000. Corona onset as a design optimization criterion for high voltage hardware, *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation.*, **7**, 6, 744-751.
- [147] **Steinbigler, H.**, 1979. Combined application of finite element method and charge simulation method for the computation of electric fields, *3rd ISH Symp.*, Milan, paper 11.11.
- [148] **Okubo, H., et al.**, 1979. Combination method for the electric field calculation, *3rd ISH Symp.*, Milan, paper 11.13.
- [149] **Okubo, H., Ikeda, M., Honda, M., Yanari, T.**, 1982. Electric field analysis by combination method, *IEEE Trans. on PAS*, **101**, 10, 4039-4048.

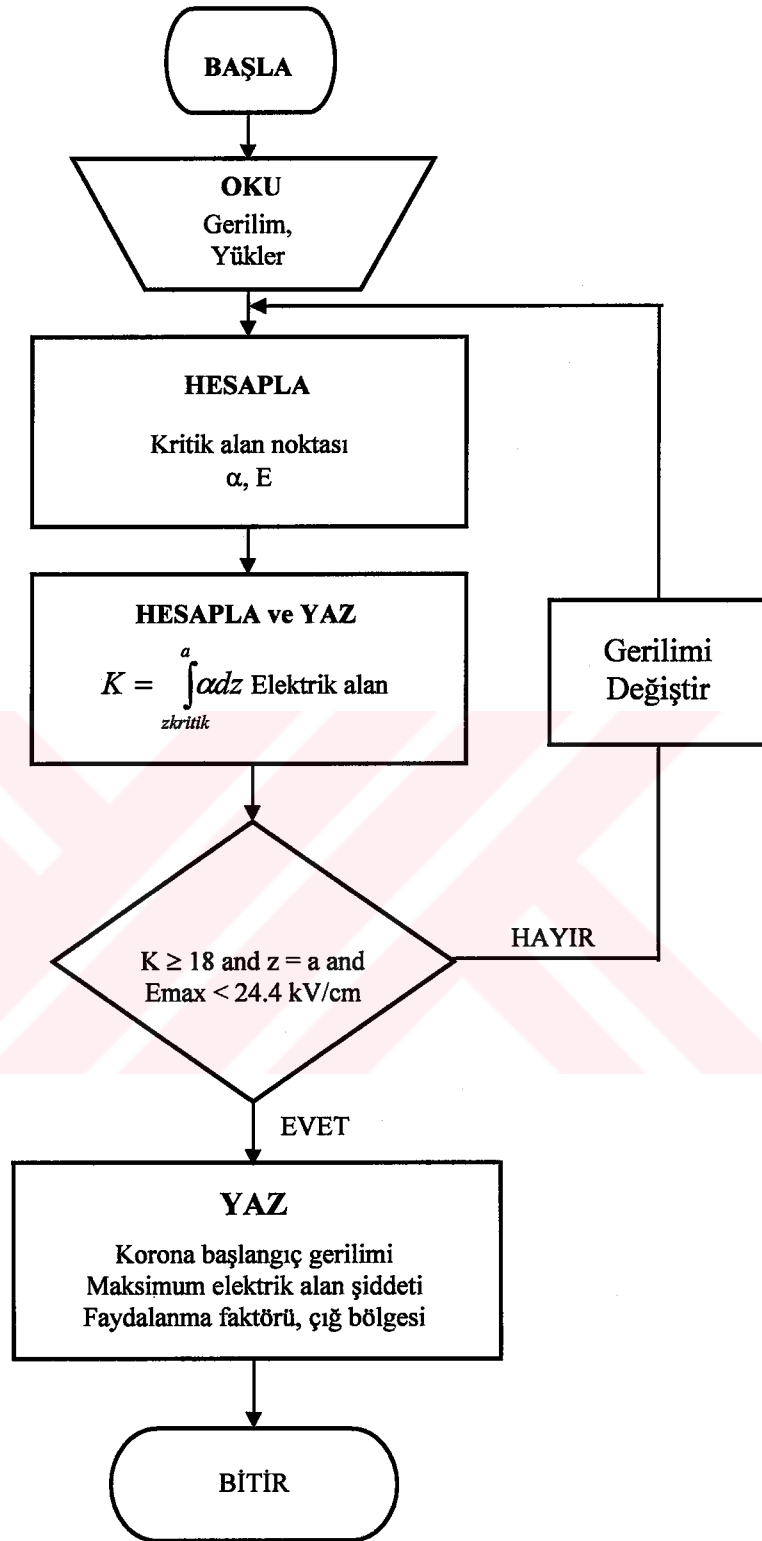
- [150] **Adby, P. R. Dempster, M. A. M.**, 1974. Introduction to Optimization Methods, Holsted Press, New York.
- [151] **Fletcher, R.**, 1970. A new approach to variable metric algorithms, *Computer Journal*, **13**, 3, 175-322.
- [152] **Rosenbrock, H. H.**, 1960. An automatic method for finding the greatest or the least value of a function, *Computer Journal*, **3**, 175-184.
- [153] **Singer, H.**, 1979. Computation of optimized electrode geometries, *3rd ISH Symp.*, Milan, paper 11.06.
- [154] **Abdel-Salam, M., Stanek, E. K.**, 1986. Field optimization of high voltage insulators, *IEEE Trans. Industrial Applications*, **22**, 4, 594-601.
- [155] **Abdel-Salam, M., Stanek, E. K.**, 1987. Optimizing field stress of high voltage insulators, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, **22**, 1, 47-56.
- [156] **Singer, H., and Grafoner P.**, 1975. Optimization of electrode and insulator contours, *2nd ISH Symp.*, Zürich, 111-116.
- [157] **Gronewald, H.**, 1983. Computer aided design of hv insulators, *4th ISH Symp.*, Athens, paper 11.01.
- [158] **Stih, Z.**, 1986. High voltage insulating system design by application of electrode and insulator contour optimization, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, **21**, 4, 579-584.
- [159] **Kato, K., Hikita, M., Hayakawa, N., Kito, Y., Okubo, H.**, 1995. Development of personal-computer-based high efficient technique for electric field optimization, *European Trans. on Electrical Power Engineering*, **5**, 401-407.
- [160] **Kato, K., Han, X., Okubo, H.**, 2001. Insulation optimization by electrode contour modification based on breakdown area/volume effects, *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation*, **8**, 2, 162-167.
- [161] **Chakravorti, S., Mukherjee, P. K.**, 1994. Application of artificial neural networks for optimization of electrode contour, *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation*, **1**, 254-264.
- [162] **Mukherjee, P. K., Trinitis, C., and Steinbigler, H.**, 1996. Optimization of hv electrode systems by neural networks using a new learning method, *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation*, **3**, 737-742.
- [163] **Kato, K., Hikita, M., Hayakawa, N., Kito, Y., Okubo, H.**, 1997. A highly efficient method for optimum electrode contour determination, *European Trans. on Electrical Power Engineering*, **7**, 1, 13-18.

- [164] **Bhattacharya, K., Chakravorti, S., Mukherjee, P. K.**, 2001. Insulator contour optimization by a neural network, *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation*, **8**, 2, 157-161.
- [165] **Dascalescu, L.**, 2001. Electrostatic discharges from charged cylindrical bodies to grounded or floating surfaces, *IEEE Trans. on Industrial Applications*, **37**, 5, 1483-1491.
- [166] **Dascalescu, L.**, 2001. Computational estimation of ESD conditions between a charged body and a conductor of floating potential, *IEEE Trans. on Industrial Applications*, **37**, 3, 759-765.
- [167] **Al-Hamouz, Z. M.**, 2002. A combined algorithm based on finite elements and a modified method of characteristics for the analysis of the corona in wire-duct electrostatic precipitators, *IEEE Trans. on Industrial Applications*, **38**, 1, 43-49.
- [168] **Okubo, H., Maehara, H., Kato, K., Hikita, M., Kito, Y.**, 1995. Electric field calculation combined with a CAD system for the personal-computer, *European Trans. on Electrical Power Engineering.*, **3**, 227-233.
- [169] **Akhunlar, A.**, 1983. Elektrik Alanlarına Giriş I, Statik Elektrik Alanı, İ.T.Ü. Kütüphanesi, Sayı:1247, İTÜ Elektrik Fakültesi Ofset Baskı Atölyesi, 3. Baskı, İstanbul.
- [170] **Butkov, E.**, 1968, *Mathematical Physics*, Addison-Wesley Publishing Company, California, USA, p.12.

EK-A



Şekil A.1 Korona 2002 ile elektrostatik alan hesabı akış diyagramı.



Şekil A.2 Korona 2002 ile korona başlangıç gerilimi hesabı akış diyagramı.

Korona 2002-Elektriksel Bosalma Analiz Sistemi [Çubuk Düzlem Elektrot Sistemi]

Dosya Düzen Görünüm Benzetim Analiz Sonuçlar Grafik Araçlar Yardım

0.00 - 15.00 cm V= 59.000 kV E= 32.858 kV/cm Aq=-90.00 Derece Ent/Emax= 0.1197 Vheta(%)= 0.00% ZKritik= 14.84999 cm 08/06/2003 14:02

Benzetimi Tamam

Yük/Benzetim Yöntemi
Benzetim Başladı

Benzetim Yükü Sayısı 89

Elektrot Sistemi

Uygulanmış genişlik

Elektrot yarıçapı (cm)

Elektrot açıklığı (cm)

Silindirik uzunluğu (cm)

Düzlem yarıçapı (cm)

Düzlem kalınlığı (cm)

Düzlem yüksekliliği (cm)

Destek yarıçapı (cm)

Pürüz yarıçapı (cm)

Benzetim Yükleri

Noktasal

Sonlu çizgisel

Halkasal

Sonlu Çizgisel

Halkasal (Düzlem için)

Halkasal (Destek için)

Halkasal (Pürüz için)

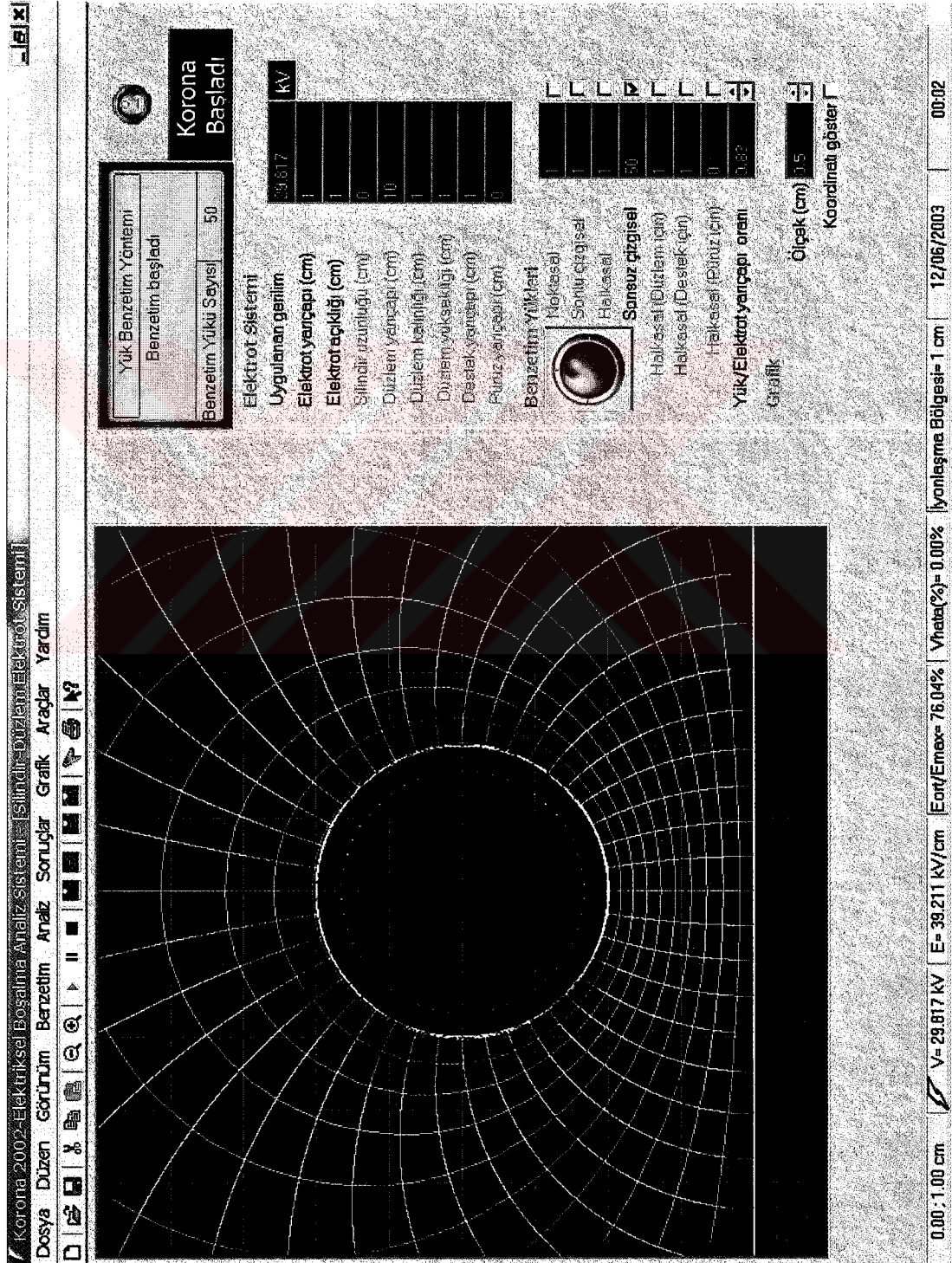
Yük/Elektrot yarıçapı oranı

Grafik

Ölçek (cm) 1/4 cm

Koordinatları göster

EK-C KORONA 2002 ANA EKRANINDA SİLİNDİR-DÜZLEM ELEKTROT SİSTEMİNİN STATİK ELEKTRİK ALAN DAĞILIMI



ÖZGEÇMİŞ

Hayri YILDIRIM, 1 Nisan 1965 tarihinde Hatay'ın İskenderun ilçesinde doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini aynı ilçede sırasıyla Kavaklıoluk İlkokulu, Atatürk Ortaokulu ve Cumhuriyet Lisesi'nde tamamladı.

1982'de İstanbul Teknik Üniversitesi Elektrik-Elektronik Fakültesi Elektrik Mühendisliği Bölümü'nde lisans öğrenimine başladı. 1988'de İTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Elektrik Mühendisliği Anabilim Dalı Elektrik Mühendisliği Programı'nda yüksek lisans öğrenimine başladı. 1989'da İstanbul Teknik Üniversitesi Elektrik-Elektronik Fakültesi Elektrik Mühendisliği Bölümü Elektrik Tesisleri Anabilim Dalı Yüksek Gerilim Tekniği Birimi'nde Araştırma Görevlisi olarak çalışmaya başladı.

1992'de İTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Elektrik Mühendisliği Anabilim Dalı Elektrik Mühendisliği Programı'nda doktora öğrenimine başladı. Mart 1999'da başladığı kısa dönem askerlik görevini tamamladıktan sonra Mart 2000'de üniversitedeki araştırma görevliliğinden ayrılarak özel sektörde çalışmaya başladı. Hayri YILDIRIM, evli ve iki çocuk babasıdır.