

T.C.
İNÖNÜ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

KUVVETLİ ELEKTRİK ALANI VE GAZ BOŞALMALARI
ETKİSİYLE YARI İLETKEN VE DİELEKTRİK
MATERYALLERİN YÜZEY AKTİVASYONU

NECATİ ÖZBEY

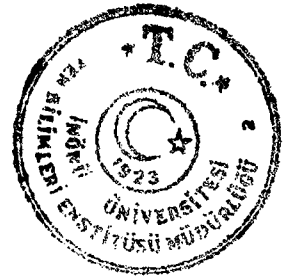
105453

105453

YÜKSEK LİSANS TEZİ
ELEKTRİK-ELEKTRONİK ANABİLİM DALI

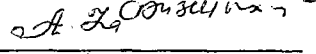
MALATYA
Temmuz 2001

T.C. YÜKSEK LİSANS KURULU
DOKÜMAN



Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğüne,

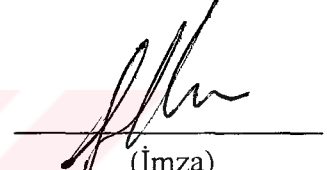
Bu çalışma Jürimiz tarafından Elektrik-Elektronik Anabilim dalında YÜKSEK LİSANS TEZİ olarak kabul edilmiştir.


(İmza)

Prof. Dr. Hafız ALİSOY
Başkan


(İmza)

Doç. Dr. M. Salih MAMİŞ
Üye


(İmza)

Doç. Dr. Ergun EKİNCİ
Üye

Onay

Yukarıdaki imzaların adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylarım.
27.10.2001

(İmza)
Prof. Dr. Sattar KAYA
Enstitü Müdürü



ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

KUVVETLİ ELEKTRİK ALANI VE GAZ BOŞALMALARI ETKİSİYLE YARI İLETKEN VE DİELEKTRİK MATERYALLERİN YÜZEY AKTİVASYONU

Necati ÖZBEY

İnönü Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Elektrik-Elektronik Anabilim Dalı

60+x sayfa

2001

Danışman: Prof. Dr. Hafız ALİSOY

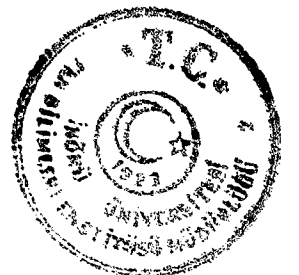
Bu çalışmada, çağdaş elektroniğin ve elektronik endüstrisinin güncel problemlerinin çözümünde yaygın olarak kullanılan, farklı fiziko kimyasal özelliklere sahip polimer dielektriklerin (PI- Polimid, PET- polietilentereftalat, PS-Polstiren, PE-Polethlen) mevcut adhesion özelliklerinin modifikasyonu araştırılmıştır.

Kullanım amacına uygun olarak elektrofiziksel özelliklerinin değiştirilmesi incelenen materyallere, farklı gaz ortamlarında (Hava, Hava+CO₂) gerçekleştirilen farklı gaz boşalmaları (kısmi ve korona) etkisi sonucu sağlanmıştır. Boşalma süresinin küçük değerleri için ($t_{\text{treat}} \leq 1000$ S) materyallerin yüzey özelliklerindeki değişimler, yapıda oluşan uzay hacim yükleri ile açıklanabilir. Materyallerin yüzey özelliklerindeki değişimler yüzey ıslatma açısının ve yüzey potansiyelinin değişim kinetiklerinden deneysel olarak belirlenmiştir. Ayrıca gaz boşalması etkisi sonucu yüzeyi modifiye edilmiş materyallere boşalma kanalından injekte olmuş yükler teorik olarak incelenmiş, teorik sonuçların deney sonuçlarıyla iyi uyum sağladığı belirlenmiştir.

Tezde, iyonların difüzyonu dikkate alınarak unipolar koronanın diferansiyel denkleminin çözümü verilmiş, korona boşalmasında uzay hacim yüklerinin dağılımı ve de koronanın taç örtüsü incelenmiştir.

Farklı gaz ortamlarında (Hava, Hava+CO₂) gerçekleştirilen gaz boşalmaları sonucu, incelenen materyallerin adhesion özelliklerinin değişiminin korona boşalmasına göre AC kısmi boşalmada daha etkin olduğu sonucuna varılmıştır.

ANAHTAR KELİMELE: polimer dielektrik, adhesion, gaz boşalması, yüzey potansiyeli, korona boşalması, unipolar korona, hacim yükü, boşalma etki süresi.



ABSTRACT

Master Thesis

SURFACE ACTIVATION OF SEMICONDUCTORS AND DIELECTRIC MATERIALS AS A RESULT OF STRONG ELECTRIC FIELD AND GAS DISCHARGE EFFECTS

Necati ÖZBEY

İnönü University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Electric-Electronic

60+ x pages

2001

Supervisor: Prof. Dr. Hafız ALİSOY

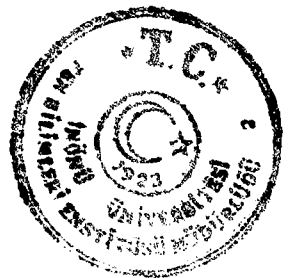
In this study, modifications of present adhesion properties of polymer dielectrics (PI- polyimide, PET- polyethylenereftalat, PS- polystyrene, PE- polyethylene) -which have different physico-chemical properties and being widely used in the solution of contemporary electronics and industrial electronics problems- have been investigated.

Changing of electro-physical properties with regard to usage purpose is achieved as a result of different gas discharge (partial or corona) effects which took place in different gas mediums (air, air+CO₂) on investigated materials. The changes on the surface properties of materials for small values ($t_{\text{treat}} \leq 1000$ s) of discharge duration can be explained in terms of space volume charges formed on the material. The changes on the surface properties of materials have been determined by examining potential charge kinetics of surface and surface wetness angle. Moreover, injected charges through discharge channels into materials with a modified surface as a result of gas discharge effect have been studied and theoretical and practical findings found to be compatible.

In this thesis, differential equation of unipolar corona has been determined by taking diffusion of ions into account and its solution is given, then distribution of space volume charges during corona discharge and canopy covering of corona have been investigated.

As a result of gas discharges taking place in different gas mediums (air, air+CO₂); it is concluded that the changes in the adhesion properties of investigated materials are more effective in AC partial discharge than corona discharge.

KEY WORDS: polymer dielectric, adhesion, gas discharge, surface potential, corona discharge, unipolar corona, volume change, discharge effect duration.



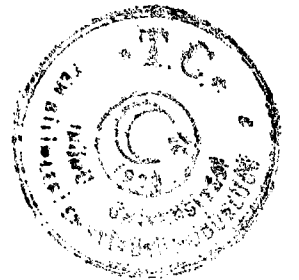
TEŞEKKÜR

Bu çalışmanın her aşamasında yardım, öneri ve desteğini esirgemeyen beni yönlendiren ve katkıda bulunan hocam Sayın Prof. Dr. Hafız ALİSOY'a;

Yüksek Lisans eğitim ve öğretimi süresinde ders aldığım Elektrik-Elektronik Bölümünün tüm hocalarına;

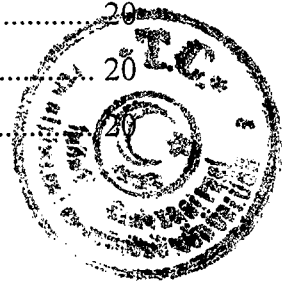
Tezin deneysel düzeneğinin hazırlanmasında katkıda bulunan lisans öğrencilerimizden sevgili Fevzi HANSU ve İbrahim ÇAĞLAR'a;

Tezin yazımında bana destek veren İ.Ü. Malatya Melsek Yüksekokulu Bilgisayar Programcılığı Bölümü Öğretim Görevlisi N. Murat YAĞMURLUYA ve katkısı bulunan herkese teşekkür ederim

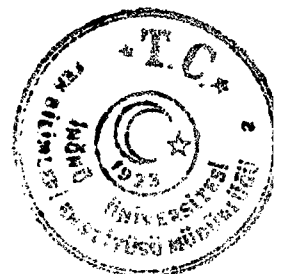


İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER	iv
ŞEKİLLER LİSTESİ	vi
ÇİZELGELER DİZİNİ	vii
SİMGELER VE KISALTMALAR	viii
GİRİŞ	1
1. BAZI ELEKTRONEGATİF GAZ ORTAMLARINDA NEGATİF İYONLARIN OLUŞMASI VE ONLARIN POLİMER ESASLI MATERYALLERİN ÖZELLİKLERİNE ETKİSİ	2
1.1 Polimer Esaslı Dielektriklerin Yüzey Enerjisinin Yükseltilmesi	
Yöntemleri	2
1.1.1. Kimyasal Yöntemler	3
1.1.2. Fiziksel Yöntemler	4
1.2 Kuvvetli Elektrik Alanlarında Negatif İyonların Oluşması ve Parçalanması	5
1.3. Problemin Oluşumu	12
2. MATERYAL VE METOT	13
2.1. Araştırma Materyallerinin Seçimi ve Onların Bazı Fiziko-Kimyasal Özellikleri	13
2.2. Gaz Boşalması Etkisi İle Polimer Dielektriklerin Yüzey Özelliklerinin Değişiminin İncelenmesi Yöntemleri	15
2.2.1. Yüzey Özelliklerinin Fiziksel Yöntemle Değişimini Gerçekleştiren Deney Düzenegi	16
2.2.2. Yüzey Islatma Açısının Ölçümü	17
2.2.3. Yüzey Potansiyelinin Ölçümü	18
3. KISMİ VE KORONA BOŞALMALARI HAKKINDA TEMEL FİZİKSEL BİLGİLER	20
3.1. Kısmi Boşalma Kavramı ve Temel Karakteristikleri	20
3.1.1. Kısmi Boşalma Kavramı	20

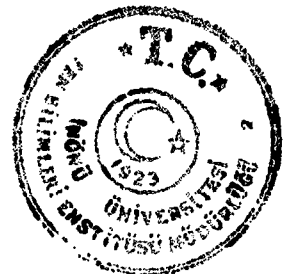


3.1.2. Kısmi Boşalmaların Temel Karakteristikleri	24
3.2. Korona Boşalması ve Bu Boşalmanın Temel Karakteristikleri	27
3.2.1. İyonların Difüzyonu Dikkate Alınarak Unipolar Koronanın Diferansiyel Denklemleri	29
3.2.2. Korona Boşalmasında Uzay Hacim Yüklerinin Dağılımı	38
3.2.3. Koronanın Taç Örtüsü	41
4. BULGULAR	45
4.1. Farklı Gaz Boşalmalarına Maruz Bırakılmış Polimer Esaslı Dielektriklerin Yüzey Modifikasyonu	45
4.2. Farklı Gaz Ortamlarında Kısmi ve Korona Boşalmaları Etkisine Maruz Bırakılmış Materyallerin Adhesion Özellikleri	48
4.2.1. Dielektriğe İnjekte Olmuş Yüklerin Deneysel İncelenmesi	52
5. SONUÇ VE ÖNERİLER	57
6. KAYNAKLAR	58
ÖZGEÇMİŞ	60



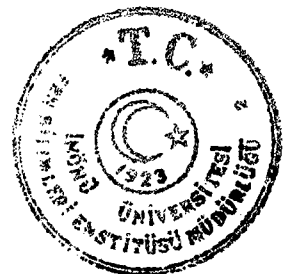
ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1.	Deney şeması	16
Şekil 2.2.	Katı dielektrik yüzey üzerinde saf su damlasının görünümü.....	17
Şekil 2.3.	Yüzey potansiyeli değişiminin ölçülmesi	18
Şekil 3.1.	İç kısmi deşarjlı bir düzenleme ve eşdeğer devresi	20
Şekil 3.2.	Homojen elektrik alanında hava ve hidrojen gazları için $U_d=f(pd)$ Eğrileri	22
Şekil 3.3.	Düzgün elektrik alanı uygulanmış yağ tabakası ile sınırlı elektrot sisteminde delinme geriliminin değişimi	23
Şekil 3.4.	Unipolar(a) ve bipolar(b) korona boşalmasında uzay hacim yükünün değişimi	28
Şekil 3.5.	Korona taç örtüsü ve taç örtüsünde elektron, iyon yoğunluğu dağılımı	42
Şekil 4.1.	Hava ortamında gerçekleştirilen kısmi boşalma etkisi sonucu PET polimer dielektriğinin yüzey ıslatma açısının boşalma etki süresine göre değişimi	47
Şekil 4.2.	Hava+CO ₂ ortamında gerçekleştirilen kısmi boşalma etkisi sonucu PET polimer dielektriğinin yüzey ıslatma açısının boşalma etki süresine göre değişimi	49
Şekil 4.3.	Hava+CO ₂ gaz ortamında gerçekleştirilen korona boşalma etkisi sonucu PET polimer dielektriğinin yüzey ıslatma açısının zamana göre değişimi	51
Şekil 4.4.	Boşalma etkisine maruz bırakılmış PET için yüzey potansiyeli değişimi karakteristiği	52
Şekil 4.5.	Kısmi boşalma etkisi sonucu PET polimer dielektriğinin yüzey Potansiyelinin değişimi kinetiği	56



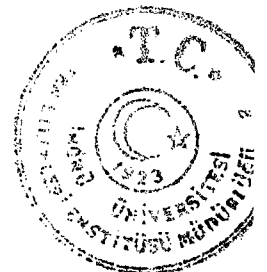
ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 1.1.	Farklı negatif iyonlar için iyonizasyon enerjisi ve bağ aktivasyon enerjisinin değerleri	9
Çizelge 4.1.	İncelenen materyallerin ıslatma açısının başlangıç değerleri	47
Çizelge 4.2.	Kısmi boşalma etkisi ile polimer dielektriklerin yüzey özelliklerinin modifikasyonu	50

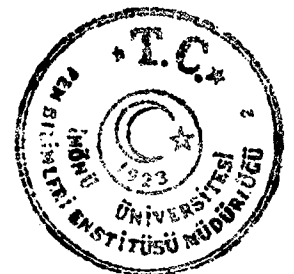


SİMGELER VE KISALTMALAR

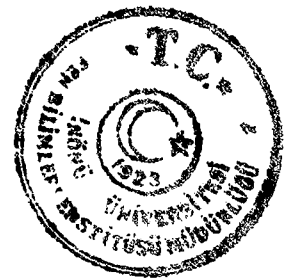
α_a	Tutulma katsayısı
α_d	Dissosiyatif ayrılma katsayısı
α_i	İyonlaşma katsayısı
α_t	Yeniden yüklenme katsayısı
ΔU_b	Kısmi boşalmanın tutuşması nedeni ile C_b kapasitansı üzerinde gerilim azalması
ΔU_x	C_x kapasitansı üzerindeki gerilim
ϵ_0	Elektrik sabiti ($\epsilon_0=8.85 \times 10^{-12}$ F/m)
ϵ_b	Hava bağlamalarının bağıl dielektrik sabiti
ϵ_k	Dielektriğin bağıl sabiti
ϕ	Potansiyel
γ	Towensend'in ikinci kanunu
μ	PET polimer dielektriğinde yüklerin hareketliliği
θ	Yüzey ıslatma açısı
λ	İyonun serbest uçuş yolu
ρ	Boşalmanın hacim yük yoğunluğu
ρ_+	Pozitif işaretli iyonların yük yoğunluğu
ρ_-	Negatif işaretli iyonların yük yoğunluğu
ρ_e	Elektronların yük yoğunluğu
ρ_v	Polimer maddenin özgül direnci
ρ_s	Polimer maddenin yüzey direnci
σ	Yüzey gerilme katsayısı
τ_0	Yüklerin gevşeme süresi
AC	Alternatif akım
C_b	Kısmi boşalmanın tutuştuğu dielektrik elemanın sığası
C_d	Hava bağlamalarına seri olarak bağlanan kısmın sığası
C_g	Dielektriğin geometrik kapasitansı
C_x	Hava ima eden dielektrik yapının eşdeğer şeması
d	Dielektriğin özgül yoğunluğu
D	Difüzyon katsayısı
D_{k-b}	Kısmi boşalmanın kuadratik parametresi
e	Elektron yükü



eV	Elektron volt ($1\text{eV}=1.6\times 10^{-9}$ Joule)
E	Elektrik alan şiddeti
E_b	Yapıdaki gaz bağlamaları içerisindeki elektrik alan şiddeti
E_d	Dielektrikteki elektrik alan şiddeti
$E_{ort.}$	Dielektrik yapıdaki ortalama elektrik alan şiddeti
$I_{k.b}$	Kısmi boşalmanın ortalama akısı
J	Akım yoğunluğu
J_+	Pozitif iyonların akım yoğunluğu
J_-	Negatif iyonların akım yoğunluğu
J_e	Elektronların akım yoğunluğu
k	Yük taşıyıcılarının hareketliliği
k_+	Pozitif iyonların hareketliliği
k_-	Negatif iyonların hareketliliği
k_e	Elektronların hareketliliği
L	Polimer dielektriğin kalınlığı
$n_{k.b}$	Bir saniyedeki kısmi boşalma impulslarının sayısı
N	Yük yoğunluğunun zaman göre değişimi
N_0	Başlangıç yük yoğunluğu
p	Ortamın gaz basıncı
PE	Polietilen
PET	Polietilen tereftalat
PI	Polimid
$P_{k.b}$	Kısmi boşalmanın ortalama gücü
PTFE	Politetrafloretilen
PS	Polisitiren
$q_{k.b}$	Kısmi boşalma yükü
$\tan\delta$	Kayıp açısı
U_1-U_n	Boşalma anlarındaki gerilimin anlık değerleri
U_b	Boşalmanın sönüm gerilimi
U_{b-a}	Ateşleme gerilimi
U_d	Delinme gerilimi
W	Serbest yüzey enerjisi
W_E	Serbest uçuş yolunda iyonun biriktirdiği enerji



$W_{k,b}$ Kısmi boşalma enerjisi



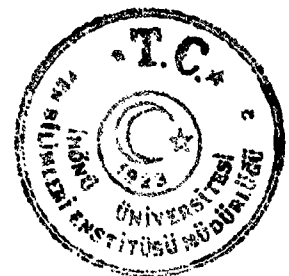
GİRİŞ

Farklı fizikokimyasal özelliklere sahip olmaları nedeniyle gerek polimer ve gerekse de polimer esaslı kompozitler çağdaş elektroniğin ve elektronik endüstrisinin güncel problemlerinin çözümünde yaygın olarak kullanılmaktadır. Bu materyallerin kullanım alanını daha da genişletmek için elektrofiziksel özelliklerinin, farklı bileşimlerin ve farklı koşulların oluşturduğu değişik yapılarda ve bu özelliklerin değişimlerinin belirlenmesi güncel bir problem oluşturur. Kullanım amacına uygun olarak elektrofiziksel özelliklerin değiştirilmesi bu malzemelerde genellikle α , β , γ ve x-ışınları, kuvvetli elektrik alanları ve farklı ortamlarda (SF_6 , N_2 , CO_2 , Ar, He, Hava) farklı gaz boşalmaları (glow, korona, kısmi, meşel) etkileri ile sağlanılmaktadır.

Bu nedenle “kuvvetli elektrik alanı ve gaz boşalması etkisiyle yarı iletken ve dielektrik materyallerin yüzey aktivasyonu” başlıklı tez konusunun esas amacı: Farklı gaz boşalmaları etkisine maruz bırakılmış materyallerde, oluşan uzay hacim yüklerinin bu materyallerin yüzey hidrofilliğine gösterdiği etkinin incelenmesidir.

Belirtilen amaca ulaşmak için genel olarak aşağıdaki problemler incelenmiştir.

- 1) İyonların difüzyonu dikkate alınarak unipolar koronanın diferansiyel denkleminin incelenmesi.
- 2) Korona boşalmasında uzay hacim yüklerinin dağılımı.
- 3) Koronanın taç örtüsündeki temel proseslerin mekanizmalarının ve bu proseslerin unipolar koronanın karakteristikleri üzerindeki etkisi.
- 4) Farklı gaz ortamlarında (hava, hava+ CO_2) kısmi ve korona boşalmaları etkisine maruz bırakılmış materyallerin adhesion özellikleri.
- 5) Gaz boşalma kanalından dielektriğe injekte olmuş yüklerin deneysel incelenmesi.



1. BAZI ELEKTRONEGATİF GAZ ORTAMLARINDA NEGATİF İYONLARIN OLUŞMASI VE ONLARIN POLİMER ESASLI MATERYALLERİN YÜZEY ÖZELLİKLERİNE ETKİSİ

1.1 Polimer Esaslı Dielektriklerin Yüzey Enerjisinin Yükseltilmesi Yöntemleri

Yüzeylerin vakum kaplamasında önemli parametrelerden biri temas haline getirilmiş farklı fizikokimyasal yapıları materyaller arasında oluşan yüzey bağ kuvvetlerinin oluşmasıdır. Bu olaya adhesiyon denir. Aynı fizikokimyasal materyaller arasında oluşan yüzey bağ kuvvetlerine ise kohezyon denir [1].

Yüzeyin adhesiyon özelliğini, materyalin kendi yapısını ve materyalin elde edilmesini belirleyen koşullar önemli derecede etkilemektedir. Örneğin bir polimer yapıları materyalin ilk adhesiyon özellikleri, üretim sırasında uygulanan basınç, polimerizasyon sıcaklığına ve atomik yapısına bağlıdır. Materyallerin yüzey ve optik (emme ve yansıma) özellikleri genellikle materyalin yüzey durumu ile belirlendiği için yüzey modifikasyonu her geçen gün aktüelliğini artırmaktadır [2,3,4,5].

Polimer dielektrikler kendilerine has özelliklere sahiptirler. Teknolojik olmaları yanı sıra, polimer dielektrikler; izolasyon tekniğinde, radyoteknikte ve elektret (electrets) esaslı aygıtlarda geniş kullanım alanlarına sahiptirler. Polimer dielektriklerde, bir yandan enerji tuzak yoğunluğunun yüksek olması ve öte yandan pratik olarak serbest yük taşıyıcıların olmaması gibi özellikler; gaz boşalması bölgesinden yüklerin materyal hacmine injeksiyonuna, injeksiyon olmuş yüklerin hacminde taşınması (transport) ve yüklerin hacimde taşınma esnasına, enerji tuzaklarına yakalanarak materyalde uzay hacim yükünün oluşmasına yönelik bilimsel çalışmalara olan ilgi her gün artmaktadır. Dielektriklerde injeksiyon olmuş yüklerin olması ve onların materyalde dinamiği (hareketi) önemli derecede materyalin elektrik dayanımına ve ince tabakalı sistemlerdeki davranışına etki göstermektedir [6,7,8,9,10].

Polimer esaslı kompozit materyallerin hazırlanmasında da polimer dielektriklerin önemlidir. Bu ise polimer dielektriklerin adhesiyon özelliklerinin artırılmasının ve bu özelliklerin daha da iyileştirilmesi için yeni yöntemlerin ortaya konulması problemlerinin önemli olduğuna işaret etmektedir.

Polimer dielektriklerin adhesiyon özelliklerinin değişimi, bu materyallerin elektronegatif gaz ortamlarında bulunmaları halinde daha şiddetlidir. Düzensiz yapı



materyallerin adhesiyon özelliklerinin modifikasyonunda ve onlarda uzay hacim yüklerinin oluşmasında negatif iyonlar aktif faktörlerdendir [11].

Düşük sıcaklı elektrik gaz boşalmaları etkisine maruz bırakılmış polimer dielektriklerin elektrofiziksel (yüzey, hacim ve optik) özelliklerinin değişiminde negatif iyonların rolü hakkındaki bilgilerin yetersiz olması nedeniyle, negatif iyon bombardımanı etkisine maruz bırakılmış düzensiz yapılı polimer dielektriklerin elektrofiziksel özelliklerinin değişmesinin incelenmesi pratik ve teorik açıdan aktüel bir problemdir. Bu materyaller aktif ve pasif dielektrikler gibi kullanım alanlarını kapsamaktadır.

Başlangıçta küçük yüzey enerjisine (adhesiyon) sahip olan polimer dielektriklerin yüzeylerinin modifikasyon olmaması durumunda, bu yüzeye kaplanmış metalik örtü ile yüzey tabanı arasındaki yüzey bağ kuvvetlerinin küçük olmasından dolayı iyi nitelikli metalik kaplama elde etmek mümkün değildir. Yüzeyde organik tabiatlı ve diğer çeşitli kirliliklerin (yağ vs.) olması adhesiyon özelliklerinin azalmasına neden olan faktörlerdendir [12].

Yüzeyin özelliklerini istenen yönde değiştirmek için, yüzeyin fiziksel özelliklerinin ve yüzeye farklı etkiler dolayısıyla söz konusu olan fiziksel olayların incelenmesi gerekir. Polimer dielektriklerin ve yarı iletkenlerin adhesiyon özelliklerini değiştirmek için kullanılan genel yöntemlerin yapılan taramalara göre kimyasal ve fiziksel olarak iki gruba ayrıldığı gözlenmiştir [13,14,15,16,17,18].

1.1.1 Kimyasal yöntemler

Yüzeyin kimyasal yöntemle modifikasyonunda, gaz şekilli klordan, ozon ve diğer oksidasyon yapan reagentler kullanılır. Bu etkileşimler sonucu yüzey adhesiyon özelliklerinin yükselmesinin nedeninin yüzeyde oluşan aktif fonksiyonel gruplarla sağlandığı belirlenmiştir. Örneğin yüzeyi okside olmuş polietilenin $(-CH_2 - CH_2 -)_n$ yüzeyinde karbonil ve hidroksil gruplarının olduğu gösterilmiştir. Bu fonksiyonel gruplar serbest radikallerdir. Yüzeyleri potasyum permanganatla işlem görmüş dielektriklerde karbonil ($C=O$) içeren birleşimlerin olduğu gösterilmiştir. Krom karışımı ile işlem görmüş yüzeylerde ise hidroksil içeren gruplar olduğu gösterilmiştir.

Tüm bu kimyasal yöntemler bir takım avantajları yanı sıra önemli dezavantajları da içermektedir. Örneğin yüzeyin kimyasal yöntemle aktivasyonunda pratik olarak



yüzeyin homojen bir işlem görmesi söz konusu değil ve işlemten sonra materyalin yüzeyinde geriye kalan reagentleri tamamen uzaklaştırmak mümkün değildir. Bu işlemin etkinliğini önemli derecede düşürmektedir. Öte yandan kimyasal yöntemlerle yüzey modifikasyonunda, işlem kimyasal açıdan agresif bir ortamda gerçekleştiği için, reagentin kimyasal etkisini lokalize etmek mümkün değildir. Bu da yüzey özelliklerinin zayıflamasına neden olabilir.

1.1.2 Fiziksel yöntemler

Yüzey özelliklerinin modifikasyonunda kullanılan fiziksel yöntemler kendiliğinde birkaç gruba ayrılır. Bu yöntemleri şöyle sıralayabiliriz.

- 1) Gaz plazma işlemi ile yüzey aktivasyon yöntemi
- 2) İyonlaştırıcı ışınlama ile yüzey aktivasyon yöntemi
- 3) Korona ve kısmi boşalma ile yüzey aktivasyon yöntemi
- 4) Glow boşalma ile yüzey aktivasyon yöntemi

Gaz plazma işlemi ile yüzey aktivasyon yöntemi

Bu yöntem genellikle poliolefinlerin yüzey aktivasyonunda kullanılır. Yüzeyin aktivasyonu gaz ortamında termal yolla oluşturulan plazma kanalı etkisine maruz bırakılır. Örneğin polipropilen yüzeyinin bu yöntemle aktivasyonunda, yüzey gerilim katsayısı 53din/cm değerine ulaşır ve yüzey gerilim katsayısının bu değeri polipropilen yüzeyinin çok iyi adhesiyon özelliği göstermesi için yeterlidir.

Kristal yapılı polietilen ve propilen polimerlerin yüzeyleri hava ortamında termal yolla oluşturulan plazma kanalı etkisine belirli aralıklarla maruz bırakılarak onların yüzeylerinin aktivasyonunu gerçekleştirilir. Bu durumda aktivasyon enerjisinin değerlendirilmesinde kullanılan yüzey ısıtma açısı θ , 80°C'den 21°C'ye kadar düşüyor. Bu ise başlangıç serbest yüzey enerjisinin %64, 74 arttığını gösterir.

İyonlaştırıcı ışınlama ile yüzey aktivasyon yöntemi

Bu yöntemin adından da anlaşıldığı gibi incelenen materyalin yüzeyi iyonlaştırıcı ışıma etkisine maruz bırakılıyor. Bu etkileşim sonucu, yüzeyde polar gruplar oluşur. Bunun yanı sıra yüzeyde moleküller arası bağ kırılması da olur. Bu olayların etkinlik derecesi tabii ki ışınlama dozuna bağlıdır. Örneğin bu yöntemle:



politetrafloretillen (PTFE) $(-CF_2 - CF_2 -)_n$ polimeri ile çeşitli örtüler arasında nitelikli metal dielektrik tabakalı sistemler oluşturur.

Politetrafloretillen (PTFE) filminin, enerjileri 5~200 eV olan elektron demeti ile ışınması durumunda altın ile PTFE arasındaki adhesiyon kuvveti 60 kg-kuvvet/cm² değerine ulaşıyor. Bu da polimerin koheziyonuna karşılık gelir.

Bu yöntemde yüzey adhesiyonun artması mekanizması enine bağların oluşması ile karakterize edilir. Yöntemde etkileşim sonucu PTFE'nin başlangıç rengi değişir. Bu ise optik özellik bakımından istenmeyen bir olaydır. İyonlaştırıcı ışınma yolu ile yüzey aktivasyonunda proton ışınmasında yararlanılır. Bu yöntemin avantajları yanı sıra dezavantajı olan yüzey dağılımı söz konusu olur.

Korona ve kısmi boşalma ile yüzey aktivasyon yöntemi

Özetlenmiş diğer yöntemlere göre teknolojik işlemlerde daha yaygın kullanım alanı bulmuştur. Genelde korona boşalması ile yüzey aktivasyonu azot ve soy gazlar (argon, helyum vs) ortamlarında gerçekleştirilir. Etkileşim sonucu adhesiyon bağ kuvvetinin artması, peroksis ve ozonitler oluşması ile açıklanır.

Glow boşalma ile yüzey aktivasyon yöntemi

Bu yöntemde yüzey aktivasyonu diğer yöntemler göre teknolojik, ekonomik ve yöntemin gerçekleştirilmesi açısından daha avantajlıdır. Farklı gaz ortamlarında gerçekleştirilen glow boşalması ile yüzey aktivasyonunda, yüzeyin fizikokimyasal özelliklerinin değişimi yapıda uzay hacim yüklerinin oluşması ile daha öncede belirtildiği gibi boşalma kanalından yüzeye difüze olan iyonların yüzeyde parçalanması ile açıklanabilir [11].

Bu nedenle glow boşalmasının etkinlik derecesi bu boşalmanın elektronegatif gaz ortamlarında gerçekleştirilmesi durumunda daha yüksek olacağı gözlenebilir.

1.2 Kuvvetli Elektrik Alanlarında Negatif İyonların Oluşması ve Parçalanması

Normal durumda gazlar elektrik akımını geçirmiyorlar ve bu özelliğinden dolayı gazlar izolasyon tekniğinde bir izolasyon malzemesi gibi geniş kullanım alanları bulmuşlardır. Gazların yaygın izolasyon malzemeleri olarak kullanılması iki farklı faktörle açıklanabilir. Bunlardan birincisi ucuz olmaları diğeri ise delinmeden sonra



başlangıç elektro fiziksel özelliklerine geri dönmesidir. Bu ikinci özellik, yani delinmeden sonra gazların başlangıç durumlarına geri dönüş, gaz halindeki dielektriklerin katı ve sıvı haldeki dielektriklere göre önemli üstünlüklerinden biri sayılır.

Gaz dielektrikleri arasında elektronegatif gazlar önemli bir yer tutmaktadır. Elektronegatif gaz dediğimizde öyle gazları kast ediyoruz ki onların atomları ve molekülleri kararlı negatif iyonlar oluşturur. Bu gazlara örnek olarak oksijen, flor, SF_6 elegaz, hava vb. gösterebiliriz. Pratikte elektronegatif gazlar olarak, gaz karışımları kullanılır. Bu gaz karışımları elektronegatif bileşenler içerir. Örnek olarak bu bileşenler hava, azot ve helyum, karbon monoksit, karbon dioksit v.s. yaygın olarak kullanılan bileşenlerdendir. Kuvvetli elektrik alanlarında elektronegatif gaz ortamlarında gaz boşalmalarının tutuşması olaylarında iyonizasyon, kademeli iyonizasyon (atom ve moleküllerin uyarılması) yanısıra serbest elektronların moleküller üzerine konarak negatif iyonlar oluşturması ve negatif iyonların parçalanarak elektron açığa çıkarması olayları da söz konusudur [19,20,21].

Elektronların, elektronegatif gazların moleküllerine konması sonucu oluşan negatif iyonların hareketliliği, serbest elektronların hareketliliğinden iki-üç katı daha düşük bir değere sahip olur. Ortamda serbest elektronların sayısının azalması ve onların yerine negatif iyonların oluşması gibi fiziksel olaylar iyonizasyon akımının yükselmesini engelliyor, bunun sonucu olarak da boşalmanın meydana gelmesi zorlaşıyor. Kesin bir şekilde negatif ve pozitif yük taşıyıcıların rekombinasyon olasılığı yükselir.

Elektronegatif gazların bu durumların göz önüne alınarak elektro izolasyon tekniğinde kullanımı gaz halindeki dielektriklerin pratik açıdan önemli olan parametrelerinin, örneğin elektrik dayanımı ve ark söndürme özelliğini artırır. Bunun sonunda son zamanlarda elektronegatif gazlar, özellikle yüksek basınç değerlerinde elektro izolasyon tekniğinde en prespektif yüksek voltajlı izolasyon malzemesi gibi geniş kullanım spektrumunu kazanmaktadır.

Öte yandan kuvvetli elektrik alanlarında negatif iyonların parçalanması, serbest elektronların üremesi için mümkün olabilir mekanizmalardan biridir. Bu olay sonucu ek elektron çılgarının oluşması ve iyonizasyon akımlarının güçlenmesi mümkündür. Bazı durumlarda negatif iyonların parçalanması serbest elektronların üremelerinin en başlıca sebebi olup, elektrik boşalmasının oluşumunu gerçekleştiren temel faktördür [22,23,24].

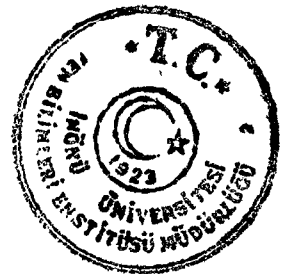
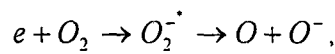


Elektronegatif gazların, negatif iyonlar oluşturmaları ve onların parçalanması gibi özellikleri bu gazların elektro izolasyon tekniği dışında bilim ve tekniğin diğer alanlarında da kullanım alanı bulunmasını ima eder. Bu durumda ister elektrik gaz boşalması olsun isterse olmasın işçi cismi olarak kuvvetli elektrik alanında gaz kullanılır.

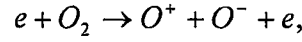
Elektronların konması sonucu oluşan negatif iyonlar ve onların parçalanması plazma titreşimin kararlılığını düzenliyor, radyasyon kimyasal lazerlerde işçi proses olarak görev yapıyor [25,26]. Elektro izolasyon lazerlerinde işçi rejime etki gösteriyor, [9] elektrik alanında elektro negatif gazlarda moleküllerin ayrıştırma hızını düzenlemek için kullanılır ki bu da gaz boşalma kimyasal reaktörlerinde çok önemli bir husustur [22].

Gazlarda serbest negatif iyonlar genellikle bir elektron fazlalığına sahip olurlar. Gazlarda negatif iyonların oluşması bir çok mekanizma ile gerçekleşiyor. Bunların içerisinde serbest elektronların tutulması, nötr moleküllerin ayrıştırılması ve onların tekrar yüklenmesi gibi mekanizmalar temel mekanizmalardan sayılır. İyonların enerji karakteristiği olarak elektronların bağ enerjisi kabul edilir. Atomun elektrona yakınlık derecesi denildiğinde, nötr atomun ve ona uygun iyonun tam enerjilerinin farkı anlaşılıyor. İşte bu enerji farkı elektronun kopması için gerekli olan bağ enerjisini verir. Kararlı negatif iyonlara enerji bağ değerinin pozitif işareti karşılık geliyor. Moleküller için elektron yakınlık derecesinin değeri elektronun kopması için gerekli enerji değerinden farklı olabilir. Bunun nedeni şöyle açıklanabilir. Nötr molekül ve uygun negatif iyon farklı temel durumlara sahip olabilir. Bir başka deyişle molekül ve iyonun potansiyel enerjisinin minimumlarına farklı çekirdekler arası uzaklık karşılık gelebilir. Molekülün elektrona yakınlık derecesi değeri de nötr ve moleküler negatif iyonun esas durumları arasındaki enerji farkına eşittir. Fakat bu enerji genellikle koparma enerjisinden farklı bir değere sahiptir. Negatif iyonların farklı fiziksel aspectleri [20,21,27] den verilmiştir. Şimdi ise kısaca O_2 , CO_2 de SF_6 negatif gaz ortamlarında negatif iyonların oluşması ve parçalanması durumlarına bakalım.

Oksijen ve oksijen içeren gaz karışımlarında O^- , O_2^- , O_3^- , O_4^- gibi çeşitli negatif iyonlar mevcuttur. Oksijende O^- iyonu

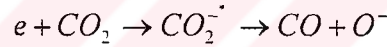


reaksiyonu şeklinde gerçekleşiyor. Bu reaksiyonun maksimum etkileşim kesiti, elektronun 6,7 eV'luk değerine karşılık gelir($1\text{eV}=1.6\times 10^{-19}\text{ J}$). Bu durumda oksijen molekülünün ayrılmasına enerjinin 5,1 eV'luk değeri harcanıyor. Elektronların enerjinin 17 eV'tan yüksek olduğu durumda O^- iyonunun oluşması



reaksiyonu şeklinde gerçekleşiyor. O_2^- iyonu, genelde enerjileri 5 eV'tan küçük olan elektronlarla oksijen moleküllerinin çarpışması sonucu oluşur. O_3^- iyonu ise, oksijen içeren karışımlarda ozon molekülüne elektron birleşmesi ile veya kompleks $O_2 \cdot O^-$ iyonunun oluşması sonucu meydana gelir. Benzer şekilde O_4^- ($O_2 \cdot O_2^-$) iyonunun oluşması gerçekleşir.

Karbondiyoksitte negatif iyonların oluşması dissosiyatif-birleşmesi mekanizması ile oluşur.



daha sonra ise çok dayanıklı klastiyer oluşumu gerçekleşir. (Burada klastiyerden kastımız CO_3^- şeklinde kompleks iyonun oluşmasıdır.)



Korona boşalması için karakteristik olan üçlü proseste bu reaksiyon hızlı bir şekilde gerçekleşiyor.

SF_6 ortamında SF_6^- ; SF_5^- , F^- negatif iyonlarına rastlanır [22,23]. Oda sıcaklıklarında genellikle SF_6^- iyonları oluşuyor ve SF_5^- 'nin miktarı SF_6^- 'ye göre daha düşük oluyor. Bu tür negatif iyonların oluşması için elektronların hızı ısısal değerine denk geliyor. (Yaklaşık enerji $\sim 0.1\text{eV}$ değerindedir.) Sıcaklığın artması ile SF_5^- ve F^- iyonlarının konsantrasyonu hızlı bir şekilde artıyor.

Hava ortamında gerçekleştirilen gaz boşalmalarında farklı azot oksitleri de negatif iyonlar oluşturur. Bu tür negatif iyonların oluşma mekanizmaları bir problem olarak karşımıza çıkmaktadır. Bu olayla ilgili sadece bunu söyleyebiliriz.



oksitlerine elektronların konması veya oksidasyon reaksiyonlarının bir sonucu olarak negatif iyonlar oluşmuştur.

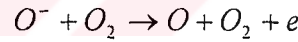
Tablo 1.1 'de farklı gaz ortamlarında oluşan negatif iyon türleri ve bunlara karşılık gelen iyonizasyon ve bağ enerjilerinin değerleri verilmiştir [22,23].

Tablo:1.1 Farklı negatif iyonlar için iyonizasyon enerjisi ve bağ aktivasyon enerjisinin değerleri

	O^-	O_2^-	O_3^-	CO_2O^-	NO_3^-	NO_2^-	NO^-	H^-	OH^-	SF_6^-	SF_5^-	F^-
W_i, eV	13,6	12,2	12,8	13,8*	13,9				13,2	19,6		17,4
$A.E., eV$	1,465	0,44	2,1	2,7	3,7	2,4	0,03	0,75	0,65	0,65	2,8	3,5

* CO_2 için iyonlaşma potansiyeli $W_i = 14,0eV$ ($1eV=1,6 \times 10^{-19}$ jul)

Çoğu kez iyonizasyon akımının artmasıyla, deneysel sonuçlar arasında bir uyumsuzluk görülüyor. Tabi ki iyonizasyon akımlarının deneysel olarak belirlenmesinde iyonlaşma katsayısı α_i ve tutulma katsayısı α_a dikkate alınıyor. Bu durumda iyonizasyon akımının teorik ve deneysel olarak belirlenmiş sonuçları arasındaki uyumsuzluğu gidermek için (örneğin, oksijen gaz ortamında) iyonizasyon olayları yanı sıra, dissosiyatif ayrılma ve de yeniden yüklenme ile ilgili olaylar da hesaba katılmalıdır.



Etkin ($\alpha_i - \alpha_a$) katsayısı yerine genelleştirilmiş

$$\alpha_{genel} = \alpha_i - \alpha_a - \alpha_d - \alpha_t$$

katsayısından yararlanmak gerekmektedir. Burada α_d ve α_t katsayıları uygun olarak disosiyatif ayrılma ve yeniden yüklenme ile bağlı katsayılardır.

Elektronegatif gaz ortamlarında gerçekleştirilen gaz boşalmalarının başlangıç aşamasında, gaz ortamında negatif iyonlarının parçalanmasının dikkate alınması gerekmektedir. Bu olayın dikkate alınmasıyla, oksijen ve hava ortamlarında elektron çığlarının oluşturduğu akımın deneysel olarak gecikme olayı açıklanabilmiştir [28,29]



Negatif iyonların parçalanması olayları değişik mekanizmalarla açıklanabilir. Bu mekanizmalar içerisinde auto-kopma mekanizması daha etkindir. Elektronların konması sonucu oluşan negatif iyonlar, çoğu kez uyarılmış durumda oluyorlar. Eğer uyarılmış negatif iyon uyarma enerjisini üçüncü bir cisme aktaramazsa, uyarılmış negatif iyon parçalanır. Uyarılmış iyonun yaşama süresi, uyarma enerjisinin dağılımının serbestlik derecesine bağlıdır. 9 serbestlik derecesine sahip SF_4^- negatif iyonu için yaşama süresi $17\mu s$, 15 serbestlik derecesine sahip SF_6^- için ise $25\mu s$ 'dir. Bilindiği gibi, auto-kopma olayları düşük basınçlarda daha etkin olacaktır. Ayrıca yüksek basınçlarda çarpışma ile ilgili darbe iyonizasyonu da söz konusu olabilir.

Çoğu durumlarda elektronun iyonda kopması, iyonun elektrik alanında biriktirdiği enerji hesabına gerçekleşebilir. Bu olay normalize olmuş elektrik alan şiddetine göre sınırlı bir değere sahiptir. Loeb'e göre bu tür mekanizma saf oksijen ortamında iyonda elektronun kopabilmesi için elektrik alan şiddetini basınca göre sınır değeri

$$\frac{E}{P} \approx (0,68 - 90) \frac{v}{cm \cdot Pa}$$

şeklinde belirlenir. Gerçekten de serbest uçuş yolunda iyonun biriktirdiği enerji

$$W_E = e \cdot E \cdot \lambda = e \cdot \frac{E}{P} \cdot P \cdot \lambda$$

Burada λ iyonun serbest uçuş yolu, P basınç, E elektrik alan şiddeti, e elektronun yüküdür. Oda sıcaklığında ve basıncın ($T=298^\circ K$) ve $P=10^5 Pa$ değerinde serbest uçuş yolu

$$\lambda = 6,8 \times 10^{-6} cm$$

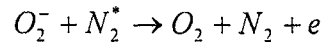
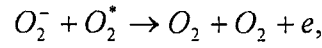
Bu durumda $W_E = 1,6 \times 10^{-19} \cdot 0,68 \cdot 10^5 \cdot 6,8 \times 10^{-6} = 0,74 \cdot 10^{-19} J \cong 0,46 eV$. Bu değerlendirmede çıkan sonuç şudur. *İyonun elektrik alanında biriktirdiği enerji moleküler oksijen iyonu için aktivasyon enerjisine yakın bir değerdir (0,44 eV).*

İyonların elektrik alan şiddeti etkisi ile doğrudan parçalanması elektrik alan şiddetinin çok büyük değerlerine karşılık düşer. Elektrik alan şiddetinin bu değerlerini hali hazırda gerçekleştirmek için yüksek derece havasız ortam koşulları gerekir. Öte yandan gazlarda bu tür ortam koşullarında dahi elektrik alan şiddetini büyük ölçüde arttırmak mümkün olmuyor. Bunun nedeni ultra pals gerilimlerinde dahi gerçekleşen boşalma olaylarına bağlıdır.

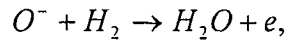
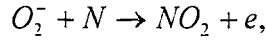
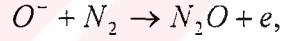
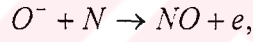
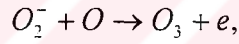
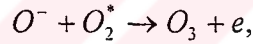


Basıncın atmosfer basıncına yakın değerleri için, elektronların iyonlardan kopması olayı büyük olasılıkla uyarılmış iyonların kendi aralarında çarpışması, uyarılmış iyon-elektron etkileşimi ve ışık etkisi mekanizmaları ile gerçekleştirmektedir. Fakat ister teorik açıdan, isterse de deneysel açıdan günümüzde bu olaylara yönelik yapılmış çalışmalardan, olayda hangi mekanizmanın daha etkin olacağı kanaatine varılamaz.

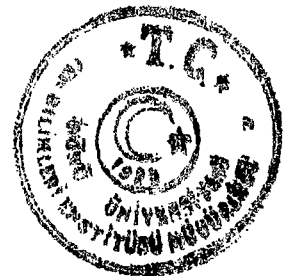
Oksijen ve oksijen karışımları içeren gazlar için metastabil durumda bulunan uyarılmış nötr moleküllerle iyonların çarpışması hesabına negatif iyondan elektron kopması sağlanıyor. Bu reaksiyon endotermik bir reaksiyondur. Çoğu kez bu reaksiyona elektronun doğrudan koparılması da denir [20,21].



Assosiyatif kopma reaksiyonu ise şöyle olur.



SF_6 ve $SF_6 + N_2$ karışımları için çarpışma ile iyonlarda elektronların kopma olayı zorlaşıyor. Bunun nedeni çok atomlu negatif iyonların geniş kararlı uyarılmış durumlarının olmasıdır. Böyle bir durumda enerjinin yutulması söz konusu olduğundan elektron kopamaz.



1.3 Problemin Oluşumu

1.2.1 ve 1.2.2 başlıklarında verilen bilgiler elektrik gaz boşalmaları etkisiyle polimer dielektriklerin yüzeylerinin kimyasal aktivasyonu ve de polimer dielektriklerde uzay hacim yüklerinin oluşmasını görüyoruz. Öyle ki hacim yüklerinin miktarı elektronegatif gaz ortamlarında daha yüksek değerlere sahip olur. Yüksek adhesiyon değerleri talep olunan alanlar için yapıdaki yük yoğunluğunun artırılması ve kararlılığı gerekmektedir. İzolasyon tekniğinde ise, etki nedeni ile yapıda oluşmuş bu uzay hacim yükleri yapıyı negatif yönde etkilemektedir. Amaca uygun özellikleri ortaya koyabilmemiz için teorik ve deneysel yöntemlerin gerçekleştirilmesine gereksinim duyulmaktadır.

Bize göre negatif iyonların yüzeyde parçalanmasına ilişkin teorik ve pratik açıdan bilimsel çalışmaların yetersizliği bu konunun daha detaylı incelenmesini gündeme getirmektedir. Bu nedenle tezde genel olarak aşağıdaki problemler incelenmiştir.

- a) Farklı gaz ortamlarında yüzeylerin kısmi ve korona boşalması etkisi ile aktivasyonunu gerçekleştiren deney düzeneğinin hazırlanması,
- b) İyonların difüzyonu dikkate alınarak unipolar koronanın diferansiyel denkleminin incelenmesi.
- c) Korona boşalmasında uzay hacim yüklerinin dağılımı.
- d) Koronanın taç örtüsündeki elemanter proseslerin mekanizmalarının ve bu proseslerin unipolar koronanın karakteristikleri üzerindeki etkisi.
- e) Farklı gaz ortamlarında (hava, hava+CO₂) kısmi ve korona boşalmaları etkisine maruz bırakılmış materyallerin adhesion özellikleri.
- f) Gaz boşalma kanalından dielektriğe injekte olmuş yüklerin deneysel incelenmesi.

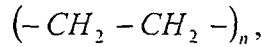


2. METARYAL VE METOT

2.1 Araştırma Materyallerinin Seçimi ve Onların Baz Fiziko-Kimyasal Özellikleri

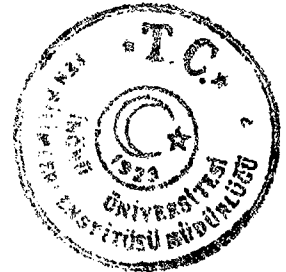
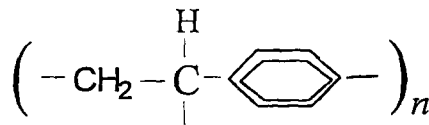
Araştırma materyalleri olarak sanayide geniş kullanım alanı bulan aşağıdaki polimer dielektrikler seçilmiştir. PE (polietilen), PS (polistiren), PET (polietilentereftalat) ve PI (polimid). Geniş polimer kütlesi arasında bu polimerlerin seçiminin nedeni ise onunla izah olunabilir ki seçilmiş bu polimerlerin, polimerlere özel fiziksel özelliklerin hepsini içermesidir. Bunu açıklayacak olursak bu polimerlere ilişkin bazı hususlar şöyle özetlenebilir. PE a polar olup kristallenebilir, PS zayıf a polar olup amorf yapıya sahiptir, PET polar olup kristal yapıya sahiptir, PI aromatik polimerdir. Termik özelliğine göre PI ve PET termoreaktif materyaldir. PE ve PS ise termoplastiktir. Elektriksel özelliğine göre bu seçilen malzemelerin tümü yüksek elektrik dayanımına sahiptir. Optik özelliklerine göre saydam ve safsızlıklardan yüksek derecede arındırılmışlardır. Kullanılan deney materyallerinin kalınlıkları şöyledir. PE 15µm, PS 20µm, PET 20µm, PI 40µm'dur. Sonraki aşamalarda alınan sonuçları yorumlayabilmek için kullandığımız polimer dielektriklerin bazı temel karakteristiklerini açıklayalım.

PE lineer karakteristik bir yapıya sahip olup termoplastiktir. PE apolar bir yalıtkan olup bir mono hücresinin kimyasal formülü şöyledir [30].



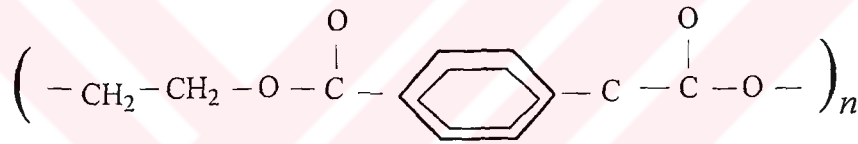
Molekül ağırlığı 20000-40000 arasında, $\rho_v = 10^{12} \Omega \cdot cm$, $\varepsilon = 2,3 - 2,4$, $\tan \delta = 0,0002 - 0,0005$ arasındadır. Düşük higroskopikliğe sahiptir. Asit ve bazların etkisine yeterince dayanıklıdır. PE yeterince elastığe sahiptir. Genelde yüksek frekanslı kablo izolasyonunda aynı zamanda indüktans bobinleri için karkasların hazırlanmasında vb. yaygın olarak kullanılmaktadır.

PS zayıf polar olup, amorf ve termoplastik bir polimerdir. Kimyasal yapısı dallanmış şekilde olup yapı formülü aşağıdaki gibidir [30].



Molekül ağırlığı 40000-150000 arasındadır $\rho_v = 10^{17} \div 10^{19} \Omega \cdot cm$; $\rho_s = 10^{17} \Omega$, $\tan \delta = 0,0001 - 0,0002$ arasında değişiyor. Pratik olarak hidroscopik değildir. Nemlilik oranı %90'a varması halinde dahi $\rho_s = 5 \cdot 10^{16} \Omega$ dur. PS yüksek ve ultra yüksek frekanslarda küçük bir kayıba sahip olan bir dielektrik gibi geniş kullanım alanı vardır. Ayrıca PS lak ve kompaund, büyük ölçüde kondansatör üretiminde kullanılır. PS'nin kondansatör tekniğinde kullanılmasının esas nedeni yüksek dirence ve küçük kayıp açısına sahip olmasıdır. PS'e has olan dezavantaj ise yumuşama değerinin küçük olmasıdır (75-85°C).

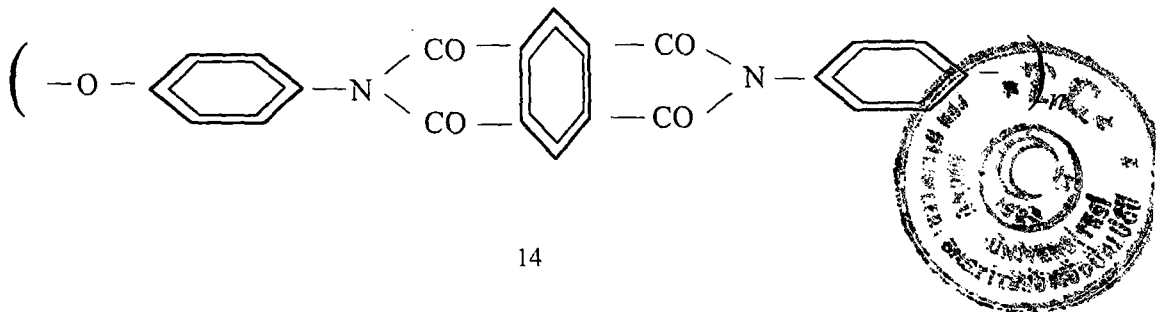
PET bir başka deyişle lafson olarak da isimlendirilir. Polar olup kristal yapıya sahiptir. Termoplastik bir polimerdir .Kimyasal yapısı dallanmış olup sembolik olarak aşağıdaki gibi gösterilir [30].



Molekül ağırlığı 30000 olan PET yeterince mekanik mükemmelliğe ve yüksek (~200°C) yumuşama sıcaklığına sahiptir. Bu bir dipol dielektriktir. Normal sıcaklıkta (298°K) ve frekansın 50Hz değerinde PET'in dielektrik sabiti 3,1, $\tan \delta = 0.002$ yoğunluğu $d = 1.4 \frac{gr}{cm^3}$ dur. PET genelde elyaf ve filmlerin üretilmesinde kullanılır.

PET'in kondansatör teknolojisinde kullanımı perspektif olarak gözüküyor. Bunun nedeni, çalışma sıcaklığının yüksek limit değerleriyle (125-130°C) belirlenir. Yüksek sıcaklıklarda PET hava koşullarında oksitlenir.

PI polar olup, amorf bir yapıya sahiptir. Termoreaktif bir polimerdir. Kimyasal formülü aşağıdaki gibidir [30]



$\rho_v=10^{18}$ 1/ Ω cm , $\epsilon=3.5$ 50 Hz de $\tan\delta=0.002$ dir. Maksimum çalışma sıcaklığı 220 °C 'dir. Polimidin özgül ağırlığı 142 gr/cm³, esas kullanım alanı uçakların elektrik kablolarının izolasyonunda, elektrik makinalarının fazları ve fazlar arası izolasyonunun sağlanmasında, esnek baskı devre plaketlerinin hazırlanmasında, manyetik bantlarda vs. kullanılır. Termik ve elektrik gaz boşalmaları etkisiyle PI organik bir yarı iletkene dönüşür [22]. Organik yarı iletkenlerin dielektriklere göre en önemli özelliği, onda hareketli π - elektronlarının olması ve moleküller arası yük taşıyıcıların kolay geçiş yapabilmeleridir.

2.2 Gaz Boşalması Etkisi ile Polimer Dielektriklerin Yüzey Özelliklerinin Değişiminin İncelenmesi Yöntemleri

Farklı fizikokimyasal yapıya sahip polimer dielektriklerin elektrik gaz boşalmaları etkisiyle yüzey özelliklerinin modifikasyonuna ilişkin bölüm 1.3'de belirlenen problemlerin yapısı, tezde yapılacak deney yöntemlerini belirledi.

Araştırmalar dört çeşit deneyler içeriyor ki bu deneylerin amacı farklı ortamlarda gerçekleştirilen farklı gaz boşalmaları etkisiyle incelenen polimer dielektriklerin serbest yüzey enerjisinin yükseltilmesinde hacim yüklerinin rolünün belirlenmesidir. Başlangıçta (6x2)cm şerit şeklinde kesilmiş polimer dielektriğin yüzeyi etil alkolü ile temizlenir. Daha sonra bu şeritten (2x2)cm boyutlarında bir parça kesilerek yüzey ıslatma açısı ölçülür. Böylece incelenen her bir polimer dielektrik için başlangıç işletme açısı ve dolayısıyla başlangıç serbest yüzey enerjisi belirlenir. Şeridin geriye kalan kısmı (4x2) cm vakum tüpü içerisinde bulunan elektrotlar arasına yerleştirilerek hava ortamında DC ve AC kısmi boşalma etkisine maruz bırakılır. Her polimer dielektrik için boşalma etkisiyle indüklenmiş yüzey potansiyeli ve yüzey ıslatma açısı ölçülür. Uygun deneyler korona boşalması içinde gerçekleştirilir. Ayrıca polimer dielektriklerin yüzey özelliklerinin modifikasyonun, boşalmanın gerçekleştiği ortamın nasıl etkileyeceğini belirlemek için boşalma hava+CO₂ ortamında gerçekleştirilmiş ve farklı boşalma çeşitleri (kısmi ve korona) için deneyler tekrarlanmıştır.



materyal yüzeyi boşalma etkisine maruz bırakılır. Ortamdaki basıncın değerlendirilmesi başlangıç boşalma gerilimine göre Pashen eğrisinden belirlenir (şekil 3.1).

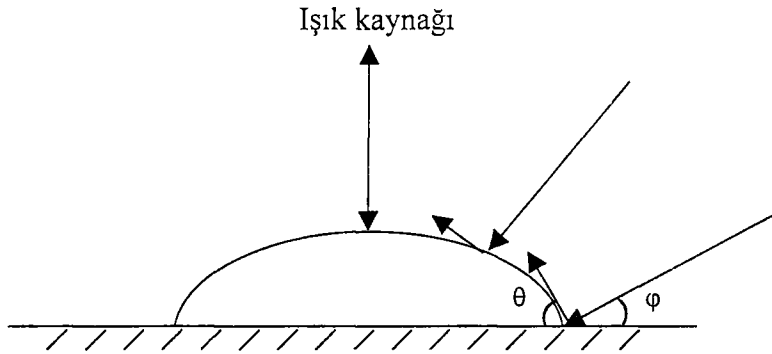
2.2.2 Yüzey ıslatma açısının ölçümü

Islatma açısına göre; metalik örtünün dielektrik tabana olan adhesiyonu genelde, dielektriğin serbest yüzey enerjisi ile belirlenir. Yukarıda söz edildiği gibi, bu serbest yüzey enerjisini belirli derecede yükseltmek amacı ile farklı fizikokimyasal yöntemler kullanılır [9,12].

Adhesiyon özelliklerinin değerlendirilmesinde kullanılan yöntemler, dağıtıcı ve dağıtıcı olmayan olmak üzere iki gruba ayrılır. Dağıtıcı yöntemlerde (koparma makineleri, metalik örtünün tabandan kazınması vs) yüzey metalik örtü ile kaplatıldıktan sonra metalik örtü ile taban arasındaki adhesiyon kuvveti değerlendirilir. Dağıtıcı olmayan yöntemlerde ise, tabanın metalik örtü ile kaplanmasından önce, farklı gaz ortamlarında SF_6 , $SF_6 + N_2$, Ar , $CO + N_2$ farklı düşük sıcaklıklı elektrik boşalmaları (koron, kısmi, közeren) etkisi ile yüzeyleri aktifleştirilmiş dielektriklerin serbest yüzey enerjisini belirlemek amacı ile, deneysel olarak ölçülmüş yüzey ıslatma açısı θ ile serbest yüzey enerjisi W arasındaki

$$W = \sigma(1 + \cos\theta)$$

bağıntısından yararlanılır. Burada W - serbest yüzey enerjisi, σ - yüzey gerilme katsayısı, θ yüzey ıslatma açısını temsil eder. (saf su damlası için 20 °C'de $\sigma=72.75 \times 10^{-3} \text{ N/m}$)



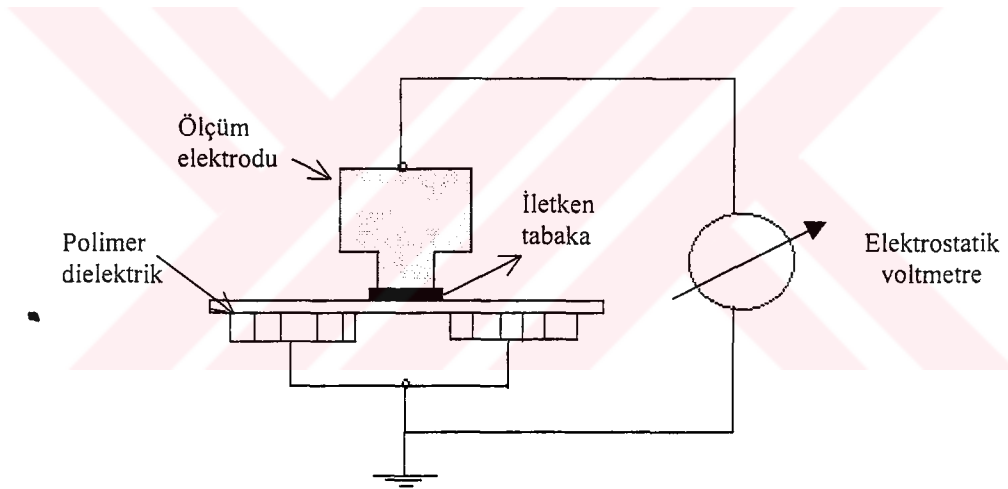
Şekil 2.2 Katı dielektrik yüzey üzerinde saf su damlasının görünümü



Yüzey adhesiyonunun değerlendirilmesinde tahrip edeci olmayan yöntem kullanılmıştır. Bu durumda yüzey ıslatma açısının belirlenmesi şekil 2.2’de gösterildiği gibi dielektrik yüzey üzerinde bulunan sabit ağırlıklı saf su damlasının üzerinden yansıyan ışının algılanması ile gerçekleştirilir. Bu ölçme işlemi, 0-90° açı aralığında değişen lazer ışık kaynağı ile sağlanmıştır.

2.2.3 Yüzey potansiyelinin ölçümü

Kısmi boşalma etkisine maruz kalmış dielektrik malzemelere gaz boşalma bölgesinden injekte olmuş hacim yüklerinin deneysel olarak incelenmesi nitelik açısından yalnız (PET) için gerçekleştirilmiştir. Bu nedenle incelenecek polimer dielektrik vakum yağı yardımıyla çapı 14mm olan ve 60°C’ye kadar ısıtılmış elektrot yüzeyine yapıştırılır. Daha sonra elektrotlar presforma altında pürüzsüz (cılalı) metalik yüzeye sıkıştırılır. Presforma altında $\approx 12-15$ saat tutulan bu elektrotlardan simetrik elektrot sistemi oluşturuldu.



Şekil 2.3 Yüzey potansiyeli değişiminin ölçülmesi

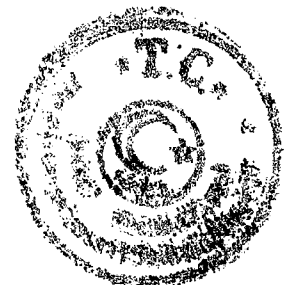
Hazırlanan elektrot sistemi vakum tüp içerisine yerleştirilerek atmosfer basınçlı hava ortamında DC kısmi boşalma gerçekleştirilen yüksek gerilim ünitesine bağlanır. (Şekil 4.4) PET polimer dielektriği için $u_t=3kV$ olarak gerçekleştiriliyor. Polimer dielektriklerin boşalma etkisine maruz kalma süresi uygun olarak 5 dakika, 15 dakika, 1 saat, 3 saat ve 6 saat olarak gerçekleştirilmiştir. Benzer koşullarda boşalma etkisine



aynı zamanda iki numune maruz bırakılır ve böylece dielektriğe injekte olmuş yüklerin miktarı iki pozitif ve iki negatif elektrota gerçekleştirilmiş oluyor.

Belirli [$t_r=5;15;60;180$ (dk)] süre boşalma etkisi gerçekleştirildikten sonra, numuneli elektrot sistemi yüksek gerilim ünitesinden çıkarılarak, iletken boya yardımı ile polimer üzerine çapı 10mm ve direnci $\approx 1-10$ Ohm olan ölçü elektrodu kaplanır. Ölçü elektrotları kaplandıktan sonra numuneler ölçüme tabi tutulur.

Numuneye paralel olarak elektrostatik voltmetre bağlanıyor. Voltmetre bağlandıktan sonra numune kısa devre yapılır ve kısa devre açıldığı andan itibaren süre ve voltmetrenin gösterişi fiks ediliyor. Eğer ölçülen potansiyeller farkı voltmetrenin göstergesini geçerse, o zaman numune tekrar kısa devre yapılıyor ve daha sonra yüzey potansiyelinin ölçümüne devam ediliyor.



3. KİSMİ VE KORONA BOŞALMALARI HAKKINDA TEMEL FİZİKSEL BİLGİLER

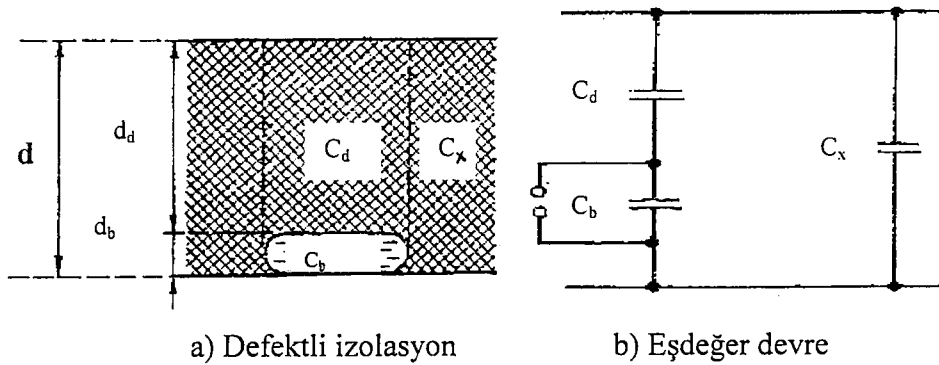
Bölüm 1.1’de belirtildiği gibi polimer dielektriklerin mevcut yüzey özelliklerinin değişimi genelde kimyasal ve fiziksel yöntemlerle sağlanıyor. Fakat literatürden de anlaşıldığı gibi polimer dielektriklerin yüzey özelliklerinin modifiyesinde fiziksel yöntemlerden olan düşük sıcaklık kısmi ve korona boşalmalarından yararlanmak daha uygundur. Kısmi ve korona boşalmalarının elektronegatif gaz ortamlarında gerçekleştirilmesi durumlarında materyallerin yüzey özelliklerindeki değişimler daha etkin olmaktadır. Bu nedenle bu bölümde kısmi ve korona boşalmalarının temel karakteristikleri hakkında genel bilgiler verilir. Ayrıca korona boşalmasıyla ilgili özel durumlarda iyonların difüzyonu dikkate alınarak unipolar koronanın diferansiyel denklemi analiz edilmiştir.

3.1 Kısmi Boşalma Kavramı ve Temel Karakteristikleri

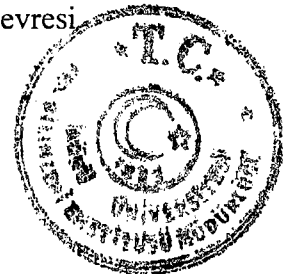
3.1.1 Kısmi boşalma kavramı

İzolasyonda kısmi boşalma (k.b) kavramı, yüzeydeki yerel boşalma veya izolasyon hacmindeki korona, kayan boşalma veya farklı potansiyelli elektrotlar arasında izolasyonun bir kısmını şuntlayan izolasyon elemanların delinmesi kavramlarını içermektedir [31,32].

Kısmi boşalmanın incelenmesinde C_x kapasiteli dielektriğin eşdeğer şeması şekil 3.1’de verilmiştir.



Şekil 3.1 İç kısmi deşarjlı bir düzenleme ve eşdeğer devresi



İzolasyonda kısmi boşalma, elektrik delinme veya örtülme dayanımı zayıf olan yerde tutuşur. (örneğin nemlenmiş tabakalarda veya dielektrik içerisindeki hava bağlamalarında), sonraki yorumlarımızda, kısmi boşalmanın tutuştuğu zayıf elektrik dayanımlı yalıtkan elemanını “bağlamalar” diye adlandıracğıız.

Eşdeğer şemadan görüldüğü gibi C_x kapasitansı üç kapasitansla ifade edilir. Eşdeğer devrede, C_b kısmi boşalmanın tutuştuğu dielektrik elemanın sığası, C_d bağlamalara seri olarak bağlanan kısmın sığası ve C_g dielektriğin bağlamalar içermeyen kısmının sığasıdır. Genelde C_g sığasına geometrik sığa denir. Böylece eşdeğer devreye göre

$$C_x = C_g + \frac{C_d C_b}{C_d + C_b} \quad (3.1)$$

Kısmi boşalmasının tutuşması için bağlamalarda (bak şekil 3.1) gerilimin değeri $U_{b,a}$ ateşleme gerilimine eşit veya ondan büyük olmalıdır. Kuvvet çizgilerine dik yerleştirilmiş tabaka şeklindeki bağlamalardaki elektrik alan şiddeti vektörüyle dielektriğin sağlam bölgesine karşı düşen elektrik alan şiddeti vektörü arasındaki bağıntı

$$\frac{E_b}{E_d} = \frac{\epsilon_d}{\epsilon_b} \quad (3.2)$$

şeklindedir. Burada ϵ_b ve ϵ_d uygun olarak gaz bağlamasının ve dielektriğin dielektrik sabitleridir.

Dielektrik yapısındaki gaz bağlamaları için $\epsilon_d > \epsilon_b$ olduğundan $E_b > E_d$ olacaktır. Dielektrik yapısındaki gaz bağlamalarına karşı düşen elektrik alan şiddeti ile ortalama elektrik alan şiddeti arasındaki oran tabi ki dielektriğin ve bağlamaların kalınlıkları oranı ile belirlenecektir. Böylece d_d dielektriğin gaz bağlamaları ile elektrik alan şiddetinin kuvvet çizgileri doğrultusunda seri kısmının kalınlığı, d_b gaz bağlamalarının kalınlığı ve U izolasyon tesisine uygulanan gerilim olmak üzere, şekil 3.1’de verilmiş eşdeğer devre için.



$$E_b = \frac{UC_d}{d_b(C_d + C_b)} = \frac{U \cdot \epsilon_d / d_d}{d_b \left(\frac{\epsilon_d}{d_d} + \frac{\epsilon_b}{d_b} \right)} = \frac{U \epsilon_d}{\epsilon_b d_d + \epsilon_d d_b} \quad (3.3)$$

yazabiliriz. Bağlamlardaki elektrik alan şiddeti vektörünü, E_b yapıdaki ortalama $E_{ort}=U/(d_d+d_b)$ - elektrik alan şiddetine olan oranı

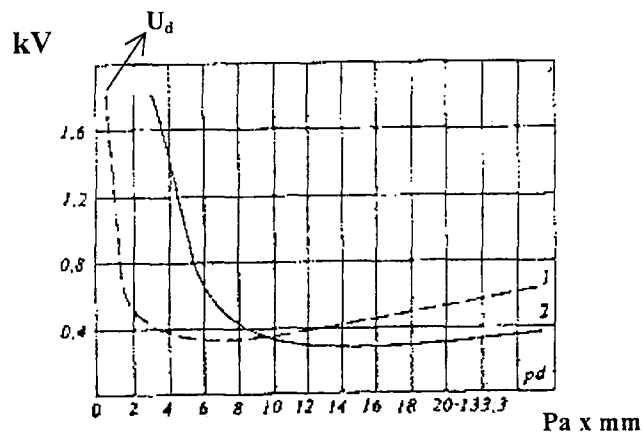
$$\frac{E_b}{E_{ort}} = \frac{1 + d_b / d_d}{\frac{\epsilon_b}{\epsilon_d} + \frac{d_b}{d_d}} \quad (3.4)$$

şeklinde ifade edilir. Böylece E_b/E_{ort} oranının d_b/d_d oranında bağımlı olduğu açıkça gözükmemektedir. Eğer $d_b/d_d \ll 1$ ise bu durumda $E_b/E_{ort} = \frac{\epsilon_d}{\epsilon_b}$ olduğu alınır.

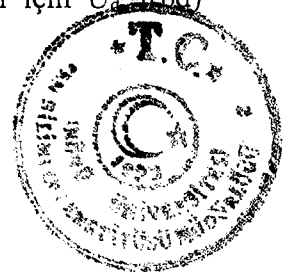
Eğer izolasyon tesisinde teknolojik nedenlerden kaynaklanan defektler veya bir başka deyişle gaz bağlamaları, küresel veya ellipsoidal biçimlerde ise, E_b/E_{ort} oranı için

$$\frac{E_b}{E_{ort}} = \frac{3 \epsilon_d}{\epsilon_b + 2 \epsilon_d} \quad (3.5)$$

ifadesi geçerlidir. İzolasyon tesislerinde söz konusu olan bağlamalardaki gazların elektrik dayanımı, birbirinden ayrı tür gazla yalıtılmış metalik elektrotlar sistemindeki elektrik dayanımı ile yaklaşık olarak aynıdır.



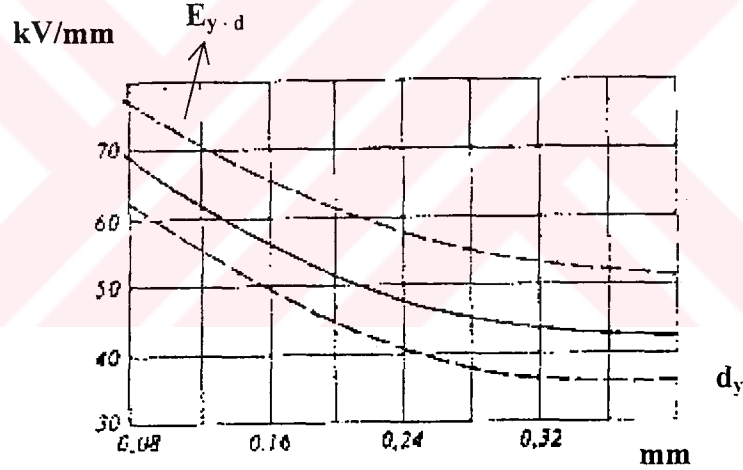
Şekil 3.2 Homojen elektrik alanında hava ve hidrojen gazları için $U_d=f(pd)$ eğrileri (1-Hava, 2-Hidrojen) [31].



Eğer tesisteki kısmi boşalmanın tuttuğu hava bağlamalarında elektrik alanı düzgün ise o halde bağlamanın delinme gerilimi hava bağlamasının geometrik boyutları ve hava bağlamalarındaki gazın basıncına bağlı olur. Bu bağımlılık Pashen kanunuyla belirlenir. (Delinme gerilimini, gaz bağlamalarındaki basınçtan ve bağlamaların kalınlığından bağımlılığı ifade eder.) $U_d = F(pd)$ eğrileri hava ve hidrojen gazları için şekil 3.2.'de verilmiştir [31].

Tesisteki gaz bağlamalarının kalınlıklarının birkaç μm olması ve bağlardaki gaz basıncının atmosferik basınca yakın değerleri için delinme geriliminin değeri $U_d = f(pd)$ eğrisinin minimumu yakınında olup, $\sim 250\sim 300$ V'tur.

Tesisteki gaz bağlamalarının ince tabaka şeklindeki sıvı dielektrik olduğu durumlarda (3-2) , (3-5) formülleri geçerliliğini korurlar. Sıvı dielektriğin de delinme gerilimi önemli derecede gaz bağlamasının kalınlığının azalmasıyla artış gösterir. Örneğin şekil 3.3. de gaz yağı için delinme geriliminin, yağ tabakasının kalınlığına göre değişim grafiği verilmiştir.



Şekil 3.3. Düzgün elektrik alanı uygulanmış yağ tabakası ile sınırlı elektrot sisteminde delinme geriliminin değişimi [31].

Şekil 3.1.'de görüldüğü gibi tesisteki gaz bağlanmasının (C_b) delinme zamanı açığa çıkan iyonlar, gaz bağlamasının iç yüzeylerini yüklerler şarj ediyor. Böylece dış elektrik alan şiddetini azaltacak yönde elektrik alanı oluştururlar [33]. Çoğu kez C_b kapasitesinin deşarjından sonra oluşan akım yoğunluğu yeterince olmuyor ki bunun sonucunda da bağlamadan tutuşan boşalma kısa bir sürede sönümlenir. Gaz bağlamalarının kapasitanslarının küçük olması dolayısıyla bağlamalar yüzeyinde varı



iletken tabakanın oluşturulması olası boşalmanın kararlı biçimde tutuşmasını gerçekleştiremez. Delinme sonrası bağlamadaki gerilimde düşüş gözlenir. Bu düşüş gerilimin sıfır değerinde değil, belirli bir $U_{b.s.}$ değerine kadar azalıyor ki gerilimin bu değerinde gaz bağlamasındaki tutuşan boşalma sönümlenir.

Gaz bağlamalarının kalınlığının $\sim 10 \div 100$ mm değerleri için bağlamadaki ateşleme gerilimi $U_{b.a.}$ ile $U_{b.s.}$ sönüm gerilimi arasındaki bağıntı

$$U_{b.s.} = (0,1 \div 0,9) U_{b.a.} \quad (3.16)$$

şeklinde ifade edilebilir.

Tesisin elektrotlarına uygulanarak tesiste kısmi boşalmasının tutuşmasına neden olan gerilime kısmi boşalma gerilimi denir ve $U_{k.b.}$ şeklinde gösterilir. Kısmi boşalma gerilimi $U_{k.b.}$ ve bağlamadaki eşdeğer şemadan yararlanılarak oluşturulabilir.

$$U_{k.b.} = U_{b.a.} \frac{C_d + C_b}{C_d} \quad (3.17)$$

Çoğu durumlarda gaz bağlamalarının delinme süreleri $\sim (3 \div 10) \cdot 10^{-9}$ s değerlerinde olur.

3.1.2 Kısmi boşalmaların temel karakteristikleri

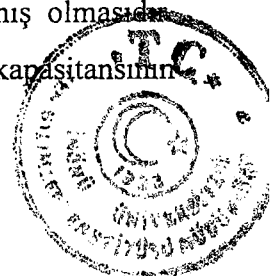
Her birim kısmi boşalma, bağlamadan q yükünün geçmesine ve de tesisin elektrot sisteminde gerilimin ΔU_x kadar değişimine neden olacaktır.

Eğer $C_g \gg C_b$ ve $C_g \gg C_d$ ise o zaman kısmi boşalmaya karşı gelen yük

$$q = (C_b + C_d) (U_{b.a.} - U_{b.s.}) = (C_b + C_d) \Delta U_b \quad (3.18)$$

Pratik olarak q yükü doğrudan ölçülmez, çünkü q yükünün geçmesi tesis hacmindeki olaylara bağlıdır.

Kısmi boşalmanın tutuştuğu an, incelenen tesisin elektrotlarında yükün sabitliği varsayılabilir. Bunun nedeni incelenen tesisin kapasitesinin, devrenin diğer kapasitanslarından bağlama kablolarının indüktansları yardımıyla ayrılmış olmasıdır. Bu nedenle ΔU_x geriliminin değişimi, kısmi boşalma nedeniyle tesisin kapasitesinin



artması hesabına gerçekleşecektir. (Bu durum eşdeğer devrede C_b kapasitansının şöntlenmesine karşılık gelir.)

Fakat ilerdeki incelemelerde kolaylık sağlanması açısından, ve tesisteki gerilim değişiminin tesis elektrotlarında $q_{k,b}$ sanal yükünün değişmesi ile bağlı olduğunu varsayacağız.

Bu durumda C_x kapasitansı sabit kabul edilecektir. Ve C_x ile ΔU_x arasındaki bağıntı şöyle olacaktır.

$$\Delta U_x = \frac{q_{k,b}}{C_x} \quad (3.19)$$

$q_{k,b}$ ile q arasındaki bağıntıyı bulalım. Bu nedenle kısmi boşalmasının tuttuğu an C_b kapasitansı üzerinde gerilimin azalmasını, $\Delta U_b = U_{bt} - U_{bs}$ şeklinde belirleyelim. Bu durumda ise demek kısmi boşalmanın tuttuğu an C_g 'den C_d 'ye yük aktarılacaktır. Yükün böyle aktarılması ise tesis üzerindeki ΔU_x geriliminin değişimine neden olacaktır. C_g 'den C_d 'ye aktarılan yükün sanal yüke eşit olduğunu kabul ederek ve de (3.18) formülünden yararlanılarak $q_{k,b}$ ile q arasındaki bağıntı aşağıdaki şekilde ifade edilebilir.

$$q_{k,b} = \Delta U_x \cdot C_x = \Delta U_b \cdot C_d = q \cdot \frac{C_d}{C_d + C_b} \quad (3.20)$$

Eğer yapıdaki gaz bağlaması (hava boşluğu), elektrik kuvvet çizgileri doğrultusuna dik olacak şekilde bir tabaka ise o zaman C_d ve C_b kapasitansları için birim yüzey alanı kapasitansından söz etmek gerekir. Bu durumda (3.20) ifadesi şöyle olacaktır.

$$q_{k,b} = q \cdot \frac{\frac{\epsilon_d}{d - d_b}}{\frac{\epsilon_d}{d - d_b} + \frac{\epsilon_b}{d_b}} = \frac{q}{1 + \frac{\epsilon_b}{\epsilon_d} \left(\frac{d}{d_b} - 1 \right)} \quad (3.21)$$

Tesiste tutuşan her bir kısmi boşalma sonucu, belirli bir $W_{k,b}$ enerjisi açığa çıkar. Açığa çıkan bu enerji kısmen di elektriğin ısınmasına büyük bir kısmı da dielektrik yapısının bozunmasına harcanır. Eğer $C_g \gg C_d$ ise,



$$W_{k.b} = W_{u.k} - W_{son} = \frac{C_d + C_b}{2} (U_{bt}^2 - U_{bs}^2) \quad (3.22)$$

Eğer $U_{bt} = U_{bs}$ ise (1.7) formülünden yararlanılarak,

$$W_{k.b} = q_{k.b} \cdot U_{k.b} \quad (3.23)$$

Eğer $U_{bt} \gg U_{bs}$ ise (1.7) ifadesine göre

$$W_{k.b} = q \cdot \frac{U_{bt}}{2} = q_{k.b} \cdot \frac{U_{k.b}}{2} \quad \text{olur.} \quad (3.24)$$

Sözü edilen nicelik karakteristikleri yanı sıra kısmi boşalmanın nitelik karakteristikleri de vardır.

Bu karakteristikler içerisinde kısmi boşalmanın frekansı, k.b. ortalama akımı, kısmi boşalmanın ortalama gücü ve kısmi boşalmanın guadratik parametreleri önemli karakteristiklerdendir.

Kısmi boşalmanın frekansı $n_{k.b.}$ birim zamandaki kısmi boşalma implusları sayısına eşit olur.

Kısmi boşalmanın ortalama akımı

$$I_{k.b} = \frac{1}{t_1} (|q_{kb1}| + |q_{kb2}| + \dots + |q_{kbm}|) \quad (3.25)$$

şeklinde ifade edilir.

Eğer tüm kısmi boşalma yükleri aynı ise kısmi boşalmanın ortalama akımı için

$$I_{k.b} = n_{kb} \cdot q_{kb} \quad (3.26)$$

bazı boşalmanın ortalama gücü

$$P_{k.b} = \frac{1}{t_1} (q_{kb1} U_1 + q_{kb2} U_2 + \dots + q_{kbm} U_m) \quad (3.27)$$

Burada $U_1, U_2, \dots, U_m$ boşalma anlarındaki gerilimlerin anlık değerleridir.



Kısmi boşalmanın kuadratik parametreleri

$$D_{k,b} = \frac{1}{t_1} (q_{kb1}^2 + q_{kb2}^2 + \dots + q_{kbm}^2) \text{ olur.} \quad (3.28)$$

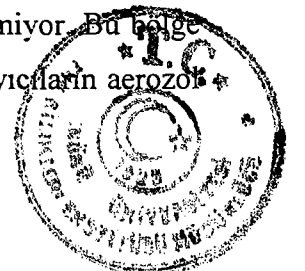
Eğer tüm boşalmalar aynı $|q_{k,b}|$ değerine sahipse

$$D_{k,b} = n_{k,b} \cdot q_{kb}^2 \text{ olur.} \quad (3.29)$$

3.2 Korona Boşalması ve Bu Boşalmanın Temel Karakteristikleri

Gaz ortamlarında atmosfer basıncına yakın basınçlarda eğrilik yarı çapı küçük olan elektrodun potansiyelinin belirli bir değere varması durumunda ortamda gözlenen elektrik boşalmasına korona boşalması denir. Korona boşalmasının anlamı, gazla doldurulmuş non-homojen çok yüksek alanlı elektrot açıklığında iyonizasyon ve uyarılma olaylarının tümünü içeriyor. Korona boşalması, iğne-düzlem, iğne-iğne, küre-düzlem, küre-küre, iletim hattı-toprak konfigürasyonları için incelenmektedir. Korona boşalmasının bu tip elektrot açıklıklarında incelenmesi korona boşalmasının esas karakteristiklerini belirlemeye imkan sağlar [23].

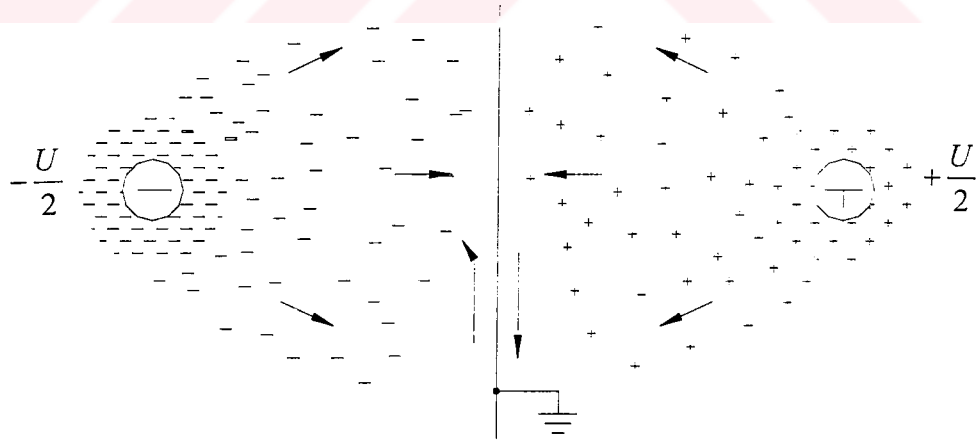
Elektrik alanının çok düzensiz olmasıyla korona boşalma aralığı genel olarak iki esas bölgeye ayrılabilir. Bu bölgeler hem dış görünüşlerine göre, hem de fiziksel olayların etkinlik derecesine göre birbirinden kesin farklılıklar gösteriyor. Birinci bölge küçük yarı çaplı elektrodu kuşatıyor. Bu bölgenin elektrik alan şiddeti yüksek değere sahiptir ve genellikle bu bölgede moleküllerin elektron darbelerine maruz kalmaları sonucu iyonize ve uyarılması olayları gerçekleşiyor. Uyarılmış moleküllerin ışık yayması sonucu, küçük yarı çaplı elektrot bir taçla örtülmüş gibi gözüküyor. Bu bölgeye taç örtüsü adı verilir. Boşalmanın taç örtü tacı bölgesinde, foto-iyonlaşma, rekombinasyon, negatif iyonların oluşması ve parçalanması, iyonların kuvvet çizgileri doğrultusunda hareketi (drift) vb. olaylar da gerçekleşir. İkinci bölge ise, dış bölge adını alır ve bu bölge moleküllerin iyonlaşması ve uyarılması olaylarını içermiyor. Bu bölge için karakteristik özellik nispeten zayıf elektrik alanı etkisi ile yük taşıyıcıların aerosol



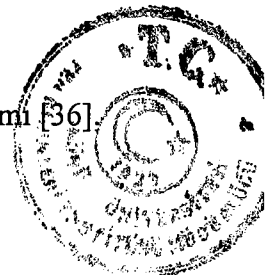
partiküllerin kuvvet çizgileri doğrultusunda hareketidir. Çoğu zaman bu bölgeye uzay hacim yük bölgesi de denir. Bu bölgede uzay hacim yükleri farklı yoğunlukta sürekli bir dağılıma sahiptir. Hacim yüklerinin kuvvet çizgileri doğrultusundaki nitelik karakteristikleri elektrik alan şiddetinin dağılımı ile aralıktaki gazın çeşidi ile, aralıktaki aerosol partiküllerin bulunması vb. belirleniyor [33,34,35].

Korona boşalmasının karakteristik bölgesi olan taç örtüsünde elektrik alanının değerlendirilmesi bu bölgede söz konusu olan tüm fiziksel prosesleri açıklar. Koronanın dış bölgesindeki hacim yüklerinin oluşturduğu elektrik alan şiddetinin, dış elektrik alan şiddeti üzerindeki etkisi deneysel formüllerle belirlenir. Çoğu kez de oluşturduğu zorluklardan dolayı hiç hesaba katılmıyor. Kısaca bu konuya yönelik şunları söyleyebiliriz. Korona boşalmasındaki söz konusu olan temel prosesler yeterince karmaşıktır, ve henüz tamamen çözülmüş değildir [34,35].

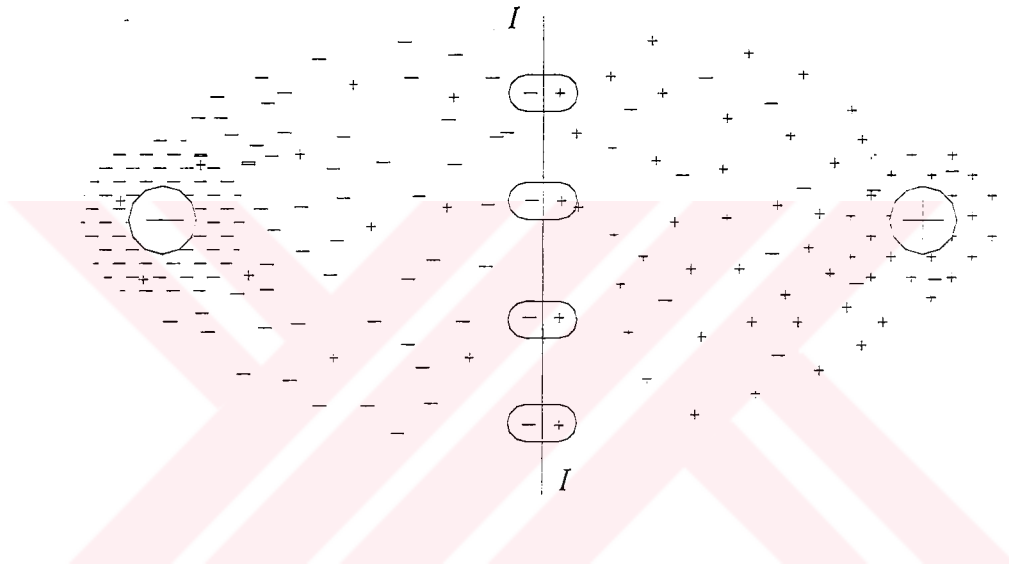
Korona boşalması küçük yarı çaplı elektroda uygulanan gerilimin polaritesine bağlı olarak negatif ve pozitif korona adı altında bilinmektedir. Bu ve diğer koronanın esas belirleyici özelliği, korona oluşturuçu elektrotlar açıklığına uygulanan gerilimin polaritesidir. Ayrıca gerilimin polaritesi dışında elektrotlar arası açıklıktaki gazın cinsi ve durumu da koronanın esas karakteristiklerini belirleyici faktörler arasında öncelikli yer almaktadırlar.



Şekil 3.4a Unipolar korona boşalmasında uzay hacim yükünün dağılımı [36].



Korona'nın esas karakteristiği dediğimizde volt-amper karakteristiği, elektrotlar açıklığındaki uzay hacim yüklerinin yük yoğunluğu, elektrik alan şiddetinin küçük yarı çaplı elektroduna olan uzaklığa göre değişimi kastediliyor [34]. DC gerilimde korona boşalmasının iki çeşidi vardır. Unipolar ve bipolar. Unipolar korona durumunda tüm korona oluşturuvcu elektrot aynı işaretli potansiyel altında oluyor. Bu durumda dış korona bölgesi tamamen aynı işaretli yüklerden oluşuyor. Bu yüklere dış bölgenin unipolar yükleri denir. Şekil 3.4a'da bu unipolar yüklerin elektrik alanındaki hareketleri elektrik boşalmasının akımını oluşturur.



Şekil 3.4b Bipolar korona boşalmasında uzay hacim yükünün dağılımı [36].

DC akımın oluşturduğu bipolar korona ise iki ve daha çok küçük yarı çaplı elektrotlara farklı işaretli DC gerilimin uygulanması ile oluşur. Bu durumda korona'nın dış bölgede zıt yüklere yüklenmiş her iki işaretli iyon akısı meydana gelir. Şekil 3.4b

3.2.1 İyonların difüzyonu dikkate alınarak unipolar korona'nın diferansiyel denklemi

Korona boşalmasının dış elektrik parametrelerine taç örtüsünde iyonların ve elektronların difüzyonunun nasıl etki ettiği tamamen çözülmüş değildir. Bazı deneylere göre elektronların ve iyonların taç bölgesinden dış bölgeye difüzyonu iyonların hareketliliğinin yükselmesine ve de küçük aralıklı elektrot sisteminde korona akımının



yükselmesini belirtmektedir. İyon yoğunluğunun, silindirik tüpün yarı çapı doğrultusundaki dağılımının da non-homojen olduğu belirlenmiştir [21]. Bir başka deyişle koronanın dış bölgesinde iyonların konsantrasyonun da bir gradyant mevcuttur. Bundan dolayı koronanın taç örtü bölgesinde iyonların ve elektronların konsantrasyonundaki gradyant daha etkili olacaktır. Böylece unipolar korona alanında iyonların difüzyonunu dikkate alarak unipolar koronanın diferansiyel denkleminin çözümü ve analizinin bilimsel açıdan enteresan olacağı düşünülüyor.

Silindirik elektrot sisteminde, koronanın dış bölgesinde radyal doğrultuda yük yoğunluğu $\rho(r)$ olsun. Bu durumda elektrostatik alanın oluşturduğu drift akımı yanı sıra, yük taşıyıcılarının konsantrasyonundaki gradyanttan kaynaklanan difüzyon akımları da olacaktır. Bir başka deyişle korona akımı iki bileşenden meydana gelir. Koronanın dış bölgesindeki elektrik alanı karakterize eden diferansiyel denklemler aşağıdaki gibi olacaktır.

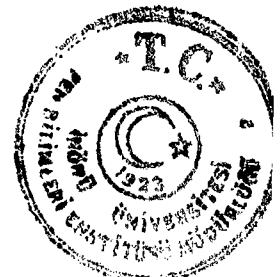
$$\nabla^2 \varphi = -\rho / \varepsilon_0 \quad (3.30)$$

$$\text{div} j = 0 \quad (3.31)$$

$$J = k \cdot \rho \cdot E = -D \nabla \rho \quad (3.32)$$

(3.30) denklemi Poinson denklemi olup, hacim yük yoğunluğu ρ ile alanın potansiyel φ arasındaki ilişkiyi belirtir. (3.31) denklemi iyonların süreklilik denklemini, (3.32) ise iyonların akım yoğunluğu ile elektrik alan şiddeti E ve $(E = -\nabla \varphi = -\frac{d\varphi}{dr})$ yük yoğunluğu arasındaki ilişkiyi belirtir. (3.30-3.32) denklemleri sınır koşullarının belirli değerleri için çözülüyor ve bu durumda iyonların difüzyonu dikkate alınmıyor. Denklemlerin çözümünde kabul edilen yaklaşımlar şöyledir. Elektronların potansiyeli uygun olarak $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = U$; koronanın taç tabakasının kalınlığı ihmal edilebilir; korona oluşturuç elektrot yüzeyinde (eğrilik yarıçapı küçük olan elektrot) elektrik alan şiddetinin değeri sabit olup, başlangıç korona boşalma gerilimine eşit kabul edilir [37,38]. Tüm elektrot açıklığında iyonların hareketlilik kabiliyeti değişmiyor.

Koaxial (eş eksenli) silindirler biçimindeki elektrotlar için (bu durumda aralıktaki fiziksel tüm olaylar tek bir koordinata bağımlıdır)



$$\text{div}E = \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr}(E_r) \quad (3.33)$$

$$J = \frac{i}{2\pi r} \quad (3.34)$$

$$E = -\nabla\varphi = -\frac{d\varphi}{dr} \quad (3.35)$$

ifadeleri yazılabilir. Burada i korona oluşturuvcu elektrodun birim uzunluğuna karşı akım şiddetidir. ρ, E, φ yalnız r koordinatına bağlıdır.

(3.30-3.32) denklemlerinin çözümü ve yorumu için, denklemleri potansiyel veya elektrik alan şiddeti cinsinden ifade etmeliyiz. (3.30) denkleminde

$$\rho = -\varepsilon_0 \nabla^2 \varphi, \quad (3.36)$$

∇^2 Laplace operatörüdür.

(3.31-3.32) denklemlerinde,

$$\text{div} \cdot J = \text{div}(k \cdot \rho \cdot E - D \nabla \rho) = 0 \quad (3.37)$$

$$k \cdot \rho \cdot \text{div}E + E \cdot k \cdot \text{grad}\rho - D \text{div}(\nabla \rho) = 0,$$

(3.35-3.36) denklemlerinden yararlanarak,

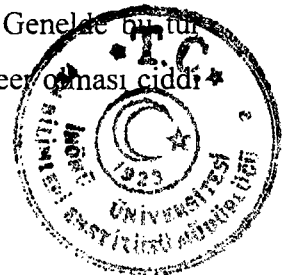
$$k \cdot (\nabla^2 \varphi)^2 + k \cdot \text{grad}\varphi \cdot \text{grad}(\nabla^2 \varphi) + D \text{div}(\nabla^3 \varphi) = 0,$$

son olarak iyonların difüzyonu dikkate alındığında unipolar koronanın potansiyel cinsinden ifade edilen denklemi şöyledir.

$$\nabla^4 \varphi + a \cdot \text{grad}\varphi \cdot \nabla^3 \varphi + a(\nabla^2 \varphi)^2 = 0, \quad (3.38)$$

Burada $a = \frac{k}{D}$ ve ∇ işleminde $\nabla\varphi$ nin vektör olduğu düşünülmektedir. (3.38) denklemi

dördüncü mertebede non-lineer kısmi türevli diferansiyel denklemdir. Genelde bu tür denklemin bir yandan mertebesinin yüksek olması diğer yandan non-lineer olması ciddi



matematiksel zorluklar oluşturmaktadır. Tabi ki iyonların difüzyonu dikkate alınmaz ise bu tür zorluklarla karşılaşılmaz. (3.38) denkleminde

$$J = \frac{i}{2\pi r} = k \cdot \rho \cdot E - D \nabla \rho ,$$

$$\frac{i}{2\pi r \cdot D \epsilon_0} = \nabla^3 \varphi + \frac{k}{D} \nabla^2 \varphi \cdot \nabla \varphi_0$$

değişken değiştirmeleri kullanarak denklemin mertebesi düşürülebilir. $a = k / D$, $b = 1 / 2\pi r D \epsilon_0$ işaretlemeleri yapılarak silindirik koordinat sistemi için

$$\nabla^2 \varphi = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \cdot \frac{d\varphi}{dr} \right) = \frac{1}{r} \varphi' + \varphi'',$$

sonuç olarak

$$r^2 \varphi''' + ar^2 \varphi'' \cdot \varphi' + r \varphi' + ar(\varphi')^2 - \varphi' - br = 0 \quad (3.39)$$

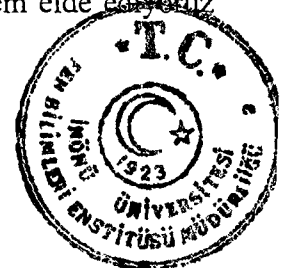
Burada φ' φ 'nin r ye göre birinci kısmi türevidir. (3.3.10) denkleminin integralinin alınabilmesi için daha da basitleştirmek gerekiyor. Bu nedenle aşağıdaki değişken değiştirmelerini yapalım.

$$r \varphi' = u, \quad \varphi'' = \frac{ru' - u}{r^2}; \quad \varphi''' = \frac{r^2 u'' - 2ru' - 2u}{r^3},$$

bu ifadeleri (3.39) denkleminde yerine yazarsak $ru'' = -u' + auu' - br = 0$ denklemini elde etmiş oluruz. Bu denklemin tam diferansiyel ifadesi,

$$d \left(ru' - 2u + \frac{au^2}{2} \right) = br dr, \quad (3.40)$$

bu denklemin integrali alınırsa, Ricatti denklemi biçiminde bir denklem elde ediyoruz [23].



$$u' = \frac{2}{r}u - \frac{a}{2r}u^2 + \frac{br}{2} + \frac{c}{r}, \quad (3.41)$$

Ricatti denklemi(3.41),

$$u = \frac{v'2r}{va}, \quad u' = \frac{2v''r}{av} + \frac{2v'}{av} - \frac{2(v')^2}{av^2} \cdot r, \quad (3.42)$$

değişken değiştirmesi yardımı ile ikinci mertebe lineer bir denkleme dönüşür.

$$v'' - \frac{v'}{2} - \left(\frac{abr^2 + 2ac}{4r^2} \right) v = 0,$$

bu denklem ise

$$x^2 y'' + Pxy' + (m^2 x^2 + n^2) y = 0, \quad (3.43)$$

Bessel denklemine dönüştürülebilir. Burada

$x = r, y = v, p = -1, m = \sqrt{-ab/2}, n = \sqrt{-ac/2}$ işaretlemeleri yapılmıştır.

Bilindiği üzere [41] (3.43) denkleminin genel integrasyonu,

$$y = C_1 \cdot J_n(mx) + C_2 J_{-n}(mx) \quad (3.44)$$

burada $J_n(mx)$ ve $J_{-n}(mx)$ n'nin tam olmayan değerleri için (3.43) denkleminin iki bağımsız çözümüdür. C_1 ve C_2 ise keyfi integral sabitleridir.

Türetilmiş sonuçlar, silindirik boşlukta stassiyoner difüzyon denkleminin çözümüne benzemektedir [23]. Bu ise iyonların difüzyonunu dikkate alarak korona boşalmasının oluşturduğu elektrik alanının çözümü için kabul ettiğimiz yaklaşımların doğru olduğuna işaret etmektedir. Diğer taraftan Bessel denkleminin çözümünün getirdiği zorluklardan dolayı, pratik hesaplamalarda kolaylık sağlayan unipolar koronanın volt-amper karakteristiğini elde etmek pek kolay olmuyor.



Şimdi ise iyonların difüzyonu dikkate alınarak unipolar koronanın diferansiyel denklemini başka bir yaklaşımda analizine bakalım [38]. Bu nedenle (3.30-3.32) denklemlerinden hareketle

$$\frac{i}{2\pi r} = k \cdot \rho \cdot E - D \frac{d\rho}{dr}, \quad (3.45)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr}(E \cdot r) = \rho / \varepsilon_0 \quad (3.46)$$

(3.46)'yi (3.45)'da yerine yazarsak

$$\frac{i}{2\pi r} = \frac{\varepsilon_0 k}{r} E \cdot \frac{d}{dr}(E \cdot r) - D \varepsilon_0 \frac{d}{dr} \left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr}(E \cdot r) \right], \quad (3.45)$$

eğer

$$\lambda^2 = \frac{k}{2D}, \quad \ell^2 = \frac{i\lambda^2}{4\pi D \varepsilon_0}; \quad y = E \cdot r$$

kısaltmaları yapılırsa (3.47) denklemi şöyle olur.

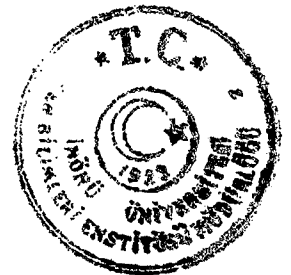
$$-r \frac{d^2 y}{dr^2} + \frac{d}{dr} y + \lambda^2 \frac{d}{dr} y^2 = \frac{2\ell^2}{\lambda^2} \cdot r, \quad (3.48)$$

(3.3.19) denkleminin bir kez integrali alınırsa

$$-r \frac{d}{dr} y + 2y + \lambda^2 y^2 = \frac{\ell^2}{\lambda^2} r^2 + C_1. \quad (3.49)$$

v cinsinden

$$y = -\frac{r}{\lambda^2} \frac{d}{dr} \ln v \text{ değişken değiştirmesi yapılırsa (3.49) denklemi}$$



$$\frac{d^2 v}{dr^2} - \frac{1}{r} \frac{dv}{dr} - \left(\ell^2 + \frac{\lambda^2 C_1}{\ell^2} \right) v = 0 \quad (3.50)$$

eğer (3.50) denkleminde $v = r \cdot z$ değişken değiştirilmesi yapılırsa o zaman bu denklem aşağıdaki gibi olur.

$$\frac{d^2 z}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dz}{dr} - \left(\ell^2 + \frac{1 + \lambda^2 C_1}{r^2} \right) z = 0$$

Bu denklemi de Bessel denklemine dönüştürür ve çözümü (3.44) denklemi biçiminde belirlenir.

Eğer r 'nin büyük değerleri için y^2 'ye göre y ve $r \frac{dy}{dr}$ ihmal edilirse o zaman

(3.49) denkleminde

$$y \approx \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{\ell^2}{\lambda^2} r^2 + C_1}, \quad \text{ve}$$

$$E \approx \sqrt{\frac{i}{2\pi\epsilon_0 k} + \frac{C_1}{\lambda^2 r^2}} \quad (3.51)$$

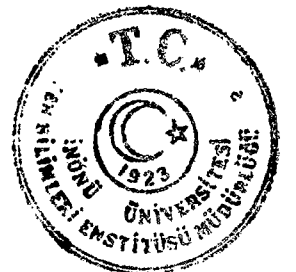
Eğer $y = ar + a_0 + \frac{a_1}{r} + \frac{a_2}{r^2} + \dots$ asimtotik yaklaşımı kullanırsak E için,

$$E = \sqrt{\frac{i}{2\pi\epsilon_0 k} - \frac{D}{kr} + \dots} \left(\frac{1}{r^2} \right) \quad (3.52)$$

Eğer iyonların difüzyonu dikkate alınmazsa

$$E = \sqrt{\frac{i}{2\pi\epsilon_0 k} + \frac{C_2}{r^2}}, \quad (3.53)$$

görüldüğü gibi (3.53) denklemi (3.51)'ye benzemektedir.



Buradan şu sonuç çıkarılabilir. r 'nin büyük değerleri için iyonların difüzyonunun dikkate alınmayacak kadar azdır. Bu durumda elektrik alan şiddetinin değeri, kuvvet çizgileri doğrultusunda hareket eden yük taşıyıcılarının oluşturduğu elektrik alan şiddeti ile belirlenecektir.

Eğer stasyoner unipolar korona alanında; $r \rightarrow R$; $k/D \approx 40$; $i \gg 0$ ise (3.51) ve (3.53) ifadelerinden hareketle elektrik alan şiddetini dış elektrodun yakın çevresinde,

$$E \approx \sqrt{\frac{i}{2\pi\epsilon_0 \cdot k}}, \quad (3.54)$$

şeklinde olacaktır. Ayrıca (3.54) ve (3.46) denkleminde yararlanarak uzay hacim yükünün yarı çapı doğrultusunda dağılımı belirlenebilir.

$$\frac{E}{r} = \frac{\rho}{\epsilon_0}; \quad \rho = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{i\epsilon_0}{2\pi k}} \quad (3.55)$$

Dış elektrot yüzeyinde ise ρ ve φ 'nin değerleri şöyle olacaktır.

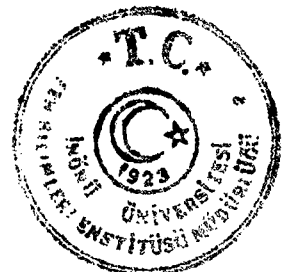
$$\rho = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{i\epsilon_0}{2\pi k}}; \quad \varphi = R \sqrt{\frac{i}{2\pi\epsilon_0 k}},$$

R dış elektrodun yarı çapıdır. Bu ifade de φ 'nin değeri R ile doğru orantılı, uzay hacim yük yoğunluğu ile ters orantılıdır. Bu durumda ρ ve φ 'nin çarpımı sabit olacaktır. Bir başka deyişle

$$\rho \cdot \varphi = \sqrt{\frac{i\epsilon_0}{2\pi k}} \cdot \sqrt{\frac{i}{2\pi\epsilon_0 k}} = \frac{i}{2\pi k},$$

görüldüğü gibi $\rho \cdot \varphi$ yalnız korona boşalma akımı ve iyonların hareketliliğine bağlıdır.

Örneğin $i=100\mu A/cm$ olsun ve $R=0.5 cm$ için $\rho=1.6 \times 10^{-7} C/cm^3$ alınır.



Süreklilik denkleminde (3.31) yararlanarak koronanın dış bölgesinde elektrik alan şiddetinin sabit değerleri için ρ 'nun r 'den bağımlılığını veren başka bir ifade de türetilir.

$$\begin{aligned} \operatorname{div}(k \cdot \rho \cdot E - D \nabla \rho) &= 0, \\ k \cdot \rho \cdot \operatorname{div} E + E \cdot k \cdot \operatorname{grad} \rho - D \operatorname{div}(\nabla \rho) &= 0 \end{aligned}$$

Eğer $\operatorname{div} E = 0$ ise o zaman,

$$\begin{aligned} E \cdot k \cdot \nabla \rho - D \nabla^2 \rho &= 0 \\ \frac{k}{D} \cdot E \cdot \frac{d\rho}{dr} - \frac{1}{r} \frac{d\rho}{dr} - \frac{d^2 \rho}{dr^2} &= 0 \end{aligned} \quad (3.56)$$

$y = d\rho / dr$ değişken değiştirmesi yapılırsa (3.56) denklemi

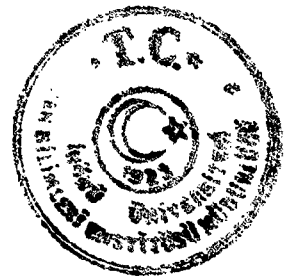
$$\begin{aligned} \frac{k}{D} \cdot E y - \frac{1}{r} y - \frac{dy}{dr} &= 0 \\ y \left(\frac{k}{D} E - \frac{1}{r} \right) &= \frac{dy}{dr}; \\ \left(\frac{k}{D} E - \frac{1}{r} \right) dr &= \frac{dy}{y}, \end{aligned}$$

integrali alınırsa

$$y = e^{\frac{k}{D} E r - \ln r + C_1} \quad \text{ve de}$$

$$\rho = e^{\frac{k}{D} E r - \ln r + C_1} + C_2 \quad (3.57)$$

görüldüğü gibi uzay hacim yükü ρ ile küçük yarı çaplı elektrot arasında eksponansiyel bir bağıntı vardır. (3.57) denkleminde dahil olunan C_1 ve C_2 integral sabitleri ise elektrotlar açıklığının sınır koşulları ile belirlenir.



3.2.2 Koronanın boşalmasında uzay hacim yüklerinin dağılımı

Korona örtüğünün özelliklerine ilişkin deneysel çalışmaların az olması, taç örtüsündeki temel proseslerin mekanizmalarının ve bu proseslerin unipolar koronanın karakteristikleri üzerindeki etkisi henüz net olarak belirlenememiştir. Diğer yandan koronanın taç tabakasında elektrik alan şiddeti E ve uzay hacim yük yoğunluğu ρ 'nun dağılımını belirlemek için iyonların ve elektronların konsantrasyonlarındaki gradyanttı dolay meydana gelen difüzyon olayını dikkate almak gerekiyor. Bu problemin difüzyonu hesaba katmaksızın çözümü [34] verilmiştir. Bu durumda negatif korona için pozitif ve negatif iyonların ve elektronların difüzyonu dikkate alınarak bu problemin çözümü verilmiştir.

Koronanın taç tabakasındaki proseslerin dinamiği aşağıdaki denklemler sistemi ile karakterize edilebilir.

$$\text{div}E = \frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{\rho_+ - \rho_- - \rho_e}{\epsilon_0} \quad (3.58)$$

$$J = (k_+ \rho_+ + k_- \rho_- + k_e \rho_e)E - D_+ \nabla \rho_+ - D_- \nabla \rho_- - D_e \rho_e$$

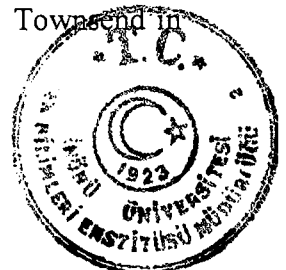
$$\text{div}J = 0 = k_+ \rho_+ \text{div}E + Ek_+ - \text{grad} \rho_+ + k_- \rho_- \text{div}E + Ek_- \text{grad} \rho_- + k_e \rho_e \text{div}E +$$

$$Ek_e \text{grad} \rho_e - D_+ \nabla^2 \rho_+ - D_- \nabla^2 \rho_-$$

$$J = J_+ + J_- + J_e$$

Burada J_+ , J_- , J_e ve ρ_+ , ρ_- , ρ_e pozitif, negatif iyonların ve elektronların, uygun olarak akım yoğunlukları ve uzay hacim yük yoğunluklarıdır. Eğer toplam uzay hacim yük yoğunluğu ρ belli ise bu durumda ρ 'nun bu değeri (3.58) denkleminde yerine yazılıp E 'ye ve ρ 'ya göre çözümlerse taç bölgelerindeki elektrik alan şiddetinin dağılımını belirleyebiliriz.

Eğer korona oluşturuç elektrot yüzeyinde (küçük yarı çaplı elektrot) kopan elektronların oluşturduğu akım yoğunluğunu J_1 ile işaretleyip ve de Townsend'in ikinci katsayısı γ 'dan yararlanarak



$$J_1 = \gamma \cdot J_+ = \gamma(J - J_1) \quad (3.59)$$

$$J_1 = J \frac{\gamma}{1 + \gamma} \quad (3.60)$$

burada $r = r_0$, $J = J_e + J_+$, $J_- = 0$ olur. Eğer elektronların akım yoğunluğunun yanı sıra bu durum için çok küçük değere sahip olan negatif iyonlarında akım yoğunluğu dikkate alınırsa bu durumda elektron çıkışının büyümesi şöyle ifade edilebilir.

$$J_- + J_e = J_1 e^{\int_{r_0}^r \alpha dr} = J \frac{\gamma}{1 + \gamma} e^{\int_{r_0}^r \alpha dr} \quad (3.61)$$

Elektron çıkışının oluşması süresinde oluşan negatif iyonlar taç tabakası içerisinde korona oluşturuca r_n kadar uzakta oluşur. Elektron çıkışının inşasının sonraki aşamalarında negatif iyonların konsantrasyonu artar. Eğer negatif iyonların akım yoğunluğunu, negatif işaretli yüklerin oluşturduğu toplam akım yoğunluğuna olan oranı b ile gösterilirse yani,

$$b = \frac{J_-}{J_- + J_e} \quad (3.62)$$

$$J_- = b(J_- + J_e) = J \frac{\gamma}{1 + \gamma} b e^{\int_{r_0}^r \alpha dr} \quad \text{olur.} \quad (3.63)$$

$r < r_n$ değerleri için $b = 0$, $r > r_n$ değerleri için ise $b = 1$ kabul edilmiştir. Yüklü parçacıkların akım şiddeti için,

$$J_+ = 2\pi r J_+ = 2\pi r k_+ \rho_+ E - 2\pi r D_+ \nabla \rho_+$$

$$J_- = 2\pi r J_- = 2\pi r k_- \rho_- E - 2\pi r D_- \nabla \rho_-$$

$$J_e = 2\pi r J_e = 2\pi r k_e \rho_e E - 2\pi r D_e \nabla \rho_e$$



bu akım şiddetlerinin toplamı yani $J = J_+ + J_- + J_e$ korona oluşturuvcu elektrodun birim uzunluğuna karşılık gelen akımdır.

(3.59) ve (3.63) denklemlerinden yararlanarak

$$I_+ = I - I \frac{\gamma}{1+\gamma} e^{\int_{r_0}^r \alpha dr}$$

$$I_- = I - \frac{\gamma}{1+\gamma} b e^{\int_{r_0}^r \alpha dr}$$

$$I_e = (1-b)I \frac{\gamma}{1+\gamma} e^{\int_{r_0}^r \alpha dr}$$

Bu durumda korona tabakasındaki uzay hacim yüklerinin dağılımı için aşağıdaki lineer diferansiyel denklemler yazılabilir.

$$\rho_+ - \frac{k_+}{D_+} E \rho_+ + \frac{I}{2\pi r D_+} \left(1 - \frac{\gamma}{1+\gamma} e^{\int_{r_0}^r \alpha dr} \right) = 0 \quad (3.64)$$

$$\rho_- - \frac{k_-}{D_-} E \rho_- + \frac{I}{2\pi r D_-} \cdot \frac{\gamma}{(1+\gamma)} \cdot b e^{\int_{r_0}^r \alpha dr} = 0 \quad (3.65)$$

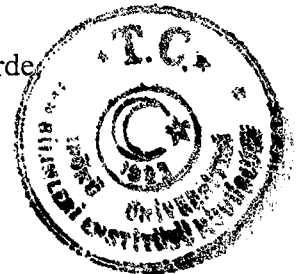
$$\rho_e - \frac{k_e}{D_e} E \rho_e + \frac{I}{2\pi r D_e} \cdot \frac{\gamma(1-b)}{(1+\gamma)} \cdot e^{\int_{r_0}^r \alpha dr} = 0 \quad (3.66)$$

kolaylık açısından (3.64 – 3.66) denklemlerinde bazı işaretlemeler yapalım.

$$a_+ = \frac{k_+}{D_+}, \quad a_- = \frac{k_-}{D_-}, \quad a_e = \frac{k_e}{D_e}, \quad E = -\frac{d\varphi}{dr},$$

$$\frac{\gamma}{1+\gamma} - A, \quad \int_{r_0}^{r_2} \alpha dr = \ln \frac{\gamma}{1+\gamma} = \ln A$$

ve de ($r = r_0$) sınır koşullarında integral sabitleri sıfıra eşit olduğu takdirde



$$\rho_+ = \frac{I}{2\pi D_+} \cdot (Ae^{\ln A} - 1) \cdot e^{a+(\varphi-\varphi_0) \int_{r_0}^r e^{-a+(\varphi-\varphi_0) \frac{dr}{r}}} \quad (3.67)$$

$$\rho_- = -\frac{IbA}{2\pi D_-} \cdot e^{\ln A+a_-(\varphi-\varphi_0) \int_{r_0}^r e^{-a_-(\varphi-\varphi_0) \frac{dr}{r}}} \quad (3.68)$$

$$\rho_e = -\frac{I(1-b)A}{2\pi D_e} \cdot e^{\ln A+a_e(\varphi-\varphi_0) \int_{r_0}^r e^{-a_e(\varphi-\varphi_0) \frac{dr}{r}}} \quad (3.69)$$

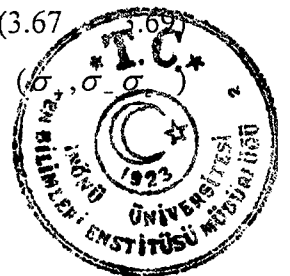
bu ifadelerden bulunan toplam uzay hacim yükünü (3.30) ve (3.58) denklemlerinde yerine yazarak korona elektrik alan şiddetini ve potansiyeli belirlenebilir. Hatırlatalım ki unipolar koronanın elektrik alanı için diferansiyel denklemin çözümü, iyonların ve elektronların difüzyonu dikkate alındığında bir zorluk oluşur.

Uzay hacim yük yoğunluğunun (3.67 – 3.69) denklemlerine göre belirlenmesi genel anlamda korona tabakasında elektronların ve iyonların konsantrasyonunun dağılımını belirleme imkanı sağlıyor. Bunların analizi ρ_+ , ρ_- ve ρ_e 'nun eksponensiyel karakteristik taşıdığını gösteriyor. Eğer ρ_+ dış bölgeye (sürüklenme) doğru kısmen azalır ve $r = r_i$ durumu için sıfıra ulaşır. O zaman negatif iyonların uzay hacim yük yoğunluğu ρ_- $r \geq r_n$ durumundaki sıfır değerinde $r = r_i$ durumundaki maksimum değerine kadar yükselir.

Korona tabakasının $r = r_n$, $E_n = 36 - 40 kV/cm$, $r = r_i \approx 0.3\sqrt{r_0}$, $E_i = 30 kV/cm$ bu koşullar dahilinde kalınlığının küçük olmasından dolayı; koronanın taç bölgesinde elektron ve iyonların konsantrasyonundaki gradyant daha büyük olacaktır. Bu durumda ise difüzyonun kaçınılmaz olduğuna işaret etmektedir. (3.68 – 3.69) denklemlerinden görüldüğü gibi iyonların ve elektronların yoğunluğu onların difüzyon katsayısı ile ters orantılıdır. Oysa onların hareketliliğin difüzyona olan oranı sabit değerlidir.

3.2.3 Koronanın taç örtüsü

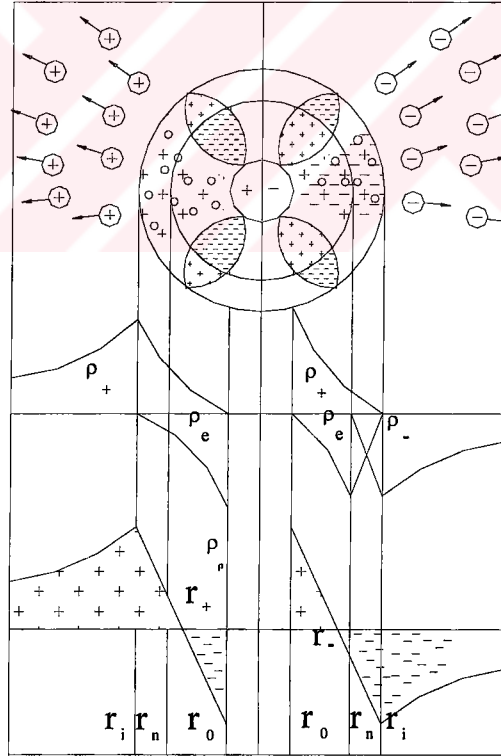
Elektron ve iyon yoğunluğu için genel biçimde türetilmiş (3.67 – 3.69) denklemleri, koronanın taç örtüsü bölgesine sadece nitelik açısından



bunların dağılımını ifade etmektedir. Difüzyonun hesaba katılması ile unipolar koronanın incelenmesi her ne kadar taç örtüsü bölgesindeki fiziksel olayların niteliklerini ortaya koysa da, taç bölgesinde elektrik alan şiddetinin ve potansiyelin dağılımına ilişkin soruları cevaplayamıyor. Bunun yanı sıra alınan sonuçlara dayanarak boşalmanın akım gerilim öz eğrisini veren ifadesini, unipolar koronanın başlangıç boşalma gerilimini belirlemek yeterli değildir.

Korona oluşturuıcı elektrotla temasta olan bölgeye koronanın taç örtü bölgesi denir. Taç örtü bölgesinde uzay hacim yüklerinin konsantrasyonuna ve de elektrik alan şiddeti ve potansiyelin dağılımının bilinmesi önemlidir. Bu durumda boşalmanın fiziki genellikle korona oluşturuıcı elektrodun polaritesi ile belirlenir. İlk olarak koronanın taç örtü bölgesindeki hacim yüklerinin elektrik alan şiddetine etkisi Rogowski W. tarafından incelenmiştir.

(3.67 – 3.69) denklemlerinden ve deney sonuçlarından [40] yararlanarak koronanın taç örtüsünün nitelik yapısı elde edilmiş ve pozitif unipolar koronanın taç örtüsünde elektronların ve iyonların dağılımı belirlenmiştir. Alınan sonuçlar şekil 3.6’da gösterilmiştir.



Şekil 3.5 Koronanın taç örtüsü ve taç örtüsünde elektron, iyon yoğunluğu dağılımı [24]



Şekilde görüldüğü gibi pozitif koronada iyonizasyon olaylarının şiddetinin büyük olması nedeni ile elektron akısı, korona oluşturuucu elektrodu yakınında maksimumdur. Oysa pozitif iyonların yoğunluğu taç örtüsünün dışına doğru yaklaştıkça kısmen yaklaşmaktadır. r_1-r_0 uzaklığında pozitif iyonların konsantrasyonu maksimum değerine yarmaktadır. Daha sonra ise dış elektroda doğru eksponansiyel bir azalma gösteriyor. Negatif iyonların yoğunluğunun az olması nedeni ile r_1-r_n bölgesinde negatif iyonların dağılımı şekilde gösterilmemiştir.

Negatif korona da ise elektron yoğunluğunun maksimum değeri r_n 'de gerçekleşiyor. r_1 'den sonra aktif bir şekilde negatif iyonlar oluşur ki buda sürüklenme bölgesinde akımı oluşturan temel yük taşıyıcılarıdır. İster pozitif isterse de negatif korona durumlarında r_n-r_0 bölgesinde rekombinasyon olayları etkindir. Alınan eğrilerin analizine göre şu sonuçlar çıkarılabilir. Taç bölgesinde her iki işaretli, yüklü parçacıkların yüksek gradyanları mevcuttur. Bunun yanı sıra taç örtüsünün içerisinde öyle bölgeler vardır ki (r_+ , r_-) burada toplam (ρ_p) yük yoğunluğu sıfırdır. Bu ise bu noktalarda elektrik alan şiddetinin, elektrostatik alan şiddetine eşit olduğunu göstermektedir. Bir başka deyişle ρ_p eğrisi E ile bu noktalarda kesişmelidir. Negatif işaretli elektrodun pozitif hacim yükü ρ_+ elektrik alan şiddetini artırır. Pozitif korona durumunda elektron çığı korona oluşturuucu elektroda doğru hareket ederek geride pozitif iyonlar bırakır. Bu pozitif iyonlar elektronlara göre daha zayıf bir hızla iyonizasyon bölgesinden elektrotlar arası açıklığa çıkarlar. Böylece pozitif iyonların oluşturduğu uzay hacim yükü iyonizasyon bölgesini sanki dış elektrik alan şiddetinden ekranlıyor. (dış elektrodun potansiyelini iyonizasyon bölgesi üzerindeki etkisini yok ediyor.) Bu ise korona oluşturuucu elektrodun elektrik alan şiddetinin azalmasına, dış bölgedeki elektrik alan şiddetinin artmasına neden oluyor.

Korona boşalma teorisinden önemli kavramlarından biri de korona oluşturuucu tabakanın belirlenmesidir. Koronanın taç bölgesinin kalınlığı Peek formülünden yararlanarak bulunabilir.

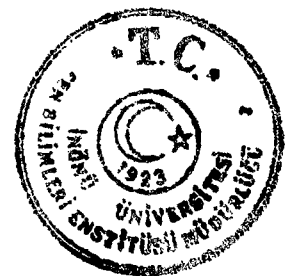
$$E_0 = 31\delta \left(1 - \frac{0.308}{\sqrt{r_0 \delta}} \right) \quad (3.70)$$

Burada r_0 korona oluşturuucu elektrodun yarı çapı, E ise bağıl hava yoğunluğudur.
Normal atmosfer basıncı koşullarında $\delta \approx 1$ ve



$$\Delta = \frac{E_0 r_0}{E_i} - r_0 = \frac{E_i \left(1 + \frac{0.308}{\sqrt{r_0}} \right) \cdot r_0}{E_i} - r_0 = 0.308 \sqrt{r_0} \text{ 'dır.} \quad (3.71)$$

Bu ifadeden ta örtü kalınlığının akım şiddetinden bağımsız olduğu gözükmemektedir. Bu formülün geçerliliği $E_0 r_0 = E \cdot r$ koşullarında gerçekleşir.



4. BULGULAR

4.1 Farklı Gaz Boşalmalarına Maruz Bırakılmış Polimer Esaslı Dielektriklerin Yüzey Modifikasyonu

Polimer dielektriklerin yüzey özelliklerinin modifikasyonu gereken teknik alanlarda elektrik boşalmalarının perspektifliği açıkça görülmektedir. Bu tür teknik alanlar olarak foto malzemelerin üretimi, manyetik diskler, polimer tabakalı özel kağıtlar, poligrafi vb. örnek olarak gösterilebilir. Polimer materyallerin adhesiyon özelliklerinin artırılmasının çeşitli yöntemleri mevcuttur.

Polimer materyallerin yüzeylerinin kimyasal yöntemlerle modifikasyonunda, materyallerin yüzeyi çeşitli kimyasal reagentlerin etkisine tabi tutulur. Kimyasal yöntemlerin avantajları yanı sıra dezavantajları genel olarak üç gruba ayrılabilir.

- 1) Yüzeyin kimyasal aktif maddelerle oksidasyonunda pratik olarak tüm yüzeyin adhesiyon açısından homojen olarak işlev görmemesi,
- 2) Modifikasyon işlevi sonrası kimyasal reagentin kalıntılarının yüzeyden pratik olarak tamamen temizlenmemesi; ki bu prosessin etkinliğini zayıflatır,
- 3) Genelde aktivasyon agresif ortamlarda gerçekleşiyor ve bundan dolayı kimyasal reagentin lokalize etkisini önlemek zorlaşıyor. Bunun sonucunda polimer malzemenin mekanik dayanım özellikleri kesin derecede azalır.

Kimyasal reagentler etkisi ile polimer malzemelerin adhesiyon (yüzey) özelliklerinin iyileşmesi pek de yüksek değildir. Adhesion özelliklerinin iyileştirilmesinde ultraviyole ışınmadan, nötron ışınmasından ve gaz plazma etkisinden yararlanılır. Fakat yüzey enerjisinin artırılması için kullanılan bu yöntemler teknolojik olmaları yanı sıra yüzey enerjisini limit değerlere kadar artıramıyor. Yüzey enerjisinin modifikasyonunda kullanılan başka bir yöntem ise elektrik boşalmalarıdır.

Materyallerin yüzey enerjisinin modifikasyonunda DC korona boşalmasından yararlanılır [10]. Bazı yöntemlerde korona boşalması ile termo terbiye etkisi ardışık olarak sağlanır. Tabakalı malzeme oluşturma amacı ile iki farklı malzemenin yüzeylerini birleştirmek için PE ve Etilenglikoteraftalat polimerlerinden oluşan tabakalı sistemin oluşturulmasında bu iki polimerin yüzeyleri arasında bağ kuvvetlerini yükseltmek amacı ile PE yüzeyi üzerine etilenglikoteraftalat polimeri ağ şeklinde kaplanır. Daha sonra ise ağ şeklindeki etilenglikoteraftalat, oda sıcaklığında korona boşalması etkisine maruz bırakılır. Son aşamada ise 150 C°'de PE yüzeyine preslenir



Bu yöntemlerin her birinde elektrik boşalmasının özellikleri fazla kullanılamıyor. Yüzeyin elektrik boşalmaları etkisi ile daha iyi aktivasyonunun sağlanabilmesi için gaz boşalmasının elektro negatif bir ortamda gerçekleşmesi gerekir. Örneğin polimer malzemenin yüzeyinin elektrik gaz boşalması ile aktivasyonu azot ve onun hava ile karışımını içeren bir gaz ortamında gerçekleştiriliyor. Bu durumda gaz karışım ortamındaki oksijen payı %10-%15 arası hacim oranı paya sahiptir. Optimal rejimde oksijen oranı %10 olması istenir. Bilindiği gibi bu yöntemde elektrik boşalması etkisi ile yüzey aktivasyonunun iyileşmesi limit değerine ulaşmıyor.

Mevcut teknolojiyi fazla değiştirmeden yüzeylerin aktivasyon özelliklerini artırmak için önerdiğimiz yöntem kısaca şöyle açıklanabilir.

Polimer materyal elektrik alanında, elektrik gaz boşalmasına maruz bırakılıyor. Boşalma oda sıcaklığında gerçekleştiriliyor. Boşalmayı gerçekleştirdiği gaz ortamı olarak, gaz karışımlarından hava, hava-CO₂ ve azot (N₂)'den yararlanılmıştır. Bu karışımlarda CO₂'nin hacim oranı %5-%10 arasındadır.

Bu durumda yüzeyin adhesiyon özelliklerin iyileştirilmesinin nedenleri şöyle açıklanır;

- a) Polimer dielektriğin yüzeye yakın bölgede yüklü durumun oluşması,
- b) Gaz boşalma bölgesinden yüzey üzerine difüz eden boşalma ürünlerinin malzeme yapısına difüzyonu. bunu yanı sıra boşalma kanalında oluşan kimyasal açıdan aktif olan boşalma ürünlerinin yüzey tabakası ile etkileşimi.

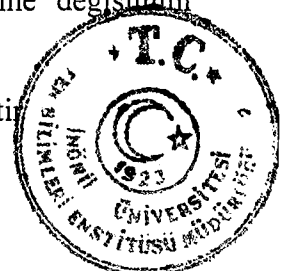
Bu nedenler arasında etkin olanı, boşalma etkisi ile yapıda yüklü durumun oluşmasıdır.

Deneylerde kullanılan elektrot sistemleri metodik bölümde açıklanmıştır. Ayrıca incelenen malzeme olarak PET, PE, PS ve PI hakkında gerekli fiziko kimyasal bilgiler bölüm 2.1'de verilmiştir.

Polimer materyallerin yüzeyinin aktivasyonu için incelenen malzeme elektrotlar arasına yerleştirilir. Elektrotlar arası açıklık elektrotların geometrik boyutlarından çok küçüktür. Elektrotlara belirli kalınlıkta cam elyaf yapıştırılır. Polimer malzeme ise bu cam elektrot tabakaların arasına konulacak vakum tüpüne yerleştirilir. Böylece hazırlanan sistemi yüksek gerilim ünitesine bağlanır. Elektrik boşalmasına etki süresi 10 saniye ile 12 dakika arasında gerçekleştirilir.

Elektrik boşalması etkisinden sonra elektrot sistemi vakum tüpünden çıkarılıyor ve elektrik gaz boşalma etkisinin malzemenin adhesiyon özelliklerine değişimini incelemek için yüzey ıslatma açısı ve yüzey yük yoğunluğu ölçülür.

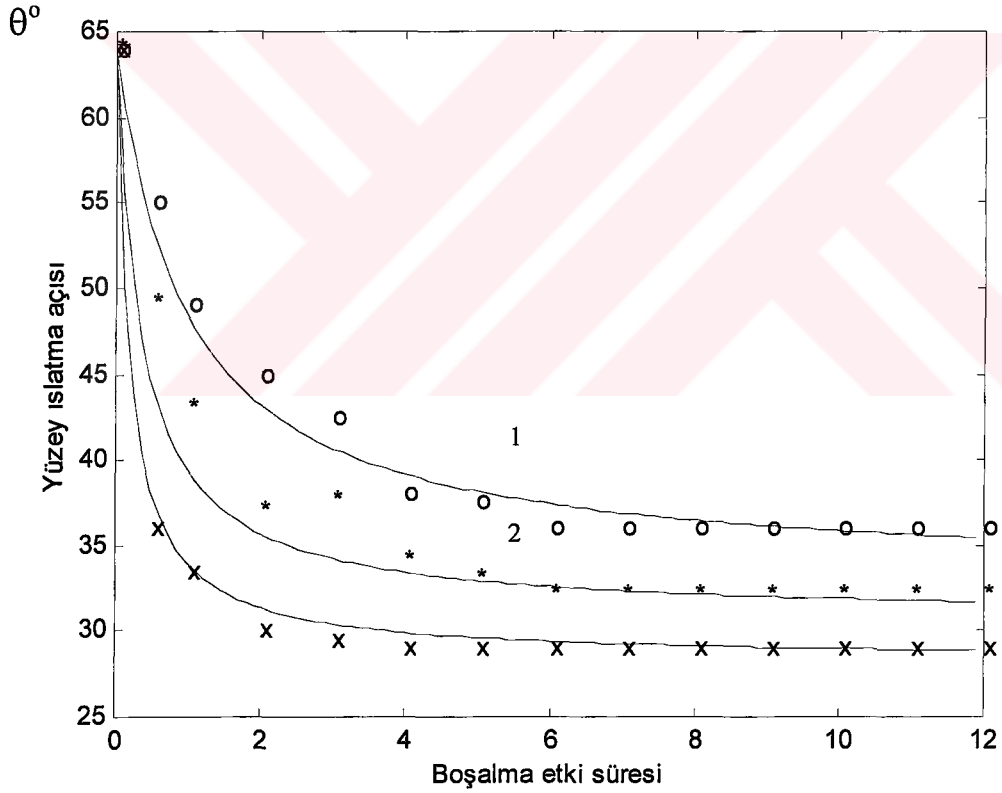
Yüzey ıslatma açısının başlangıç değerleri çizelge 4.1'de verilmiştir.



Çizelge 4.1. İncelenen materyallerin ıslatma açısının başlangıç değerleri.

Malzeme	θ°
PET	64°
PE	85°
PI	62°
PS	62°

Deneyler genellikle hava ortamında 4.3kV, 4.7kV ve 7.5kV gerilimlerde hava+CO₂ karışımları için ise 10kV, 11kV ve 12kV gerilim değerlerinde gerçekleştirilmiştir.



Şekil 4.1 Hava ortamında gerçekleştirilen kısmi boşalma etkisi sonucu PET polimer dielektriğinin yüzey ıslatma açısının boşalma etki süresine göre değişimi

Hava ortamında gerçekleştirilen boşalma etkisi sonucu PET polimer dielektriği için yüzey modifikasyonuna karşılık gelen sonuçlar 4.1'de verilmiştir. Bu şekilde ıslatma



açısı θ 'nın boşalma etki süresince ve boşalmanın gerçekleştiği u_{treat} bağımlılığını veren sonuçlar gösterilmiştir.

Şekilde birinci eğri gerilimin $u_t=4.3kV$, ikinci eğrisi $u_t=4.7kV$ ve üçüncü eğrisi $u_t=7.5kV$ içindir. Şekilde görüldüğü gibi boşalmanın etki süresinin artması ile ıslatma açısı hızlı bir sürede azalıyor ve bu azalma $t=5$ dakikaya kadar devam ediyor. Boşalma süresinin sonraki değerleri için yüzey ıslatma açısının değişim hızı azalır ve daha sonra doyma haline gelir. PET'in boşalma etkisi sonrası ıslatma açısının değeri ise $\theta_t=36^\circ$ dir. Bu ise yüzey enerjisinin $W_0=103.9 \times 10^{-3}$ Joule/m² değerinden $W_t=130.8 \times 10^{-3}$ Joule/m²'ye yükselmesi demektir. Dolayısıyla hava ortamında $u_t=4.3kV$, $t_t=5$ dakika boşalma etkisine karşılık gelen PET'in yüzey enerjisi %27 artış gösterir. Şekildeki ikinci eğri ise, $u_t=4.7kV$ rejimine karşılık gelen ıslatma açısının değeri olup $t_t=5$ dakika için ıslatma açısının değeri $\theta_t=32^\circ$ dir. Bu durumda boşalma etkisi 12 dakikaya çıkarılmasında ıslatma açısının değerinde önemli bir değişiklik göstermiyor. Şekildeki üçüncü eğri ise, boşalmanın $u_t=7.5kV$ gerilimde gerçekleştirilmesine karşılık gelen ıslatma açısının değeri olup, şekilde görüldüğü gibi bu durumda ıslatma açısı $\theta_0=64^\circ$ den, boşalmanın 5 dakika etki süresi sonrası $\theta_t=29^\circ$ değerine varıyor.

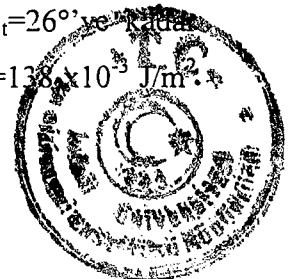
Boşalma gerilimin artırılması ile ilgili yapılan deney sonuçları gerilimin 7.5kV'dan sonraki artışlarının yüzey ıslatma açısının değişiminde pek önemli olmadığını belirtmiştir.

4.2. Farklı Gaz Ortamlarında Kısmi ve Korona Boşalmaları Etkisine Maruz Bırakılmış Materyallerin Adhesion Özellikleri

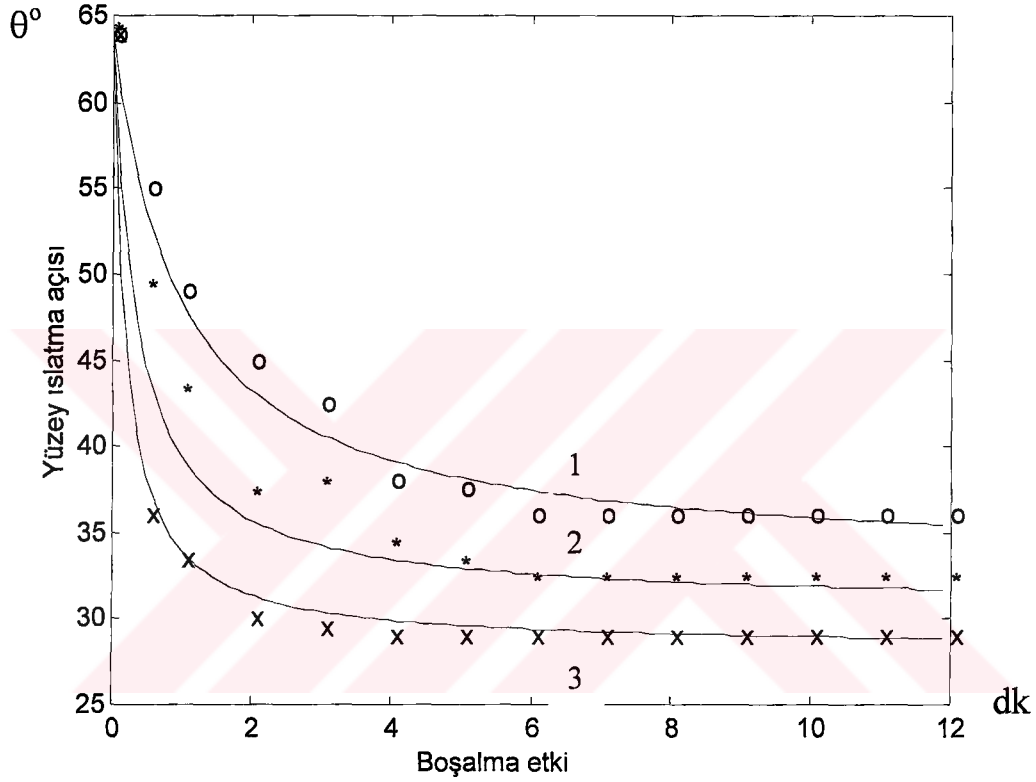
Boşalmanın hava+CO₂ ortamında gerçekleştirilmesi durumunda PET polimer dielektriğinin yüzey modifikasyonundaki meydana gelen değişiklikler şekil 4.2'e verilmiştir.

Bu şekilde birinci eğri gerilimin $u_t=10kV$, ikinci eğride gerilimin $u_t=11kV$ ve üçüncü eğride gerilimin $u_t=12kV$ değerinde gerçekleştirilmiştir.

Boşalmanın gerçekleştiği ortamları ve boşalma gerilimlerinin modifikasyon özelliklerindeki gerçekleştirdiği değişiklikleri kıyaslamak amacı ile boşalma süresinin 5 dakikalık etkisi sonucu yüzey ıslatma açısının değerlerindeki değişikliklere bakalım. $u_t=10kV$, $t=5$ dakika rejimi için başlangıç ıslatma açısı $\theta_0=64^\circ$ den $\theta_t=26^\circ$ ve daha azalıyor. Bu serbest yüzey enerjisini $W_0=103.9 \times 10^{-3}$ J/m² değerinde $W_t=138 \times 10^{-3}$ J/m² olarak



değerine kadar yükselmesini sağlıyor. $u_t=11\text{kV}$, $t=5$ dakika rejimi için yüzey ıslatma açısı $\theta_t=22^\circ$ 'ye kadar azalıyor. Bu ise yüzey enerjisini $W_t=140.1 \times 10^{-3} \text{ J/m}^2$ değerine karşılık geliyor. $u_t=12\text{kV}$, $t=5$ dakika rejimi için ise, $\theta_t=16^\circ$ 'ye kadar azalıyor ki bu da yüzey enerjisinin $W_t=142.9 \times 10^{-3} \text{ J/m}^2$ değerine karşılık geliyor. Sonraki aşamalarda ister boşalma etkisi süresinin, isterse de boşalmanın gerçekleştiği gerilim değerinin artırılması serbest yüzey enerjisinin değerinde önemli bir değişiklik meydana getirmiyor.



Şekil 4.2 Hava + CO₂ ortamında gerçekleştirilen kısmi boşalma etkisi sonucu PET polimer dielektriklerinin yüzey ıslatma açısının boşalma etki süresine göre değişimi.

Benzer sonuçlar diğer polimerler içinde gerçekleştirilmiş olup, her bir polimer için uygun olarak tablo 4.1'de gösterilmiştir.

Kısmi boşalmanın yanı sıra korona boşalmasının da polimer dielektriklerin yüzey modifikasyonundaki meydana getirdikleri değişimleri incelemek için hava ve hava+CO₂ karışımı içeren ortamlarda da korona boşalması gerçekleştirilerek bu boşalmanın polimer dielektriklerin serbest yüzey enerjisine etkisi incelenmiştir.

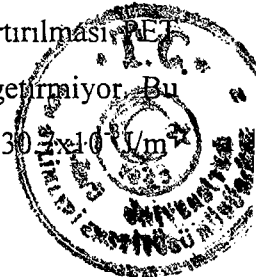
Korona boşalması etkisine maruz bırakılmış PET polimer dielektrik için alınan sonuçlar şekil 4.3 de verilmiştir.



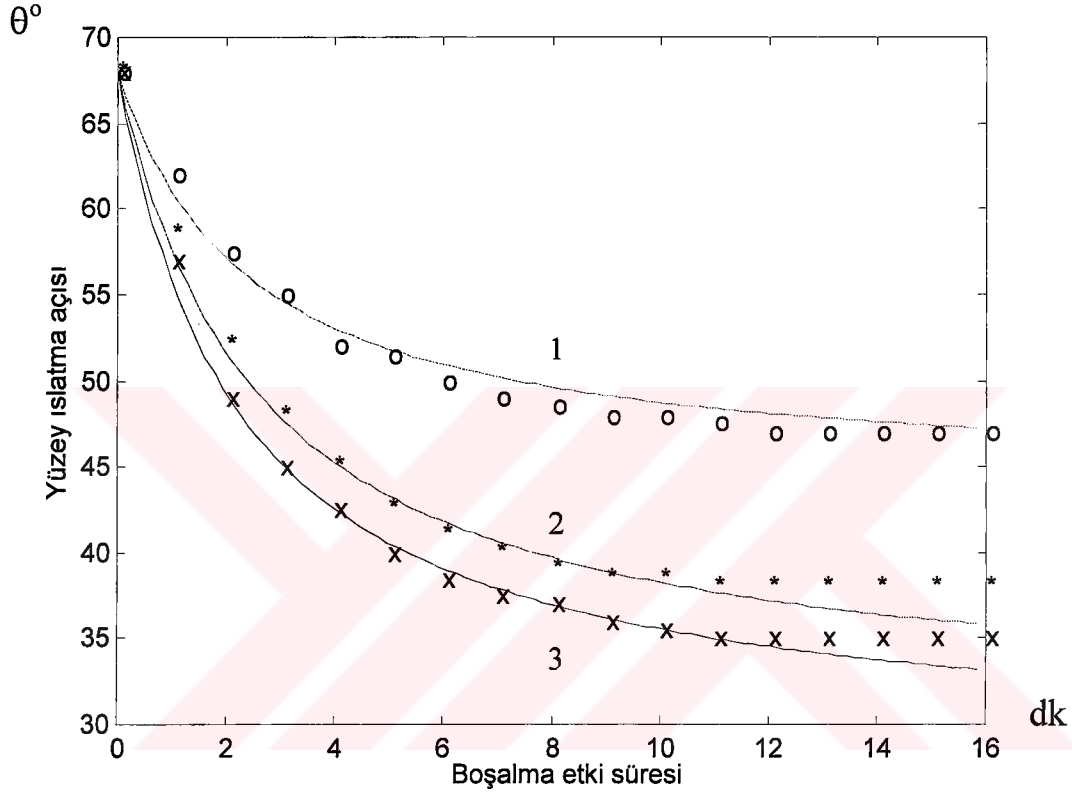
Çizelge 4.2 Kısmi boşalma etkisi ile polimer dielektriklerin yüzey özelliklerinin modifikasyonu

PI (Polimid)									
t_{ireat}, Sn	0	10	50	60	80	100	200	500	1000
$\theta_{CO_2+Hava}^o$	76	67	56			43	37	21	19
$\theta_{N_2}^o$	76	76		73	70	69	67	46	27
PE (Polietilen)									
t_{ireat}, Sn	0	10	50	60	80	100	200	500	1000
$\theta_{CO_2+Hava}^o$	76	67	55			50	33	23	21
$\theta_{N_2}^o$	76			66	65	64	62	46	28
PS (Polisitiren)									
t_{ireat}, Sn	0	10	50	60	80	100	200	500	1000
$\theta_{CO_2+Hava}^o$	72	67	56			44	33	19	14
$\theta_{N_2}^o$	72	72		71	67	66	64	40	21

Şekil 4.3 de birinci eğri, PET polimer dielektriği için hava ortamında, elektrotlar arası açıklık $d=2.3cm$ ve boşalma gerilimin $14kV$ 'luk değerine karşılık gelen rejimde ıslatma açısının değişim kinetiği gösterilmektedir. Şekilde görüldüğü gibi boşalmanın etki süresinin 13 dakikalık değerinden sonra ıslatma açısının değeri $\theta_i=46^\circ$ 'ye kadar azalıyor ve bundan sonra değişim kinetiği yaklaşık sabit kalmaktadır. Bu durumda yüzey enerjisi başlangıç $W_0=103.9 \times 10^{-3} J/m^2$ değerinden $W_i=123.2 \times 10^{-3} J/m^2$ değerine yükseliyor. Şekil 4.2.3'deki ikinci eğri hava+ CO_2 ortamında, aynı elektrot açıklığı $d=2.3cm$ ve $u_i=25kV$ 'luk rejimde gerçekleştirilen korona boşalması etkisi ile PET polimer dielektriğinin ıslatma açısının değişim kinetiğini göstermektedir. Bu durumda boşalma etki süresinin artırılması ile yüzey ıslatma açısı hızlı bir düşüş gösterir ve yaklaşık $t=13$ dakika sonra $\theta_i=37^\circ$ 'ye ulaşıyor. Boşalmanın etki süresinin sonrada artırılması PET polimer dielektriğinin yüzey enerjisinde önemli bir değişiklik meydana getiriyor. Bu durumda yüzey enerjisi $W_0=103.9 \times 10^{-3} J/m^2$ başlangıç değerinden $W_i=130.3 \times 10^{-3} J/m^2$

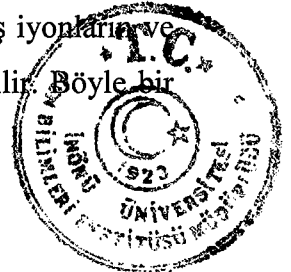


değerine kadar yükseliyor. Şekil 4.3'deki üçüncü eğri ise PET polimer dielektriğinin elektrotlar arası açıklığı $d=1\text{cm}$ olan elektrot sisteminde hava+CO₂ ortamında gerilimin $u_t=30\text{kV}$ 'luk değerinde gerçekleştirilen korona boşalması etkisi ile ıslatma açısının değişim kinetiği gösterilmiştir. $t=13$ dakika boşalma etki süresine karşıt gelen ıslatma açısının değeri $\theta_t=35^\circ$ 'dir ki bu yüzey enerjisinin $W_t=132.3\times 10^{-3}\text{ J/m}^2$ değerine karşılık geliyor.



Şekil 4.3 Hava + CO₂ gaz ortamında gerçekleştirilen korona boşalması sonucu PET polimer dielektriğinin yüzey ıslatma açısının zamana göre değişimi.

Bu deneyler sonucu polimer dielektriklerin yüzey özelliklerinin modifikasyonunda boşalmanın gerçekleştiği elektronegatif ortamın ve boşalma çeşidinin önemi açıkça görülmektedir. Bir başka deyişle polimer dielektriğinin yüzey özelliklerinin modifikasyonunda elektronegatif gaz ortamında gerçekleştirilen kısmi boşalmada yararlanmak daha uygundur. Bu durumda yüzey özelliklerinin modifikasyonu, gaz boşalma bölgesinden dielektrik yüzeyine difüze etmiş iyonların ve elektronların dielektrik yapıda bir yüklü durum oluşturması ile açıklanabilir. Böyle bir



$$\begin{cases} \frac{\partial n_-}{\partial t} + \frac{\partial n_- V_-}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{n_- e}{\epsilon \epsilon_0} \\ v_- = \mu_- E \end{cases} \quad (4.1)$$

takım denklemleri ile ifade olunur. Bu sistem E'ye göre birinci mertebeden bir denkleme indirgenebilir. Yani

$$\mu_- E \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial E}{\partial t} = J(t) \quad (4.2.)$$

burada $J(t)$ akım yoğunluğuna orantılıdır. Varsayalım ki incelenen dielektrik, kalınlığı L olan sonsuz bir tabaka şeklinde olup, metalik elektrotlar arasına yerleştiriliyor. Bu durumda iletkenlik akımının tamamen konveksiyon akımıyla kompanzasyon olması söz konusudur. ($J(t) = 0$)

Eğer $t=0$ anında numune kısa devre edilmişse ve l kalınlığındaki yük yoğunluğu en_- ise o zaman (4.2) ifadesindeki E için başlangıç koşulu

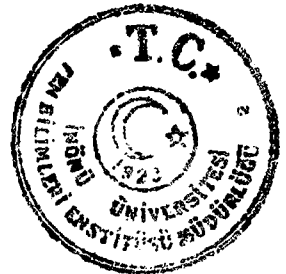
$$E = \begin{cases} \frac{en_-}{\epsilon \epsilon_0} \left[x - l \left(1 - \frac{l}{2L} \right) \right] & 0 < x < l \\ \frac{en_-}{\epsilon \epsilon_0} \cdot \frac{l^2}{2L} & l < x < L \end{cases} \quad (4.3)$$

Denklemin integral bazisini

$$\Omega(E; x - \mu_- Et) \quad (4.4)$$

biçiminde alırsanız [26] ve (4.2) denkleminin (4.3) koşullarını sağlayan çözümü

$$E(x, t) = \begin{cases} \frac{en_- \left[x - l \left(1 - \frac{l}{2L} \right) \right]}{\epsilon \epsilon_0 \left(1 + \frac{t}{\tau_0} \right)} & 0 < x < l, \quad l < x < L \\ \frac{eN_0 l_0^2}{2L \epsilon \epsilon_0} & \end{cases} \quad (4.5)$$



burada
$$\tau_0 = \frac{\epsilon \epsilon_0}{e N_0 \mu_-}$$

Yük yoğunluğunun zamana göre değişimini (4.1) denklemleri sisteminin ikinci denklemlerinden elde edebilir.

$$N(t) = \frac{N_0}{1 + \frac{t}{\tau_0}} \quad (4.6)$$

Bilindiği gibi, (4.6) denkleminde de görüldüğü üzere hacim yük yoğunluğunun biçimi değişmiyor. Bunun nedeninin ise incelemelerimizde difüzyon olayının hesaba katılmamasıdır. (Hacim yük cephesi boşalma kanalından yüzeye konan yüklerin oluşturduğu elektrik alanı etkisiyle). Bu durumda hacim yüklerinin cephesi, boşalma kanalı bölgesinden, dielektrik hacmine injekte olmuş yüklerin oluşturduğu elektrik alanı etkisiyle hareketlerine devam ederek, yapıdaki lokal enerji seviyelerine yakalanırlar. Hacim yüklerinin cephesinin bu hareket hızı, için

$$v = \frac{n_-}{N_0} \mu_- E \quad (4.7)$$

yazılabilir [25]. Buna göre hacim yük cephesinin kendi elektrik alanı etkisiyle alanın kuvvet çizgileri doğrultusunda ilerleme büyüklüğü şöyle olacaktır.

$$\Delta l = \mu_- \frac{n_-}{N_0} E \cdot t \quad (4.8)$$

Burada $E(x, t)$ büyüklüğü yerine onun denklem (4.5)'de verilen ve $l < x < L$ koşulunu

sağlayan ifadesinin kullanılması gerekir. İncelenen durumda $\frac{n}{N_0} \leq 10^{-8}$,

$\mu_- = 10^{-2} \frac{cm^2}{V \cdot s}$ olduğu için, injekte olmuş yüklerin cephesinin görülür yer değişiminin

gerçekleşebilmesi için $E \approx 10^5 V/cm$ mertebesinde olmalıdır. Alanın bu değerleri



prensipçe, yeterince hacıma dağılmış uzay hacim yükleri tarafından oluşturulabilir. Fakat iletkenlik bandındaki yük taşıyıcıların konsantrasyonu n 'nin hızlı bir şekilde azalması nedeniyle, yapıya gaz boşalma kanalından injekte olmuş hacim yüklerinin cephesinin hareketsiz olduğu varsayılabilir. Biz deneysel olarak, hacim yükünün numunenin tümüne yayılmasını gözlemeğe çalıştık. Fakat, boşalma etkisi sonucu numunenin yüzey potansiyelinin ölçümünde 24 saat müddetinde herhangi bir değişiklik gözlenilmedi. Numunenin potansiyelinin monoton olarak azalması ise, numunenin kendi iletkenliğinden ve de voltmetrenin izolatöründen kaynaklanmasındandır.

Yük korunumu yasasından yararlanarak

$$eNl + \sigma = eN_0l_0 \quad (4.9)$$

yazılabilir. Burada σ metalik elektrot üzerindeki yüzey yük yoğunluğudur. Bu durumda (4.8), (4.6) ve (4.5) denklemlerinden yararlanarak

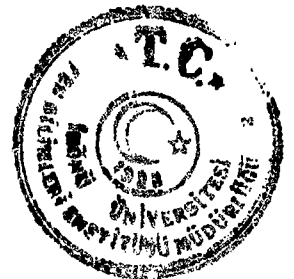
$$\sigma = eN_0l_0 \frac{t}{t_0} \cdot \frac{1 - \frac{n}{n_0} \cdot \frac{l_0}{2L}}{1 + \frac{t}{\tau_0}} \quad (4.10)$$

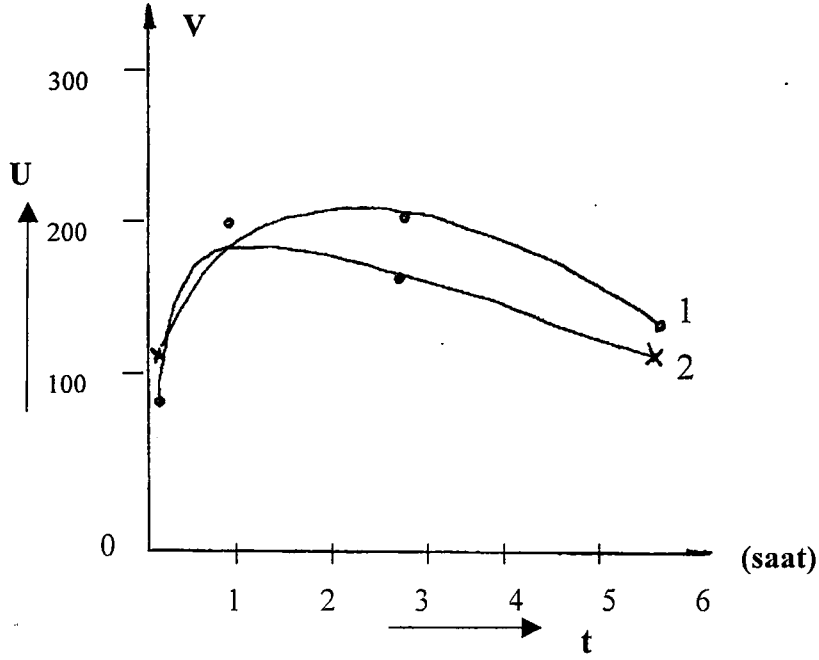
ifadesi elde edilir. Bu ifadenin $t \rightarrow \infty$ limit değeri alınırsa

$$eN_0l_0 \left(1 - \frac{n}{N_0} \cdot \frac{l_0}{2L} \right) \quad (4.11)$$

Burada belli oluyor ki σ veya voltmetrenin gösterdiği yüzey potansiyelinin değişim kinetiği, doyuma giden bir eğridir. Şekil 4.4'den görüldüğü gibi boşalma etkisine maruz bırakılmış PET polimer dielektriğinin yüzey potansiyelinin deneysel olarak belirlenen değişimi doyuma giden bir eğri olup (4.11) denkleminin doğruluğuna işaret etmektedir.

Kıyaslama amacı ile şekil 4.5'de (4.10) denklemine karşılık gelen bağımlılık verilmiştir.

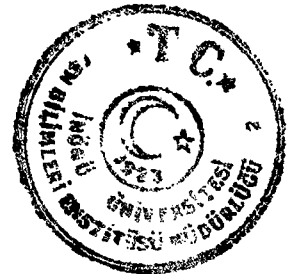




Şekil 4.5 Kısmi boşalma etkisi sonucu polimer dielektriklerin toplam yüzey potansiyelinin değişim kinetiği (1-PET, 2-PS).

Fakat, yukarıda elde edilen teorik sonuçlarla deney sonuçlarının tamamen uzlaşmamasının da söz konusu olduğunu hatırlamak gerekir. (4.10) denkleminde görüldüğü gibi paydaki ikinci terimin birden çok küçük olması nedeniyle, birinci kısa devre edilmesi sonucu, numunedeki boşalma etkisiyle meydana gelen tüm hacim yükünün metalik elektrotlara taşınması gerekiyor. Fakat şekil 4.4’de de görüldüğü gibi numuneye birkaç kısa devre yapılırsa numune üzerindeki potansiyel sıfırlanmıyor ve değişim karakterlerini ana hatları ile koruyor.

Söz konusu olan bu farklılığın nedeni, boşalma sırasında numuneye boşalma kanalından injekte olan elektronların, numunede yasak enerji bölgesindeki enerji tuzak seviyelerine yakalanmalarıdır. Bu durumda yasak enerji bölgesinin tavanına yakın olan elektronlar termik etkiyle iletkenlik bandına rahatlıkla geçerken, yasak enerji bandının tabanına doğru, tuzak enerji seviyelerinde bulunan elektronların iletkenlik bandına geçmeleri kolay olmuyor.



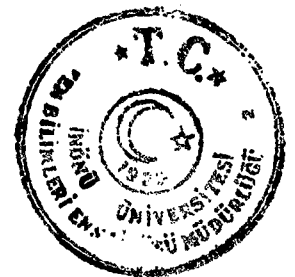
5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Elektrik gaz boşalmaları etkisiyle polimer dielektriklerin yüzeylerinin kimyasal aktivasyonu ve de polimer dielektriklerde uzay hacim yükleri oluşur. Boşalma süresinin küçük değerleri için ($t_{\text{treat}} \leq 1000\text{s}$) yüzey özelliklerinin aktivasyon mekanizması fiziksel olarak açıklanmış ve aktivasyonun, boşalma kanalı bölgesinden materyal yüzeyine konan negatif iyonların materyal yüzeyinde parçalanması sonucu açığa çıkan elektronların, materyalin kuazi yasak enerji bölgesine aktarılması ile gerçekleştiği belirlenmiştir.

Polimer dielektriklerin yüzey özelliklerinin modifikasyonunda boşalmanın gerçekleştiği elektronegatif ortamın ve boşalma çeşidinin belirleyici faktör olduğuna dikkat etmek gerekmektedir. Yapılan deney sonuçlarına göre, yüzey özelliklerinin modifikasyonunda korona boşalması yerine AC kısmi boşalmada yararlanmak daha uygundur.

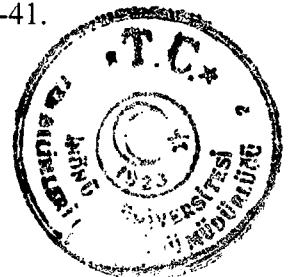
Silindiriksel elektrot sisteminde koronanın dış bölgesinde, iyonların difüzyonu dikkate alınarak unipolar koronanın diferansiyel denklemi oluşturulmuş, onun çözümü ve analizi verilmiştir. Koronanın taç tabakasında elektrik alan şiddeti E ve uzay hacim yük yoğunluğu ρ 'nun dağılımını belirlemek için iyonların ve elektronların konsantrasyonundaki gradyanttan dolayı meydana gelen difüzyon olayını dikkate almak gerekiyor.

Kısmi boşalma etkisine maruz bırakılmış dielektrik malzemelere gaz boşalma bölgesinden injeksiyon olmuş hacim yüklerin deneysel olarak incelenmesi nitelik açısından yalnız PET için gerçekleştirilmiştir. Deney sonuçlarını açıklamak için düzensiz yapılı dielektrik materyallerde difüzyon olayı hesaba katılmaksızın uzay hacim yükünün oluşumu teorik olarak incelenmiş ve yüzey yük yoğunluğu için teorik ifadeler türetilmiştir. Elde edilen teorik sonuçlarla deney sonuçlarının tamamen uzlaşmasının nedeni açıklanmıştır.

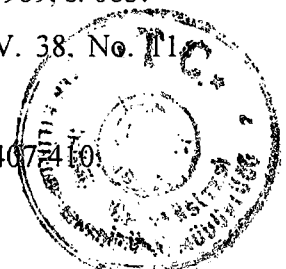


6. KAYNAKLAR

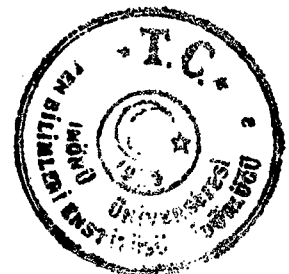
- [1] A. Adamson, Physical Chemistry of Surface, Moskow, 1979, pp.566.
- [2] H.Z. Aliyev, Düzensiz Yapılı Polimer Dielektriklerin Soğurma Spektrumları, Transaction on Elektrophysics of Institute Pyphysics, V.4, 1994, pp.65-67.
- [3] H.Z. Aliyev, Plazma Etkisinden Yalıtkanlarda Oluşan Hacim Yüklerinin Soğrulma Spektrumlarındaki Değişimler, Transaction on Elektrophysics of Institute Pyphysics, V.4, 1994, pp.68-71.
- [4] H.Z. Aliyev, C.M. Juvarlı, P.V. Leonov, Dispersiya v Neuporyadoçennix Polymernix Dielektrikax (PI, PS, PET) v Oblasti Blijnego Ultravileta. Collections of Papers on Electrophysics and Electroenergetics., V.4, Acad Scientific Publication, Baku-Moskow, 1994, pp.72-74.
- [5] H.Z. Aliyev, Yakın UV Bölgesinde, Düzensiz Yapılı Polimer Dielektriklerin Yansıma Spektrumları, Acad Scientific Publication of Institute Physics, Baku-Moskow, V.4, 1994, pp.75-78
- [6] C.M. Juvralı, P.V. Leonov, H.Z. Aliyev, Impulse Elektrical Strength of the Polymer Film in Treakments with Discharge, Jovn. The Report of the Acad. Of Science, Phys. Tech. Mat., 1988, XLIV, No.4, pp.34-37
- [7] H.Z. Aliyev, M. Köksal, Y. Önal, T. Seçkin, Silikojel+Polyimid Kompozit Sisteminin Elektrot Özelliği. Elektrik Müh. 7. Ulusal Kongresi, C.2, s.622-624, 1997, ODTÜ, Ankara.
- [8] C.M. Juarlı, P.V. Leonov, H.Z. Aliyev, Energtical Analysis of The Expantion of The Breakdown Polymeric Filims in The Treatment Them with Discharge SF₆, Journal The Report of the Academy of Science, Phys. Tech. Math., 1988.
- [9] H.Z. Aliyev, M. Köksal, S. Herdem, N. Özbey. Kuvvetli elektrik alanlarının dielektriklerin dlektrik iletkenliğine etkisi, Elmeksem-97, Bursa. 1997, s. 139-141.
- [10] H.Z. Aliyev, M. Köksal, S. Herdem. “ On the quazi-unidimensional apprximation of dynamic of the occurence of conductance channels in plymer dielectrics., 1997. Edirne-Turkey, pp. 143-148.
- [11] C.M. Juvarlı, H.Z. Aliyev, Yu.V. Gorin, P.V. Leonov. On roles of the negative ions in the modification of the surface with electrical discharge. Journal Electronical Treatment of the Materials, 1987, V.138, No.6, pp.39-41.



- [12] H.Z. Aliyev, F. Yalçinkaya, A. Kaygusuz, F. Hansu. Estimation of surface tension energy of metal-plated surface by using Amper's law. MAMTEK-99, Bildiriler kitabı, 1999, s.104-106.
- [13] E.T. Kang, J.L. Shi, K.G. Neoh, K.L. Tan, D.J. Liaw. Surface modification of polytetrafluoroethylene films via graft copolymerization for auto-adhesion. Journal of polymer science part A-Polymer chemistry, 36 (17), 3107-3114, 1998.
- [14] A.V. Kovalchuk, V.N. Vasilets, T.I. Yuranova, E.R. Zubarev, R.V. Talroze. Plasmachemical initiation of the grafting polymerization of mesogen-containing monomers on polytetrafluoroethylene surface. Journal of WMS, A, 40(7) 1228-1230, 1998.
- [15] Q.C. Sun, D.D. Zhang, L.C. Wadsworth, TAPPI Journal, 81: (8) 177-183, 1998.
- [16] D. Zhang, Q. Sun, L.C. Wadsworth., Mechanizm of corona treatment on polyolefin films. Journ. Polymer Engineering and science. 38: (6) 965-970, 1998.
- [17] I.I. Amirov, M.O. Izyumov., Reactive ion etching of polymer films in an oxygen inductively coupled radiofrequency-discharge plasma. Journ. High Energy Chemistry, 33: (2) 119-123, 1999.
- [18] M. Morvova, DC corona discharge in CO₂-air and CO-air mixtures for various electrode materials. Journal of Physics D-Applied Physics, 31: (15) 1865-1874, 1998.
- [19] A-von Engel, Ionized Gasses, Oxford, 1965.
- [20] G. Messi, Otriatelnye ionı, Mir, Moskova, 1979.
- [21] B.M. Smirov, Otriatelnye ionı, M. Atomizdat, 1978 .
- [22] V.K. Biller, Yu. M. Annenkov, B.A. Kojemyakin, Işınma ve Termik İşlevlerin Pl'nin Elektrik İletkenliğine Etkisi, SSCB Dielektrikler Fiziği kongresi, 1-3 Aralık 1992, Bildiri Kitabı, s.117-119., Bakü.
- [23] C.M. Juvralı, Yu.V. Gorin, R.N. Mehtizade, Elektronegatif gazlarda korona boşalması "İlim" press, Azerbeycan Bilimler Akademisi, Fizik Enstitüsü, 1988.
- [24] H.Z. Aliyev, (Edited by: C.M. Juvralı), Gazlarda elektrik olayları. Azerbeycan Bilimler Akademisi, Fizik Enstitüsü, Bakü, , s.353, 1995.
- [25] M. Doumont , A. Honglein, K. Fäger – Zs., Naturforsch, b, 24A, 1969, s. 683.
- [26] Yu.L. Stankevist, V.G. Kalinin, Journal of Technical Physics, V. 38, No. 11, 1968, pp.1979-1980.
- [27] L.E. Dobış, N.İ. Zavada, "Physics Letters", V.20, No.6, 1974, pp.407-410.



- [28] E.W. Mc Daniel, E.A. Mason, The Mobility and Diffusion of Ions in Gasses, p.418, Nwe York-London-Sydney, 1973.
- [29] G. Reter, Gazlarda Elektron Çığları ve Delinme Olayları, Mir Press, 1968.
- [30] R.W. Atnks, Physical Chemistry, Oxford U., Press, 1978.
- [31] G.S. Kuçinsky, Yüksek voltajlı konstrüksiyonlarda kısmi boşalmalar., L.:Enerji press, 1979.
- [32] H.Z. Aliyev, Y. Aydoğdu, İ.K. Bülbül, F. Yakuphanoglu. Kuvvetli Elektrik Alan Etkisiyle Düzensiz Yapılı Polimer Dielektriklerde İonizasyon Prosesleri.
- [33] M. Köksal, S. Mamiş and H.Z. Aliyev, A new simulation model for the corona discharge. International Journal of Applied Mathematics. V.1: (5), 1999, pp. 499-509.
- [34] H.Z. Aliyev, S. Mamiş, M. Köksal., Tek Polariteli Korona Alanında Yük Yoğunluğunun ve Elektrik Alan Şiddetinin Değişimi. Elektrik-Elektronik-Bilgisayar Mühendisliği 8. Ulusal Kongresi, 6-12 Eylül 1999, 2. 707-710.
- [35] N.N. Tichodeyev., Unipolar koronanın diferansiyel denklemi ve basit durumlar için onun integrasyonu. Journal Technical Physics 1955, V. 25, No.8, pp. 1449-1457.
- [36] High Voltage Engineering, D.V. Razewig, (part 1&2), Channa Publisher, 2-Hath Market, New Delhi, India, 1982.
- [37] H.Z. Alisoy, M. Köksal, Electret effect in non-cristaline polymer dielectric and semiconductors expose on gas discharge in SF₆. 8th Inter. Coll. On Numerical Analysis an Computer Science with Applications. Plovdiv, Bulgaria, 13-17 August, 1999.
- [38] H.Z. Aliyev, F. Yalçinkaya, A new method to determine the parameters of an electric field due to corona discharge with a complicated geometric from electrode system. 8th Inter. Coll. On Numerical Analysis an Computer Science with Applications. Plovdiv, Bulgaria, August 13-17, 1999.
- [39] A.N. Tichonov, A.A. Samarsky, Matematik Fiziği Denklemleri. M., "Nauka press", 1977, 736p.
- [40] Ş.A. Baxtaye, Koronnıy razryad na mikroprovodax, Alma-Ata, Nauka, 1984, s.208.



ÖZGEÇMİŞ

1968'de Malatya'da doğdu. İlköğretim ve liseyi Malatya'da, Üniversiteyi Marmara Üniversitesi Teknik Eğitim Fakültesi Elektrik-Elektronik Bölümünde 1989 yılında tamamladı. 1989-1991 yılları arasında İstanbul'da Elektronik Kontrol Sistemleri konusunda özel bir şirkette çalıştı. 1991-1995 yıllarında M.E.B.'nin çeşitli birimlerinde görev aldı. 1995 yılında İnönü Üniversitesi Malatya Meslek Yüksekokulu Teknik Programlar Bölümü'nde öğretim görevlisi olarak çalışmaya başladı ve halen bu göreve devam etmektedir.

