

T.C.
İNÖNÜ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

BARİYER BOŞALMASININ GAZ-DİELEKTRİK VE SIVI-DİELEKTRİK
SİSTEMLERİNİN SORBSİYON ÖZELLİKLERİ ÜZERİNE ETKİSİ

FEVZİ HANSU

YÜKSEK LİSANS TEZİ

MÜHENDİSLİK FAKÜLTESİ
ELEKTRİK-ELEKTRONİK ANABİLİM DALI

MALATYA

EYLÜL 2005

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğü'ne,

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

(imza)

Başkan

(imza)

Üye

(imza)

Üye

Onay

Yukarıdaki imzaların adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylıyorum.

..../..../.....

(imza)
Prof. Dr. Ali ŞAHİN
Enstitü Müdürü

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

BARİYER BOŞALMASININ GAZ-DİELEKTRİK VE SIVI-DİELEKTRİK SİSTEMLERİNİN SORBSİYON ÖZELLİKLERİ ÜZERİNE ETKİSİ

Fevzi HANSU

İnönü Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Elektrik-Elektronik Anabilim Dalı

86 + xi sayfa

2005

Danışman: Prof. Dr. Hafız Alisoy

Gaz-adsorbent ve sıvı-adsorbent sistemlerinde gerçekleşen teknolojik proseslerin etkinlik derecesini değiştiren faktörlerden biri de elektrik alanları veya düşük basınçlı gaz ortamlarında gerçekleştirilen elektrik boşalmalarıdır. Bu tezde, önemli elektrik gaz boşalmalarından olan korona boşalması ve bariyer boşalması etkisiyle gaz-dielektrik ve sıvı-dielektrik sistemlerinin sorbsiyon özellikleri incelenmiştir. Bu çalışmanın temel amacı, elektrik boşalmaları etkisiyle sıvıların ve gazların karışımlardan temizlenmesini gerçekleştiren aygıtların verimlerinin artırılmasıdır.

Korona ve bariyer elektrik gaz boşalmaları sonucu, “Gaz–Dielektrik (N₂-silikojel; CO₂-silikojel; hava-silikojel)” ve “Sıvı-Dielektrik (kirli su-silikojel)” sistemlerinde farklı ortam koşullarında oluşan adsorbsiyon ve termik desorbsiyon olaylarının ağırlık derecesinin belirlenmesi ve elektrik boşalması etkisine maruz bırakılmış silikojellerin değişik basınç ve elektrotlara uygulanan gerilimin değişik değeri “N₂-silikojel” ve “CO₂-silikojel” sistemlerinde emilen N₂ ve CO₂ gaz miktarlarının belirlenmesi için deneysel çalışmalar yapılmıştır. “Gaz-adsorbent” ve “sıvı-adsorbent” sistemlerinde gaz ortamının basıncının ve elektrotlara uygulanacak yüksek gerilimin farklı değerleri için sistemde oluşan boşalma ürünlerinin zamana bağlı olarak oluşma prosesleri incelenmiştir. Bunun için gerekli deney seti hazırlanmış ve optimal rejimler belirlenmiştir. “Gaz-adsorbent” ve “sıvı-adsorbent” sistemlerinin yüzey özelliklerinin, korona ve bariyer boşalması kullanılarak modifiye edilmesi sağlanmıştır.

Deneysel sonuçlardan, basıncın ve sisteme uygulanan gerilimin elektrik boşalması üzerine büyük etkisi olduğu gözlenmiştir. Basıncın kritik değerinin belirlenmesi ve kullanılan elektrik boşalması türünün Akım-Gerilim özegrisinin belirlenmesi, adsorbsiyon ve desorbsiyon verimliliği için büyük önem taşıdığı sonucuna varılmıştır.

ANAHTAR KELİMELER: Elektrik Boşalması, Korona Boşalması, Kısmi Boşalma, Bariyer Boşalması, Adsorbsiyon, Desorbsiyon

ABSTRACT

Master Thesis

THE EFFECT OF BARRIER DISCHARGE ON SORPTION PROPERTIES OF GAS-DIELECTRIC AND LIQUID-DIELECTRIC SYSTEMS

Fevzi Hansu

Inonu University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Electrical and Electronics Engineering
86 + xi Pages

2005

Supervisor: Prof. Dr. Hafız ALİSOY

The main factors affecting the technological processes in Gas-Adsorbent and Liquid-Adsorbent systems are electrical fields and electrical discharges in low pressure. In this thesis, the sorption properties of Corona Discharge and Barrier Discharge on Gas-Dielectric and Liquid-Dielectric Systems were investigated. The main aim of this study is to increase the efficiency of these systems which purify gases and liquids with the affect of electrical discharges.

The adsorption and thermic desorption properties of Gas-Dielectric (N₂- Silicojel, CO₂-Silicojel, Air-Silicojel) and Liquid-Dielectric (Filth water-Silicojel) were studied experimentally by considering different medium conditions. The produced charge amount as a function of time in the Gas-Adsorbent and Liquid-Adsorbent Systems under different pressures and different applied voltages were also investigated. Therefore, the experiment system that is needed for this study were prepared. In this study, the surface properties of dielectric materials were also modified by using Corona discharge and Barrier discharge.

The experimental results have shown that the pressure and applied voltage are very effective on the electrical discharges. These effects such as the critic value of presure and and the characteristic Voltage-Current relation were found to be important in determining the efficiency of Adsorption and Desorption processes.

KEYWORDS: Electrical Discharge, Corona Discharge, Partial Discharge, Barrier Discharge, Adsorption, Desorption.

TEŞEKKÜR

Bu alıőmanın her aőamasında yardım, öneri ve zamanımı esirgemeden beni yönlendiren danışman hocam sayın Prof. Dr. Hafız ALİSOY'a;

Deneysel çalışmalarda her türlü desteğini esirgemeyen kıymetli hocam sayın Dr. Celalettin YEROĞLU'na;

Tezin yazımı ve düzeltilmesi konularında yardımcı olan bölümümüz araştırma görevlilerinden sayın Murat KÖSEOĞLU'na;

Proje ve yayın desteklerinden dolayı, İnönü Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi (**BAPB**)'a;

Laboratuvar malzemelerinin temininde desteğini almıő olduğum bölümümüz lisans öğrencilerinden Teoman KARADAĞ'a;

Tezim süresince bana önerilerde bulunan kıymetli bölüm hocalarıma;

Ayrıca tüm hayatım boyunca bana maddi ve manevi her türlü desteği sağlayan kıymetli aileme ve bu tezin hazırlanmasında katkısı olan herkese;

Teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
İÇİNDEKİLER	iv
ŞEKİLLER LİSTESİ	vi
TABLolar LİSTESİ.....	viii
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	ix
1. GİRİŞ	1
1.1. Elektrik Gaz Boşalmaları:.....	2
1.2. Atomun Uyarımı ve İyonizasyon:.....	4
1.3. İyonizasyon Türleri:.....	5
1.3.1. Çarpma Suretiyle İyonizasyon:.....	6
1.3.2. Foto İyonizasyon:.....	6
1.3.3. Termik İyonizasyon:.....	7
1.3.4. Yüzeysel İyonizasyon:.....	8
1.4. Elektrik Yüklü Parçacıkların Tekrar Birleşmesi (Rekombinasyon):.....	8
2. ELEKTRİK GAZ BOŞALMALARININ BAZI ÖNEMLİ TÜRLERİ:	10
2.1. KORONA BOŞALMASI:.....	10
2.2. KISMİ BOŞALMA (PD):.....	15
2.2.1. KISMİ DEŞARJ MEKANİZMALARININ GENEL SINIFLANDIRILMASI	17
2.2.2. KUSURLARIN SINIFLANDIRILMASI VE TANIMLANMASI.....	18
2.2.2.1. Kusurların Sınıflandırılması.....	18
2.2.2.2. Kusur Parametreleri	19
2.2.2.3. Kusurda Alan Yükselmesi (Artması).....	21
2.2.3. BAŞLANGIÇ ELEKTRON ÜRETİMİ	22
2.2.3.1. Hacimsel Elektron Çıgı	23
2.2.3.2. Yüzey Yayması	24
2.2.4. STREAMER İŞLEMLERİNİN MODELİ.....	277
2.2.4.1. Temel Özellikler ve Streamerlerin Parametreleri.....	277
2.2.4.2. Streamer Başlangıcı.....	28
2.2.4.3. Streamer Üretimi.....	30

2.2.4.4. Sınırlardaki Deşarj Ara Birimleri	31
2.2.5. PD YÜKÜ	33
2.2.5.1. Fiziksel Yük.....	33
2.2.5.2. İndüklenmiş Yük.....	36
2.2.5.3. Yük Bozulması ve Hafıza (Hatırlatma) Etkisi	37
2.2.6. ÖRNEKLER	39
2.2.6.1. İzoleli Materyallerde Küresel Boşluklar:.....	39
2.2.6.2. SF ₆ da Elektrotlar Üzerinde Çıkıntı	45
2.3. BARIYER BOŞALMASI:.....	48
Deney Kurgusu ve Yöntem:	49
3. ADSORBSİYON.....	56
3.2. Lengmiyur adsorbsiyon izotermi:.....	57
3.3. Gözenekli Dielektrik Adsorbentlerde Gerçekleşen Sorbsiyon Olayları....	59
4. GAZ - SİLİKOJEL SİSTEMİ ÜZERİNE ELEKTRİK BOŞALMASININ ETKİSİ	63
4.1. Elektrik Gaz Boşalmasının Silikojel-CO ₂ Sistemi Üzerine Etkisi:	72
5. ELEKTRİK BOŞALMASI YARDIMIYLA SU VE DİĞER SIVILARIN TEMİZLENMESİ:.....	78
6. SONUÇLAR.....	80
7. KAYNAKLAR.....	82
8. ÖZGEÇMİŞ.....	86

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 1.1: Elektrik gaz boşalmasının Gerilim-Akım karakteristiği.....	2
Şekil 1.2: H atomunun uyarılması ve ışımasının şematik gösterimi.....	4
Şekil 2.1.1: Silindiriksel iletken sisteminde korona akımı.	11
Şekil 2.1.2: Korona boşalmasının ideal Akım-Gerilim eğrisi.....	14
Şekil 2.1.3: Korona boşalmasının farklı basınçlardaki deneysel Akım-Gerilim karakteristiği..	15
Şekil 2.2.1: Kusur Sınıflandırma Matrisi.....	18
Şekil 2.2.2: Birinci elektron üretme mekanizmaları a) Hacim üretimi b) Yüzey üretimi	22
Şekil 2.2.3: E elektrik alanına bağlı olarak yüzey akım yayılım yoğunluğu j'nin çizimi, T=300K.....	25
Şekil 2.2.4: izole edilmiş yüzeyler boyunca kontrollü streamer yayılmasının basit işlemleri. α , η : Gaz iyonizasyonu ve bağlama, α_s , η_s : Yüzey iyonizasyonu,ve bağlama.....	26
Şekil 2.2.5: Denklem (2.2.23)'e göre p/l 'ye bağlı, boyutsuz streamer başlangıç fonksiyonu F. Üst eğriler: hava ve SF ₆ ile boşluk kusurları (geometri faktörü f=1). Aşağıdaki eğriler: SF ₆ da elektrot çıkıntıları.....	29
Şekil 2.2.6: Deşarj bağlanma modu a) İzolator yüzeyinde topraklama b) İzolatör yüzeyinden boşalma.	32
Şekil 2.2.7: PD tarafından konuşlandırılan iki kutuplu şarj dağılımı a) Gerçek Dağılım b) Eşdeğer Elipsoidal Boşluk (Yapı).....	33
Şekil 2.2.8: Bazı kusur tipleri için eşdeğer elipsoid a ve b eksenlerin yaklaşık temsili örnekleri.....	34
Şekil 2.2.9: Yük bozulma mekanizması (a) artı ve eksi iyon akıntısı ile gazdaki uzay yük bozulması, (b) ve (c) iyon akıntısı ile yüzey yük bozulması (tam ok) ve yüzey iletkenliği (kırık ok).	37
Şekil 2.2.10: Küresel şekilli yapıda PD.....	41
Şekil 2.2.11: Küresel boşlukta PD aktivitesinin deneysel faz dağılım histogramı. Deneysel ve yüzey parametrelerinde olduğu gibi aynı parametrelerle simüle edilmiş histogram, $\xi=1$, $\Phi=1$ eV, r_{dt} ms ve $K_s=0$	45
Şekil 2.2.12: (Katı eğriler) Hesapla bulunan, (noktalar) SF ₆ 'da elektrot çıkıntılarında ölçülen max. gerçek PD şarjı 400 kPa, uygulanan alan E ₀ bağlı, çıkıntı genişliği $l=5$ ve 10 mm.	47

Şekil 2.3.1: Osilogram kayıtlarının deneydevresi.....	50
Şekil 2.3.2: Bariyer boşalmasının $i(t)$ ve $u(t)$ karakteristiği	51
Şekil 2.3.3: Bariyer boşalmasının Gerilim-Yük karakteristiği (x-y modu ve R direnci devredeyken).....	53
Şekil 2.3.4: Bariyer boşalmasının Gerilim-Yük karakteristiği (x-y modu ve R direnci devrede yokken).....	53
Şekil 2.3.5: Bariyer boşalmasının Gerilim-Yük karakteristiğinin zamana göre değişim grafiği (R direnci varken).	54
Şekil 2.3.6: Bariyer boşalmasının Gerilim-Yük karakteristiğinin zamana göre değişim grafiği (R direnci yokken).....	54
Şekil 3.1: Lengmiyur adsorbsiyon izotermleri.....	59
Şekil 3.2: Adsorbsiyon deney devresi.....	65
Şekil 3.3: a) Silikojel dolu bariyer tüpü. b) İçi boş bariyer tüpü.	65
Şekil 3.4: a) Silikojel dolu korona tüpü. b) İçi boş korona tüpü.....	66
Şekil 3.5: P= 100 torr ve P= 300 torr basıncındaki adsorbsiyon grafiği.....	70
Şekil 3.6: P=100, 200 ve 300 torr basıncındaki adsorbsiyon eğrileri.	71
Şekil 3.7: P= 200 torr basıncında ve U=3 kV ve 4 kV gerilim değerlerindeki elektrik boşalmasının etkisiyle emilen madde miktarının zamana göre değişim eğrileri....	72
Şekil 3.8: CO ₂ 'nin basamaklı izoterm eğrileri.....	73
Şekil 3.9: P= 75 ve 150 torr değerindeki adsorbsiyon eğrileri.	74
Şekil 3.10: P=15 torr ve P= 20 torr 'daki adsorbsiyon izotermleri.....	75
Şekil 3.11: P=100, 200, 400 ve 600 torr basıncındaki boşalma ürünlerinin zamana göre emilme miktarı eğrileri.	76

TABLULAR LİSTESİ

Tablo 2.2.1: Şiddet karakteristiklerinin derecesine göre yalıtım kusurlarının sebep olduğu gazlı PD tiplerinin araştırılması.....	18
Tablo 2.2.2: Genel kusur parametreleri ve kontrol faktörlerinin özeti.....	20
Tablo 2.2.3: Bazı gazlar ve gaz-insulator ara yüzeylerinin konu ile ilgili streamer parametreleri.....	29
Tablo 3.1: 300 °K elektriksel alanı olmaksızın ve elektriksel alanın etkisiyle CO ₂ gazının emilme miktarı.....	67
Tablo 3.2: 300 °K elektriksel alanı olmaksızın ve elektriksel alanın etkisiyle “CO ₂ + N ₂ ” gazının emilme miktarı.....	68
Tablo 5.1: Elektrik boşalmasıyla arıtma işlemi.....	78

SİMGELER VE KISALTMALAR

- a: Taban elektriksel alana E_0 paralel elipsoidin eksenini
- A: Emisyon yüzey alanı
- C: Etkin iyonizasyon katsayısının parametresi
- C_{rad} : Hacimsel iyonizasyon kanunu parametresi
- e: Elementer yük
- E: Elektriksel alan
- E_Q : U_0 geriliminin uygulandığı ortalama alan
- E_{cfi} : Dağılmış streamer kanalı boyunca alan
- E_Q : Kusurdaki taban elektriksel alan
- E_{0max} : AC dögüsü esnasında kusur yerindeki max taban elektriksel alanı
- ΔE : Oyuk içindeki elektriksel alan değişimi
- F: Boyutsuz streamer fonksiyonu
- g^1 : Görünür yükün boyutsuz faktörü
- k: Boltzman sabiti
- $K(a/b)$: Boyutsuz fonksiyon
- l_{str} : Streamer dağılım uzunluğu
- n: Streamer kriter parametresi
- N_e : İlk elektron üretim oranı
- q: Fiziksel yük
- q_{min} : Minimum yük
- q_{max} : Maksimum yük
- r: E_0 alanına dik olan kusur ölçeği
- r_c : Temas yüzeyinin karakteristik yarıçapı
- S: Yüzey emisyon kanunu fonksiyonu
- Δt_{inc} : Ortalama PD gecikmesi
- T/2: AC yarı periyodu
- U_0 : Yalıtım sistemine uygulanan gerilim
- ΔU : PD üzerindeki potansiyel farkı
- ΔU_q : Yüzey yükleri veya boşluğun potansiyel farkı
- ΔU_{PD} : PD'nin içerdiği potansiyel
- ΔU_{res} : PD'nin sonundaki kalan potansiyel fark
- V_{eff} : Etkin iyonizasyon hacmi

X_{cr} : $E = E_{cr}$ deki mesafe
 a_s : Yüzey iyonizasyon katsayısı
 p : Etkin iyonizasyon faktörünün üssü
 ϵ_f : Dielektriğin kısmi geçirgenliği
 q : Gaz eklenme katsayısı
 K_s : Yüzey iletkenliği
 A : Streamer dağılımının boyutsuz faktörü
 μ : İyon hareketliliği
 p : Gaz yoğunluğu
 b : E_0 alanına dik eşdeğer elipsoidin ekseni
 B : Streamer ölçüt parametresi
 C_M : İyonik mobilite μ ile ilgili sabit gaz basıncı
 C_h : Richardson- Schottky emisyon kanunu parametresi
 $e_0(x/l)$: Boyutsuz alan dağılımı
 E : Kusurda ortalama alan değeri
 E_q : Boşluk- yüzey yükten dolayı ortalama alan değeri
 E_{cr} : $(E/p)_{cr}$ kritik alan
 E^{str} : Streamer başlangıcında ortalama alan
 E_0^{str} : Streamer başlangıcında arka alan
 F : Boyutsuz ortalama alan değer faktörü
 g : Gerçek yük için boyutsuz faktör
 j : Yüzey emisyon akım yoğunluğu
 K_{cr} : Birikimde kritik elektron sayısının koparılması
 t : E_0 arka alanına paralel olan kusur ölçütü
 L : Geçerli akımın yönündeki iletken yüzeyin ölçütü
 N^{dt} : Detrappable yük taşıyıcısının sayısı
 P : Gaz basıncı
 q' : indirgenmiş yük
 q'_{min} : Minimum indirgenmiş yük
 q_s : Depolanmış yük
 R : Küresel oyuğun yarıçapı
 f : Uzaysal koordinat
 t : PD olayından sonraki zaman

T: Sıcaklık

u_0 : İndirgenmiş potansiyel

U_0^{inc} : PD başlangıç voltajı

ΔU_a : Arka alandan dolayı potansiyel fark

ΔU^{mc} : Sürülen PD başlangıcında potansiyel fark

ΔU_{res}^{mm} : Min potansiyel düşümü

v_{di} : İyon sürüklenme hızı

x: Streamer yolu boyunca uzaysal koordinat

α : Gaz iyonizasyon sabiti

a: Etkili iyonizasyon sabiti

γ : Streamer kanal alanının kritik alana oranı

ϵ_0 : Boşluk permitivitesi

λ : Kontrol edilen hacim iyonizasyon fonksiyonu

n_s : Yüzey bağlanma sabiti

K_s^* : Yüzey iletkenlik limit değeri

A_0 : PD ölçümü elektronunda kusurları tanımlayan boyutsuz alan skalası

v_0 : Temel Fonon sıklığı

$j(f)$: Elipsoidal boşluklarda yüzey yük dağılımı

r_{dt} : Detrappoble şarjı için bozulma zaman sabiti

q: Alternatif akım fazı

d_{rad} : İyonlanmış quantum değişim yoğunluğu

Ç: Orantı faktörü

PD: Partial Discharge

1. GİRİŞ

Katı cisimlerin sorbsiyon özelliklerinin amaca uygun olacak bir şekilde değiştirilmesi pratik açıdan çok önemlidir. Bu nedenle son yıllarda adsorbent üzerine uygulanan çeşitli etkilerle, sıvıların ayrıştırılması ve gazların karışımlardan temizlenmesini gerçekleştiren aygıtların verim hacminin ve ekonomik göstergelerinin artırılmasına yönelik değişik çalışmalar dikkat çekmektedirler [1-4]. Bu anlamda dispers sistemlerde madde taşınmasına ve bundan dolayı da gaz-adsorbent ve sıvı-adsorbent sistemlerinde gerçekleşen teknolojik proseslerin etkinlik derecesini değiştiren faktörlerden biri de elektrik alanları veya düşük basınçlı gaz ortamlarında gerçekleştirilen elektrik boşalmalarıdır. Bu sistemlerde, elektrik boşalmasının eşzamanlı etkisiyle, katıhal adsorbentlerin çeşitli gazları emme olayları veya adsorbentlerin, yüzeysel ve hacimsel yüklenme olayları güncel problemler arasında yer almaktadır [5-7].

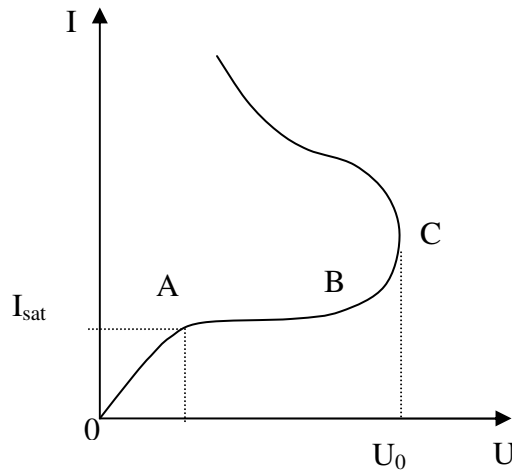
Elektrik alanları ve boşalmaları, teknolojik ve daha etkin olmaları nedeniyle son yıllarda en çok tercih edilen yöntemler arasında yer almaktadır. Bu tezde hava, N₂ ve CO₂ gaz ortamlarında gerçekleşen düşük sıcaklıklı elektrik boşalmaları (bariyer ve korona) etkisiyle adsorbentlerin yüzey özelliklerinin modifiye edilmesi için deneysel çalışmalar yapılmıştır. Korona ve bariyer elektrik gaz boşalmaları sonucu, Gaz-Dielektrik (N₂-silikojel; CO₂-silikojel; hava-silikojel; He-silikojel) ve Sıvı-Dielektrik (kirlı su-silikojel) sistemlerinde farklı ortam koşullarında oluşan adsorbsiyon ve termik desorbsiyon olaylarının ağırlık derecesinin belirlenmesi ve elektrik boşalması etkisine maruz bırakılmış silikojellerin değişik basınç ve elektrotlara uygulanan gerilimin değişik değeri için N₂-silikojel ve CO₂-silikojel sistemlerinde emilen N₂ ve CO₂ gaz miktarlarının belirlenmesi için gerekli deneysel çalışmalar yapılmıştır.

Bu çalışmada ayrıca, gaz-adsorbent ve sıvı-adsorbent sistemlerinde gaz ortamının basıncının ve elektrotlara uygulanacak yüksek gerilimin farklı değerleri için sistemde oluşan boşalma ürünlerinin zamanla oluşma prosesleri incelenmiştir. Bu nedenle gerekli deney seti hazırlanmış ve optimal rejimler belirlenmiştir. Gaz-adsorbent ve sıvı-adsorbent sistemlerin yüzey özelliklerinin, korona ve bariyer boşalması kullanılarak modifiye edilmesi sağlanmıştır. Çalışmanın sonucunda;

- a) Modifiye edilmiş yüzeylerin akım-gerilim karakteristiği
- b) Gaz adsorbent üzerine elektrik boşalmasının etkisiyle ortamın kritik basınç değerine bağlı olarak adsorbsiyon veya desorbsiyon olaylarının ağırlık derecelerinin belirlenmesi
- c) IR spektrumlarının ölçülmesi sağlanmıştır.

1.1. Elektrik Gaz Boşalmaları:

Genel olarak dış etkilerden korunmuş nötr bir gaz elektrik akımını iletmez. Ancak belirli bir hacimdeki gazın içine iki elektrot konur ve bunlara bir gerilim uygulanırsa, gerilimin belirli bir değerinde elektrotlar arasında ani bir akım yükselmesi olur ve böylece hava veya gaz yalıtkanlık özelliğini kaybederek iletken hale geçer. Hava veya gazın iletken hale geçtiği bu olaya elektrik gaz boşalması denir. Elektrik boşalmaları sırasında maddenin dördüncü hali dediğimiz plazma oluşur. Plazmada pozitif iyonlar ve negatif iyonların sayıları yaklaşık olarak aynı miktarda olduğundan plazma ortamı nötr bir ortamdır. Ortamdaki yüklerin aktif halde olmaları nedeniyle de elektriksel iletkenliği çok yüksektir. Plazma ilk defa Langmuir tarafından 1928’lerde incelenmiştir. Langmuire göre plazmada pozitif iyonlar, negatif iyonlar ve yüksüz iyonlar mevcuttur. Plazma çok yoğun bir ortama sahiptir. Lawson kuralına göre yoğunluğu yaklaşık olarak 10^{14} iyon-elektron/cm³ tür. Yüksek sıcaklıktaki plazmalara nükleer reaksiyon ortamları, yıldırım boşalmaları, ark boşalmaları ve güneşteki patlamalar örnek olarak verilebilir. Düşük sıcaklıktaki plazmalar ise laboratuvar koşullarında bir gaz ortamına değişik değerlerde potansiyel uygulamakla oluşturulur ve bunun sonucunda elektrik boşalmaları meydana gelir. Elektrik gaz boşalmasının voltamper karakteristiği aşağıdaki gibidir.



Şekil 1.1: Elektrik gaz boşalmasının Akım-Gerilim karakteristiği.

Grafiğin 0-A kısmı Ohm kanununa uymaktadır, A-B kısmında bir saturasyon gerçekleşmektedir (bunun sebebi katottan çıkan tüm elektronların anoda varmış olmasıdır), C noktasında ise boşalma gerçekleşmektedir. Dolayısıyla 0-C aralığında boşalma kendi kendini besleyemez.

Elektrik gaz boşalmaları kendi kendini besleyen ve besleyemeyen olmak üzere ikiye ayrılır:

Bir pozitif iyonun katot yüzeyinden kopardığı elektron sayısı γ ile gösterilir ve Townsend'in ikinci iyonlaşma katsayısı adını alır. Bir elektron katottan çıkıp anoda varıncaya kadar $e^{\alpha \cdot a}$ adet elektron ve $(e^{\alpha \cdot a} - 1)$ adet de pozitif iyon meydana getirdiğinden, $(e^{\alpha \cdot a} - 1)$ adet pozitif iyonun katottan çözdüğü elektron sayısı $\gamma(e^{\alpha \cdot a} - 1)$ olur. Eğer bu sayı 1'e eşit ise, bu durumda katottan çıkan bir elektron anoda varıncaya kadar, kendisi için bir yedek elektron hazırlamış demektir. Dolayısıyla boşalma kendi kendini besler. Bu nedenle

$$\gamma(e^{\alpha \cdot a} - 1) = 1 \quad (1.1)$$

denklemine boşalmanın kendi kendini besleme koşulu denir. Bu denklem,

$$\alpha \cdot a = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (1.2)$$

şeklinde de yazılabilir. Burada $\alpha \cdot a$, elektronun toplam iyonlaşma katsayısını gösterir ve hava için $\alpha \cdot a = 20$ 'dir.

$$\alpha = p \cdot f_1(E/p) \quad \text{ve} \quad \gamma = f_3(E/p)$$

olduğu düşünülür ve E yerinde U_d/a konursa (1.2)denklemini

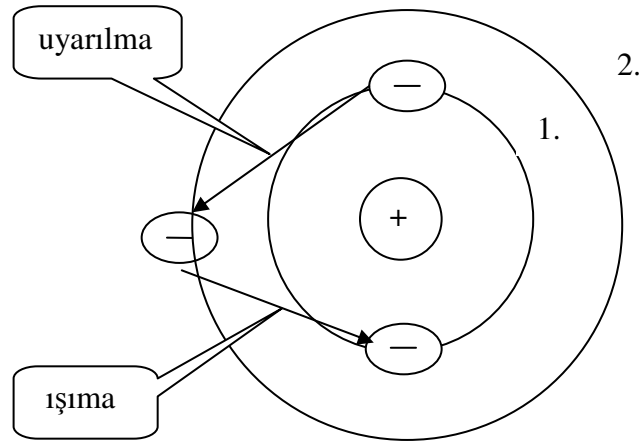
$$p a f_1(U_d/p a) = \ln \left[1 + \frac{1}{f_3(U_d/p a)} \right] \quad (1.3)$$

şekline girer. Burada U_d boşalmanın kendi kendini besleme koşuluna karşı düşen delinme gerilimidir. p basıncı, a ise elektrotlar arasındaki açıklığı karakterize eder. Eğer $\gamma(e^{\alpha \cdot a} - 1)$ ifadesi 1'e eşit değilse boşalma kendi kendini besleyemeyendir denir.

1.2. Atomun Uyarımı ve İyonizasyon:

Bohr atom modeline göre atom, pozitif elektrik yüklü bir çekirdek ile (çapı yaklaşık olarak 10^{-13} ile 10^{-12} cm) bunun etrafında bulunan elektronlardan meydana gelir. Bir atomun elektron sayısı Z ile gösterilir ve bir elektronun elektrik yükü de $-q$ ile gösterilir. q 'nun değeri 1.6×10^{-19} C olup elektriğin en küçük parçasını temsil eder. Bir atomun Z elektronuna karşılık olan toplam elektrik yükü $Q = -Z \cdot q$ dur. Nötr bir atomda bu yük çekirdeğin pozitif elektrik yüküne eşittir ($Q_{\text{çek}} = Z \cdot q$). Z 'ye çekirdek yükü sayısı, sıra sayısı veya proton sayısı denir. Z 'nin değişmesi elemanın değişmesine karşı düşer. Buna karşılık elektronlardan birinin veya birkaçının atomdan ayrılması veya atoma konması çekirdek yükü sayısında bir değişiklik yapmaz, fakat bu durumda atom iyonize olmuş olur. Bir atomdan bir elektron ayrılmasında pozitif iyon (katyon) ve atoma elektron konmasında da negatif iyon (anyon) meydana gelir.

Elektronlar çekirdeği bir zarf gibi kuşatırlar. İncelemeler için elektronların dairesel yörüngeler üzerinde hareket ettikleri kabul edilecektir. Belirli bir yörüngede bulunan bir elektron çekirdek merkezine olan uzaklığına göre belirli bir enerji düzeyinde bulunur. Bir atomda öyle yörüngeler vardır ki, elektronlar bu yörüngelerde hareket ettikleri sürece hiç enerji yaymazlar. Bu yörüngelere kuantum yörüngeleri veya kabuk adı verilir. Kabuklar çekirdek merkezlerine olan uzaklıklarına göre dizilirler. Şimdi en basit atom olan hidrojen atomunu inceleyelim:



Şekil 1.2: H atomunun uyarılması ve ışınımının şematik gösterimi.

Hidrojen atomunun zarf elektronu normal durumda 1. kabuktadır. Eğer atoma bir enerji verilirse, elektron 1. kabuktan 2. kabuğa geçebilir. Verilen enerjinin büyüklüğü

$$W_u = q (V_1 - V_2) = qU_u \quad (1.4)$$

denklemiyle belirtilir. Burada U_u 'ya uyarım gerilimi, W_u ' ya da uyarım enerjisi denir. Buna göre uyarım gerilimi, elektronu 1. kabuktan 2. kabuğa çıkaran gerilimdir ve volt cinsinden ölçülür. $q = 1$ için uyarım enerjisi elektronvolt (eV) cinsinden ölçülür. Gerçekte $q = 1.6 \times 10^{-19}$ C olduğundan, $1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19}$ Ws (J)' dr.

Elektronu, K kabuğundan atomla bağının koptuğu bir yörüngeye geçirmek için

$$W_i = q(V_1 - V_\infty) = qV_1 = qU_i \quad (1.5)$$

enerjisine gereksinim vardır. Burada U_i 'ye iyonizasyon gerilimi, W_i 'ye de iyonizasyon enerjisi denir. Uyarım ve iyonizasyon olayları tersinirdir. Uyarılmış veya iyonize olmuş bir atom eski durumuna geçerken aldığı enerjiyi ışıma (radyasyon) enerjisi şeklinde geri verir. Işımanın frekansı,

$$hf_u = qU_u \rightarrow f_u = \frac{qU_u}{h} \quad (1.6)$$

veya,

$$hf_i = qU_i \rightarrow f_i = \frac{qU_i}{h} \quad (1.7)$$

bağıntılarında bulunur. Burada $h = 6.625 \times 10^{-34}$ Js Planck'ın tesir kuantumudur.

1.3. İyonizasyon Türleri:

Bir gaz içinde elektrikli parçacıklar çeşitli şekillerde meydana gelebilir. Bunların başlıcaları çarpma suretiyle iyonizasyon, foto iyonizasyon, termik iyonizasyon ve yzeyssel iyonizasyondur.

1.3.1. Çarpma Suretiyle İyonizasyon:

Kütlesi m ve hızı v olan bir parçacığın kinetik enerjisi $\frac{1}{2} m v^2$ olduğundan, bu parçacık bir atom veya moleküle çarptığı zaman atom veya molekülü iyonize edebilir. Eğer parçacığın kinetik enerjisi sözkonusu gazın iyonizasyon enerjisine eşit veya ondan büyükse; çarpma, iyonizasyonla sonuçlanır. Yani bir gaz atom veya molekülünden bir pozitif iyonla bir elektron meydana gelebilir. Bunun için,

$$\frac{1}{2} m v^2 \geq W_i \quad (1.8)$$

olmalıdır. Buna göre, örneğin iyonizasyon enerjisi 10.4 eV olan civa buharının ancak, kinetik enerjisi 10.4 eV olan bir parçacıkla çarpışması durumunda iyonize olabileceği anlaşılır. Oysa civa buharı, birinci metastabil enerji düzeyine karşı düşen 4.67 eV'luk bir kinetik enerjiye sahip parçacıkların çarpışması durumunda da iyonize olabilir. Bu durum şu nedenlerden ileri gelebilir:

1. Kinetik enerjisi W_i 'den küçük olan parçacık, atomu uyarılmış duruma sokabilir. Uyarılmış atoma çarpan ikinci, üçüncü ve diğer parçacıklar atomu kademeli olarak iyonize edebilirler (kademeli iyonizasyon).
2. Bir elektron uyarılmış bir atoma çarptığı zaman, uyarılmış atom temel duruma geçebilir ve bu sırada açığa çıkan enerji elektron tarafından alınabilir. Böylece elektronun kinetik enerjisi sözkonusu gazın iyonizasyon enerjisi düzeyine yükselmiş olur.
3. Uyarılmış iki atom birbirleriyle çarpıştığı zaman, atomlardan birinin potansiyel enerjisi diğerine geçebilir ve enerjisi artan diğer atom iyonize olabilir.

1.3.2. Foto İyonizasyon:

Frekansı f olan bir ışımaya ile bir gazın iyonize olabilmesi için

$$hf \geq W_i \quad (1.9)$$

olmalıdır. $f = c/\lambda$ olduğundan (1.9) denklemi,

$$\lambda = \frac{ch}{W_i} \quad (1.10)$$

şekline girer. Burada ışık hızı $c = 3 \times 10^8$ m / s. Planck sabiti $h = 6.625 \times 10^{-34}$ Js ve iyonizasyon enerjisi W_i de Joule cinsinden yerlerine konursa, λ dalga boyu m cinsinden çıkar. $1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19}$ J olduğundan W_i yerine $1.6 \times 10^{-19} W_i$ (eV) değeri konursa;

$$\lambda \leq \frac{3 \times 10^8 \cdot 6.625 \times 10^{-34}}{1.6 \times 10^{-19} W_i (eV)} = \frac{12.3}{W_i (eV)} \times 10^{-7} m \quad (1.11)$$

olur. Buna göre iyonizasyon enerjisi $W_i = 4.88$ eV olan sezyum buharının ışıma ile iyonize olabilmesi için ışımının dalga boyu,

$$\lambda \leq \frac{12.8}{4.88} \times 10^{-7} m = 3.184 \times 10^{-7} m = 318.4 \text{ nm} \quad (1.12)$$

olmalıdır. Bu dalga boyu morötesi ışınlar bölgesinde bulunmaktadır. Dolayısıyla görülebilir ışıkla bir iyonizasyon mümkün olmadığı anlaşılır. Oysa gazın iyonizasyon enerjisinden daha küçük foton enerjileri durumunda da iyonizasyon mümkündür. Bu durum şu nedenlerden ileri gelebilir:

1. Kademeli iyonizasyon.
2. Uyarılmış bir atomla uyarılmamış bir atom, iyonizasyon enerjisi atomunkinden daha küçük olan bir molekül oluşturabilir.
3. Gaz içinde toz parçacıkları varsa, bunlardan elektronlar daha kolay koparlar. Çünkü toz parçacıklarının çıkış işi gazın iyonizasyon enerjisinden daha küçüktür.

1.3.3. Termik İyonizasyon:

Bir gazın sıcaklığı yükseltirse, gene o gazın atom veya moleküllerini iyonize etmek mümkündür. Çünkü sıcaklıkla hızı, dolayısıyla kinetik enerjisi artan parçacıklar çarpma suretiyle iyonizasyona sebebiyet verebilecekleri gibi kızgın duruma gelen gazın ışınması dolayısıyla da foto iyonizasyonla elektrikli parçacıklar meydana gelebilir.

Termik iyonizasyon gazın iyonlaşma derecesi ile belirlenir. Örneğin hava ortam için iyonlaşma enerjisi $W_i = 15$ eV ve sıcaklığı $T = 10\ 000$ °K iken iyonlaşma derecesi $\eta = 0.02$; $T = 15\ 000$ °K iken $\eta = 0.3$; ve $T = 20\ 000$ °K iken $\eta = 0.85$ olur.

1.3.4. Yüzeysel iyonizasyon:

Bir maden yüzeyinden elektron koparılmasına yüzeysel iyonizasyon denir. Bunun için maden yüzeyine, çıkış işi veya çıkış enerjisi adı verilen bir enerjinin verilmesi gerekir. Bu enerji maden yüzeyine aşağıdaki yöntemlerle verilebilir:

1. Madeni ısıtmak suretiyle (Termik elektron emisyonu).
2. Maden yüzeyini elektrikli parçacıklarla bombardıman etmek suretiyle (Çarpma suretiyle iyonizasyon).
3. Maden yüzeyini kısa dalga boylu ışınlarla (fotonlarla) bombardıman etmek suretiyle.
4. Kuvvetli bir dış elektrik alanın etkisiyle (Soğuk elektron emisyonu).

Genel olarak bir madenin çıkış işi, bu maden buharına ait iyonizasyon enerjisinden daha küçüktür ($W_a < W_i$).

1.4. Elektrik Yüklü Parçacıkların Tekrar Birleşmesi (Rekombinasyon):

Dış etkilerden uzak ve kendi haline bırakılmış iyonize bir gaz elektrik yükünü yavaş yavaş kaybeder. Bunun sebebi, farklı işaretli elektrikli parçacıkların tekrar birleşmeleridir [8].

Bir pozitif iyonun bir negatif iyon veya elektronla birleşmesi için bunların belirli bir süre yanyana bulunmaları gerekir. Genel olarak elektronlar hızlı hareket ettiklerinden bir pozitif iyonla bir elektronun birleşme olasılığı, bir pozitif iyonla bir negatif iyonun birleşme olasılığından daha küçüktür. Ayrıca gaz içinde iyon yoğunluğu ne kadar büyükse bunların birleşme olasılığı da o kadar büyük olur. 1 cm^3 gazda N^+ adet pozitif iyon ve N^- adet negatif iyon varsa, bunların birleşme ile kaybolma hızı N^+ ve N^- ile orantılı olur. Yani,

$$-\frac{dN^+}{dt} = -\frac{dN^-}{dt} = \rho N^+N^- \quad (1.13)$$

yazılabilir. Burada ρ 'ya birleşme katsayısı denir. Eğer gaz içinde $N^+ = N^- = N$ ise, yukarıdaki denklem,

$$-\frac{dN}{dt} = \rho \cdot N^2 \quad (1.14)$$

şekline girer. Bunun değişkenleri ayrılıp, zaman bakımından 0'dan t'ye ve iyon yoğunluğu bakımından da N_0 'dan N'ye kadar integrali alınır;

$$-\int_{N_0}^N \frac{dN}{N^2} = \rho \cdot t \quad (1.15)$$

denklemden,

$$N = \frac{N_0}{1 + \rho \cdot N_0 \cdot t} \quad (1.16)$$

denklemini elde edilir. Buna göre, bir gazdaki iyon yoğunluğunun birleşme ile azalması hiperboliktir. Gerçekte ρ birleşme katsayısı, zamanın bir fonksiyonudur. İyonların oluştuğu ilk anlardaki ρ daha sonraki ρ 'lardan büyüktür. Bu bakımdan yukarıda bulunan denklem ancak küçük zaman aralıkları için doğru kabul edilebilir.

2. ELEKTRİK GAZ BOŞALMALARININ BAZI ÖNEMLİ TÜRLERİ:

2.1. KORONA BOŞALMASI:

Elektrik gaz boşalmalarının bu çeşidi, ilk kez hava ortamında bulunan ve ortama göre yüksek potansiyele sahip olan iletkenin ucunda korona (taç, saçılma) şeklinde gözlemlenen bir glow (kor) boşalmasıdır. Bilindiği üzere boşalmanın bu çeşidi (korona boşalması) nonhomojen elektrik alanı oluşturan elektrotlar arasındaki basıncın yüksek değerlerinde gözlemlenir. Örneğin, bu tür elektrot sistemini temsilen, hava iletim hatlarının iletkenlerinin “iletken – iletken” arasında oluşan elektrik alanında veya “iletken – yer” elektrot sisteminde oluşur. Bundan dolayıdır ki, korona boşalmasının fiziksel özelliği “çubuk – düzlem”, “çubuk – çubuk”, “küre – küre”, “küre – düzlem” elektrot sistemlerinde incelenir [9].

Korona boşalması tekniğinin iki alanı için çok önemlidir:

1. İletim Hatlarında
2. İyon – Elektron Teknolojisinde

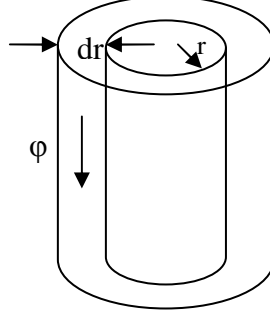
Korona boşalması yüksek gerilim tekniğinde, örneğin havai iletim hatlarında önemli derecede enerji kayıplarına neden olur. Bu dezavantajı ortadan kaldırmak için belirli tedbirler alınır. Oysa iyon – elektron teknolojisinde elektrik boşalmalarının bu tipi gaz ortamında yüklü parçacıkların oluşturulması için örneğin elektrofiltrelerde, baca gazlarının temizlenmesinde, ozanatorlarda ve suyun filtrasyonu gibi alanlarda genişçe kullanılır.

Başka bir deyişle korona boşalması nonhomojen elektrik alanda gerçekleşen bir glow boşalmasıdır. Yani korona boşalması eğrilik yarıçapı küçük olan elektrodun pozitif veya negatif polarite olmasına bağlı olarak, korona boşalması pozitif veya negatif bölgeleri (boşalma gövdesine) sahip olmayan glow boşalması gibi algılanabilir.

Varsayalım ki, dış yarıçapı r_1 olan ve iç yarıçapı r_0 olan eş eksenli bir elektrot sistemi verilmiştir. Bu elektrot sisteminde korona boşalmasının akımını bulalım:

Gaus yasasına göre birim uzunluğa sahip hacim elemanına gelen elektrik akısı ϕ_r ve bu elemandan çıkan elektrik akısı ϕ_{r+dr} arasındaki fark, bu hacimdeki yükün 4π ile çarpımına eşittir. Yani,

$$\varphi_r - \varphi_{r+dr} = 2\pi\epsilon r \cdot E - 2\pi\epsilon \left(E + \frac{\partial E}{\partial r} dr \right) (r + dr) = 4\pi(2\pi r \rho dr) \text{ dir.} \quad (2.1.1)$$



Şekil 2.1.1: Silindiriksel iletken sisteminde korona akımı.

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} [E_r] = \frac{4\pi\rho}{\epsilon} \quad (2.1.2)$$

Burada;

E : Keyfi bir r noktasındaki elektrik alan şiddeti

ϵ : Ortamın dielektrik sabiti

ρ : Uzak hacim yük yoğunluğu ($\rho = \rho^+ - \rho^-$)

$\rho = 0$ olursa:

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (E_r) = 0 \quad (2.1.3)$$

$$E = - \frac{A}{r} \quad \text{ve} \quad A = \frac{V_1}{\ln \frac{r_1}{r_0}} \quad (2.1.4)$$

$$E = - \frac{dV}{dr} \quad \text{ve} \quad V = A \cdot \ln \frac{r}{r_0} \quad (2.1.5)$$

$V = V_1$ iken $r = r_1$; $V = 0$ iken $r = r_0$ olur.

Yukarıdaki (2.1.2) denklemi uzak hacim yükü ρ 'nun $\rho = \rho^+ - \rho^-$ keyfi dağılımı için silindirik koordinatlarda Poisson denklemini ifade etmektedir. Eğer (2.1.2) denkleminde $\rho = 0$ olursa, (2.1.2) denklemi,

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (E_r) = 0 \quad (2.1.3)$$

Laplace denklemine dönüşür. Bu ifadeden,

$$E = - \frac{A}{r} \quad \text{ve} \quad A = \frac{V_1}{\ln \frac{r_1}{r_0}} \quad \text{olmak üzere} \quad (2.1.6)$$

$$E = - \frac{V_1}{r \ln \frac{r_1}{r_0}} \quad (2.1.7)$$

olur. Elektrik alan şiddeti ile potansiyel arasındaki gradyant bağlantısından hareketle;

$$V = \frac{V_1}{\ln \frac{r_1}{r_0}} \cdot \ln \frac{r}{r_0} \quad (2.1.8)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $V_{r=r_1} = V_1$ ve $V_{r=r_0} = V_0$ ($\epsilon \cong 1$) alınmıştır.

Hangi durumlarda Poisson denklemleri veya hangi durumlarda Laplace denkleminin kullanılacağı sorusuna cevap olarak şu açıklama yazılabilir:

Uzay hacim yükleri ρ 'nun, elektrotlar üzerindeki yüzey yük yoğunluğuna eşit olması durumunda (2.1.2) ile tanımlanan denklem yerine (2.1.3) denklemleri kullanılabilir.

Varsayalım ki, ρ uzay hacim yük yoğunluğunun ortalama değeri ve c birim uzunluğa karşılık gelen kapasitedir. O halde birim uzunluklu silindrsel hacim için

$$\rho \cdot \pi r_1^2 \cdot l \approx \frac{V_1 2\pi}{\ln \frac{r_1}{r_0}} \quad (2.1.9)$$

ifadesi yazılabilir. Eğer $V_1 = 3 \text{ kV} = 10 \text{ CGSE}$ ve $1 \text{ CGSE}_\phi = 1/300 \text{ volt}$; $r_0 = 2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$ 'dir. $r_1 = 1 \text{ cm}$ alınır, $\ln \frac{r_1}{r_0} \approx 4$ ve bu durumda $\rho \cong 5 \text{ CGSE}$ veya $N \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$

olacaktır ve bir başka deyişle incelenen durum için uzay hacim yük yoğunluğunun

önemli etkisi sözkonusu olacaktır. Bu nedenle uzay hacim yüklerinin konsantrasyonunun $N \geq 10^8 \dots 10^9 \text{cm}^{-3}$ olması gerekir.

Silindrsel elektrot sistemi için akım şiddeti ve akım yoğunluğu arasındaki

$$i = 2\pi r \cdot j = 2\pi r \cdot \rho v = 2\pi r \cdot \rho \mu E \quad (2.1.10)$$

bağıntısından yararlanarak (2.1.10) denklemini yeniden düzenlenirse,

$$E^2 = \frac{2i}{\mu} + \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \left(E_0^2 - \frac{2i}{\mu}\right) \quad (2.1.11)$$

elde ederiz. Özel durumda (2.1.11) ifadesi,

$$E = \left(\frac{2i}{\mu_0}\right)^{1/2} \quad (2.1.12)$$

şeklinde olup r 'den bağımsızdır.

Potansiyel (V) ve akım şiddeti (i) arasındaki ilişki (2.1.11) denkleminin integralenmesi ve bazı basit dönüşümler sonucunda ;

$$V = \int_{r_0}^{r_1} \sqrt{\left[\frac{2i}{\mu} + \left(\frac{r_0 \cdot E_0}{r}\right)^2\right]} dr = C_1 \int_{\alpha_0}^{\alpha_1} \sqrt{\left[1 + \left(\frac{1}{\alpha}\right)^2\right]} d\alpha \quad (2.1.13)$$

biçiminde elde edilir. Burada α ;

$$\alpha = r \left(\frac{2i}{\mu}\right)^{1/2} \cdot C_1 \quad \text{ve} \quad C_1 = r_0 \cdot E_0 \text{ 'dır.} \quad (2.1.14)$$

Böylece,

$$\frac{V}{C_1} = \sqrt{1 + \alpha^2} - \sqrt{1 + \alpha_0^2} - \ln \left[\frac{\alpha_0 \cdot (1 + \sqrt{1 + \alpha_1^2})}{\alpha_1 \cdot (1 + \sqrt{1 + \alpha_0^2})} \right] \quad (2.1.15)$$

$$\frac{V}{C_1} \approx \frac{\alpha_1^2}{2} - \ln \frac{\alpha_0}{\alpha_1} \quad (2.1.16)$$

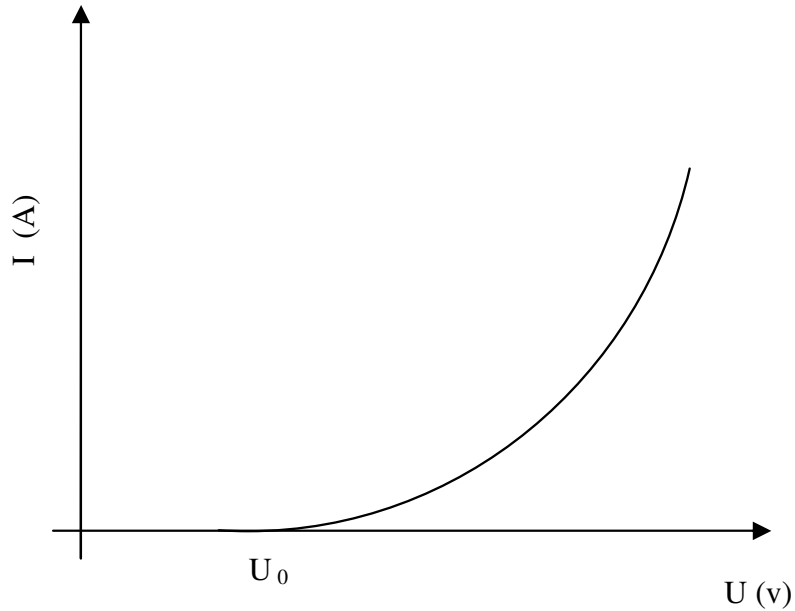
olur. Öte yandan,

$$r_0 \cdot E_0 = \frac{V_0}{\ln \frac{r_1}{r_0}} \quad (2.1.17)$$

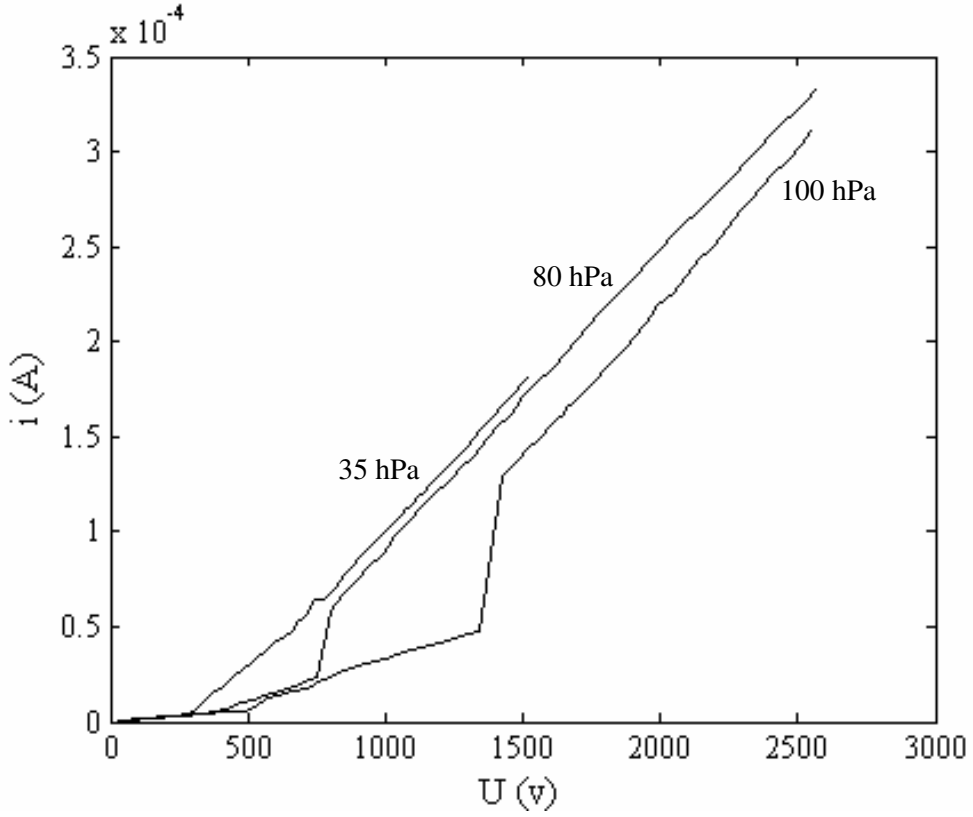
olduğu dikkate alınırsa korona boşalmasının akım – gerilim özeğrisi

$$i = \frac{(V - V_0)V_0\mu_0}{r_1^2 \cdot \ln \frac{r_1}{r_0}} \quad (2.1.18)$$

biçiminde ifade edilir. Elde edilen son ifadeden de görüldüğü gibi korona boşalmasındaki i akımı, potansiyel farkı V (Elektrot sistemine uygulanan gerilim ve V_0 başlangıç boşalma gerilimi olmak üzere) $(V - V_0)$ ve hacim yüklerinin hareketlilik kabiliyetleriyle doğru orantılı ve gazın yoğunluğuyla ters orantılıdır. Teorik olarak elde edilen bu sonuç (Şekil 2.1.2) elektrotlar sistemine uygulanan gerilimin küçük değerleri için deney sonuçlarıyla iyi uyum sağlamaktadır.



Şekil 2.1.2: Korona boşalmasının ideal Akım-Gerilim eğrisi.



Şekil 2.1.3: Korona boşalmasının farklı basınçlardaki deneysel Akım-Gerilim karakteristiği.

Korona boşalmasının $P=35$ hPa, $P=80$ hPa ve $P=100$ hPa basınç değerlerindeki deneysel Akım-Gerilim karakteristiği Şekil: 2.1.3'te verilmiştir.

Korona boşalmasında, elektrik enerjisi başlıca gazın ısı enerjisine dönüşür ve bunun sonucu olarak da ortamdaki iyonlar momentlerini moleküllere aktarırlar. Korona boşalmasında elektrik enerjisinin ışığa ve ısıya dönüşümü çok azdır. Ayrıca tekrar birleşme (Rekombinasyon) ile yokolma kayıpları da çok azdır.

2.2. KISMİ BOŞALMA (PD):

Yalıtım sistemlerindeki kısmi deşarjlar (PD); iletim yüzeyleri boyunca sızma akımları üzerinde yüzeylerden yük taşıyan emisyonlar; ısı ve ışık verici deşarjlar, minimum kritik çığlaşma ile sıvılar ve katılar içerisine yük taşıyıcı enjeksiyonu gibi düşük ve elektrik dallanması şeklindeki orta yoğunluklu olaylar; arklar, şimşekler vb. deşarj tipleri gibi geniş bir fiziksel olayların dağılımından oluşur.

Bu deşarj tiplerinin çoğu yalıtımın azalmasına etki eder ve onların bir kısmı çökme olayını tetikler. Bu yüzden PD olayının fiziğini anlamak en önemli araştırma alanlarından biridir ve PD ölçümlerinin yorumlanması en önemli araç olarak karşımıza çıkmaktadır.

PD'nin öncü çalışmaları 1960 ve 1970'lerde oylum (boşluk) deşarjı üzerinde yoğunlaştı. 1970'lerin sonlarında diğer PD mekanizmalarını anlamak için nicel nümerik simülasyonlar gibi gelişmiş metotlar kullanıldı. PD sinyallerini ölçebilmek için gerekli fiziksel proseslerin esasları daha ileri çalışmalarda ortaya kondu. PD modellemesine genel bir yaklaşım ve PD konusunun fiziksel esasları 3 temel bölüme ayrılabilir:

PD modelleri, yaşlanma ve zayıflanma modelleri, çökme modelleri.

Son zamanlarda gazlar ve gaz yalıtım arayüzeyleri boyunca oluşan deşarjlarla ilgili literatürde esaslı çalışmaların yapıldığına sıkça rastlanılmaktadır. Katı ve sıvı yalıtımda PD modellemesi için detaylı bilgiler [10] ve [11]'de verilmiştir. Bu çalışmanın esas konusu aşağıdaki konuları açığa çıkararak farklı deşarj olayı gibi görünen pek çok olayı birleştirerek tek bir konu gibi göstermektedir.

- 1-) Yalıtım sistemlerindeki kusurlar çok değişik yüzey şekilleri göstermesine rağmen bununla ilgili PD aktivitesi fiziksel açıdan pek çok ortak özelliğe sahiptir. Bu durum, sistematik kusur sınıflandırması, kusur parametrelerinin birleşik tanımlaması ve modelleme olayının gerçekleştirilmesine olanak sağlar.
- 2-) PD ölçümünün doğruluk ve duyarlılığı teknik ekipmanın yetersizliği nedeniyle her zaman sınırlı iken, fiziksel modelde kullanılan genelleştirilmiş yaklaşımlardan dolayı, model hassasiyetinin yüksek olmasına gerek yoktur.
- 3-) Sıklıkla, modelde yer alan büyüklükler arasındaki orantılı ilişkilerin oluşturduğu boyutsal nitelikler kullanılarak fiziksel ilişkilerin türevleri basitleştirilebilir. Deşarj yapısı ve spesifik kusur geometrisinin büyüklüklerinin detayları deneylerle elde edilen veya çoğunlukla sayısal deşarj modellerinden elde edilen boyutsuz orantılı faktörlere dönüştürülür.

2.2.1 KISMİ DEŞARJ MEKANİZMALARININ GENEL SINIFLANDIRILMASI

Yalıtım sistemi kusurlarının sebep olduğu PD aktivitesi 3 kategori içinde sınıflandırılabilir. Gazlarda ve gaz yalıtım yüzeylerinde deşarj, sıvılarda ve sıvı katı ara yüzlerinde deşarj ve katılarda deşarj. (Yük enjeksiyonu, elektriksel dallanma). Gazlı PD tiplerinin temel özelliklerinin karakteristikleri ile birlikte onların teknik donanım yardımıyla belirlenebilirliği ve yalıtımın eskime ve yetersizliği için önemi Tablo 2.2.1'de özet olarak gösterilmektedir. En zayıf deşarjlar yüzeylerden yük taşıyıcıların emisyonu ve yalıtım yüzeylerinin zayıf temas yüzeyleri boyunca olan sızma akımlarıdır. Katodik iletkenlerden olan alan emisyonu ve termioyonik [12], yalıtım yüzeylerinde tuzaklanamayan yük taşıyıcılar [13,14], yalıtım yüzeyleri boyunca oluşan mevcut akımlar [15, 16, 18] ve ışık veren deşarjlar bu örneklerdendir. Bu deşarj tipleri, genel PD ölçme teknikleriyle belirlenemeyen çok düşük ve sürekli akımlar tarafından karakterize edilir. Yine de bu deşarj tipleri alan saptırma yüklerinin toplanmasıyla [12] ısı kaçakları [18] ve diğer etkilerle yük indükleyebilirler.

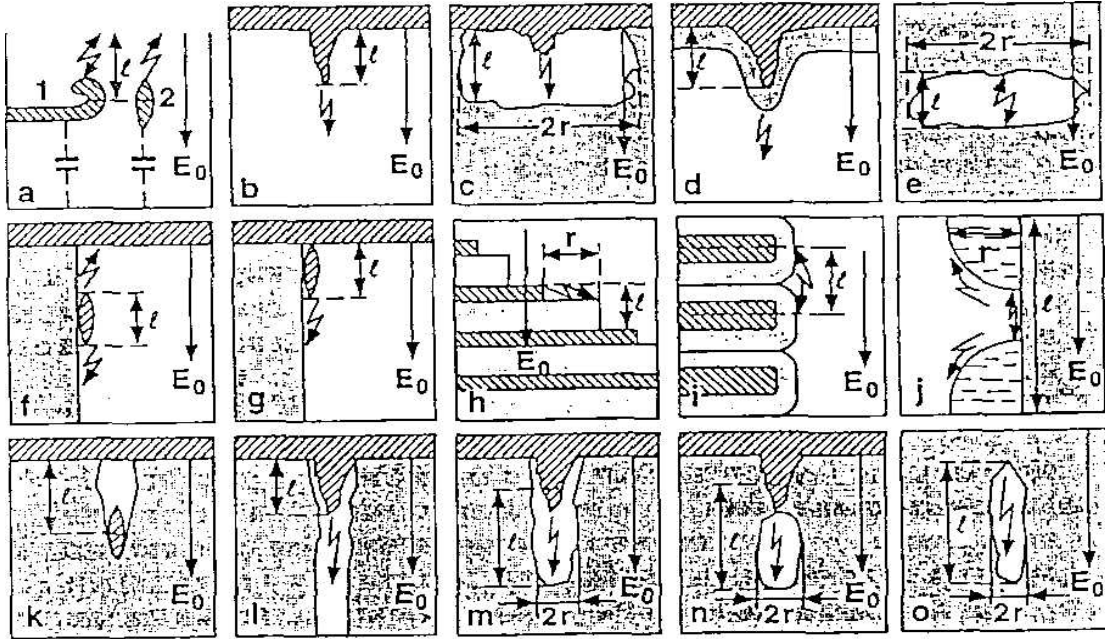
Diğer bir sınıflandırma, düşük yoğunluklu yüklerin oluşturduğu boşalmadır. Bu tür boşalmalara Townsend deşarjı veya yoğun kısmi mikrodeşarjlar denir. (SPMD)[6]. Pals şekle sahip olmasına rağmen, standart teknik donanımla ve PD ölçme teknikleriyle laboratuvar ortamında bile zorlukla belirlenebilecek kadar düşük yük yoğunluğuna sahiptir. Tablo 2.2.1'deki deşarj tiplerinin hepsi, eskime (aging) ve kırılma (breakdown) için uygundur. Fakat teknik donanımdan yararlanarak tespit edilmeleri gereklidir.

Bu çalışmada tartışılan deşarj tipi "streamer" dir. [19, 29, 31-33]. Bu tip deşarj iki önemli rol oynar. İlk olarak teknik donanımlarca belirlenebilecek bir sinyal seviyesine sebep olur. İkinci olarak çoğu durumlarda leaders, sparks (şimşek), son yalıtım boşalmalarındaki gibi daha yoğun deşarj tiplerinde görülür.

Bu ikisi arasındaki geçişlerde streamer deşarjı olur ve bu deşarj kritik yoğunluk seviyelerini aşar. [27, 29, 30]. Bu konuya bu çalışmada daha fazla değinilmeyecektir.

Tablo 2.2.1: Şiddet karakteristiklerinin derecesine göre yalıtım kusurlarının sebep olduğu gazlı PD tiplerinin araştırılması.

PD type	order o of magnitude	PD		
		detect	aging	failure
Surface emission	contin. $L\hat{U}^{10} \dots 10^{-} A/m^J$	no	no	no
surface conduct.	contin. $10^{15} \dots S$	no	yes	yes
Glow	contin. $\sim 10 A/ m'$	no	yes	no
Townsend,SPMD	pulsed, - 100 ns	no	yes	no
Streamer	pulse,1 ... 100 ns, > 10 pC	yes	yes	yes
Leader	pulse,0, 01 ... 1 ms., 1...10	yes	yes	yes
Spark	0.001 . 1 ms, 0.1 10 A	yes	yes	yes
Partial arc	0.1 ... 1 s, 1 ... 10 A	yes	yes	yes



Şekil 2.2.1: Kusur Sınıflandırma Matrisi

2.2.2 KUSURLARIN SINIFLANDIRILMASI VE TANIMLANMASI

2.2.2.1 Kusurların Sınıflandırılması

İzolasyon yapısında imalat hatasından kaynaklanan değişik, geometrik boyutlara ve şekle sahip kusurlar oluşmaktadır. Genelde yapıdaki kusurların sınıflandırılması deşarj olayını sınırlayan iki temel esasa dayanır: Bunlar sırasıyla a) elektrik alanının normal ve teğet bileşenlerinin yönleri ve b) Dış elektrik alanı E_0 'a paralel katı yalıtkan

yüzeylerin pürüzlülük derecesidir (bak şekil 2.2.1). Yüzeyin etkisi olmaksızın deşarj olayının gaz ortamında gelişmesi pratik durumlar için önemlidir. Şekil 2.2.1'deki kusur matrisinin son alt köşesindeki kusur tipi için elektriksel dallanma olayı olağanüstü bir durum olarak nitelendirilir [22, 26]. Tasarım faktörü, imalat aşamaları, montaj aşamaları ve servis özelliklerine bağlı olarak herhangi bir özel yalıtım sistemi Şekil 2.2.1'deki kusur matrisinin bir alt kümesini içerir.

Sıkıştırılmış SF₆ yalıtımında rastlanılan kusur tipleri Şekil 2.2.1'de a, b, d, f, g harfleriyle işaretlenmiş şekillerde olur. Öyleki a₂, b, f ve g temas partiküllerinin bozulmasıyla, a₁ ise akış potansiyelindeki iletken bileşenleriyle ilgilidir. Makine yalıtımı, kuru tip transformatör yalıtımı ve reçineli yalıtımda rastlanılan kusur tipleri c, e, k ve o şeklindedir. Oysa iletken-reçine arayüzeyinde oluşan kusurlar Şekil 2.2.1'de verilmiş c, k, l ve m geometrik biçimlerinde olur.

Karışık yalıtım sistemlerinde ise, kusur tipleri h ve j ile birlikte c, e, k ve o şeklinde görülebilir. Atmosfer kirliliği nedeniyle dış ortam yalıtımında gözlemlenen kusur tipleri Şekil 2.2.1'deki j tipindedir.

2.2.2.2 Kusur Parametreleri:

Kusuru karakterize eden parametreler kusur geometrisi dikkate alınmadan sadece kusurun niteliğine ve miktarına bağlı olarak seçilmelidir. Bu, kusur yerindeki E₀ dış elektrik alanına ve PD işlemindeki malzemeye bağlıdır. Bu malzeme, yeterince seçilmiş integral parametreleri ile karakterize olmuş gaz, katı veya bu ikisinin arayüzeyinden oluşabilir.

Bu durumlara karşılık gelen parametreler gurubu Tablo 2.2.2'de listelenmiştir. Birinci guruptaki parametreler geometrik parametreler olup kusurun yerini ve boyutunu karakterize eder. Kusur konumu, U₀ ve A₀ gibi iki boyutsuz skaler olan nicelikler ile karakterize edilir. Birincisi, kusur konumundaki uygulanan voltaj U_a'ya normallenmiş olan elektrostatik potansiyel (U), yani U₀=U / U_a'dır. Bu ise, yalıtılmış sistem dizaynının kusur konumundaki elektrik alanını nasıl kontrol edeceğini nicel olarak hesaplar.

$$E_0=U_0 \nabla u_0 \quad (2.2.1)$$

denklemini ise, sisteme U_0 voltajı uygulandığında kusurdaki E_0 alanını verir.

$$\Delta U_0 = E_0 / U_0 \quad (2.2.2)$$

formülü, niceliği azaltılmış başlangıç alanını ifade etmektedir. Boyutsuz skaler alan U_0 , Laplas denkleminin HV elektrotta $U_0=1$ ve topraklanmış elektrotta $U_0=0$ sınır koşulları dikkate alınarak çözülmesiyle elde edilir.

Tablo 2.2.2: Genel kusur parametreleri ve kontrol faktörlerinin özeti

Kategori	Parametre	Sembol	Faktör
Geometri	Background alanı	$\nabla U_0 = E_0 / U_0$	Plan Üretim Kalite
	PMC fonksiyonu	$\nabla \lambda_0$	
	Kusur ölçümü II ∇U_0	l	
	Kusur ölçümü ∇U_0	R	
Külçe malzemeler	Geçirgenlik	ϵ_r	Malzeme
	Basınç	P	
	Gaz iyonlaşması	$(E/p)_c^r, B, n, \gamma$	
Yüzey	Yüzey iyonlaşması elektron emisyonu	Φ, X_i, τ_{dt}	Malzeme
	Yüzey iletimi	K_s	

İkinci parametre ise boyutsuz skaler alan λ_0 dır. Bu, PD sinyali ölçüldüğünde kusur konumunun elektroda bağlanmasını karakterize eder ve bölüm 2.2.5.2’de detaylıca açıklanmıştır.

Son iki geometrik parametre sırasıyla, E_0 başlangıç alanı veya ∇U_0 yönündeki uzunluk ölçümleri l ve r ile kusur boyutunu ve buna dikliğini karakterize eder. Bunlar Şekil 2.2.1’de de gösterilmiştir. Kusur ölçümü genellikle tüm ölçümle kıyaslandığında küçük olduğu farz edilir. E_0 başlangıç alanının az miktarda değişmesi, kusurun bölgesel olarak düzgün E_0 başlangıç alanı içinde yerleştiği varsayılır.

Parametrelerin ikinci grubu, boşalmaya neden olan katı ve gaz malzemelerin döküm özelliğidir. Bunlar katı dielektriklerin kısmi geçirgenliği ϵ_r , gaz türünü ve p basıncını ve gaz ara yüzlerinin iyonlaşma özelliklerini tümüyle karakterize eden $(E/p)_{cr}$, B, n ve γ gibi parametreleri içerir ve bunlar, bölüm 2.2.4.1 ve 2.2.4.3'te detaylıca incelenecektir. Bu parametreler, izolasyon üretiminde etkili olup katı ve gaz izolasyon malzemelerinin seçiminde belirleyici özellik gösterir.

Parametrelerin üçüncü grubu, boşalmaya neden olan ara yüzleri karakterize eder ve yüzey katkısıyla iyonlaşma özelliklerini, yüzeyden yük yayma ve yüzey boyunca yük taşınması olaylarını kapsar. Bunlar bölüm 2.2.3.2'de detaylıca tartışılacaktır. Bu ara yüzey verileri sadece malzeme seçimiyle tayin edilmez, aynı zamanda yüzeylerin çeşitli fiziksel ve kimyasal işlemlerinde de etkilenir. Bu durum, teorik olarak nicelleştirmeyi zorlaştırır ve normalde deneysel verilerin olmasını da gerektirir.

2.2.2.3 Kusurda Alan Yükselmesi (Artması):

PD, kusur nedeniyle oluşmuş bir lokal alan artması ile gelişir. Bu artan alan genellikle iki katkıdan oluşur. Birincisi, uygulanan U_a voltajı ve kusur ile E_0 başlangıç alanının yöresel artması, ikincisi ise, önceki PD aktifliği ile ayrılmış olan yüzey yükleri veya lokal boşluk ile birleşmesidir. Her iki katkı, PD boşluğuna neden olan potansiyel farkla tam olarak ifade edilebilir.

$$\Delta U = \Delta U_a + \Delta U_q \quad (2.2.3)$$

Burada ΔU toplam potansiyel fark olup, boşalmayı elde etmek için PD boşluğundan elde edilebilir. ΔU_α katkısı boyutsal olarak başlangıç E_0 alanı ile ve

$$\Delta U_\alpha = f E_0 l = f l U_0 \nabla u_0 = E_\alpha l \quad (2.2.4)$$

denklemlerinden E_0 'ın yönündeki kusur ölçümü ile ilişkilendirilebilir.

Burada f boyutsuz bir faktördür ki kusur ile alan artması için tam olarak hesaplanır ve $E_\alpha = \Delta U_\alpha / l$ PD ifadesiyle boşluğu üzerine alan artma olasılığıdır. f faktörü ise PD boşluğundaki artmış alanının ortalama dağılımından hesaplanır. Elde edilen bu sonuç, kusur geometrisi ile verilmiş ortamın sınır koşulları ve dielektrik

katsayısı dikkate alınarak Laplas denkleminin çözülmesiyle elde edilir. Farklı kusur tipleri (türleri) için bu tür çözümlere örnekler [33-35]'te bulunabilir.

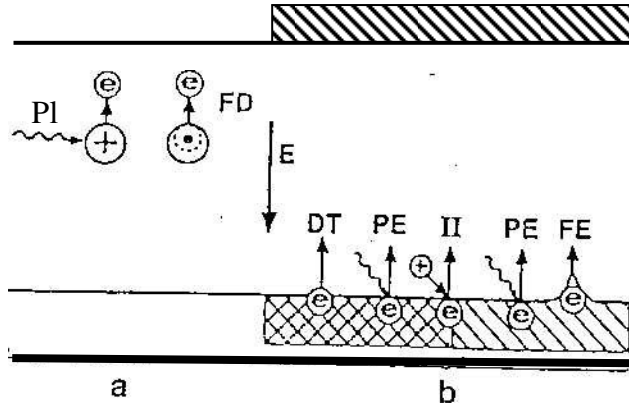
Bir lokal boşluk veya q yüzey yükü ile verilen ΔU_q katkısı

$$\Delta U_q = \frac{q_s}{g \epsilon_0 l} = E_q l \quad (2.2.5)$$

şeklinde boyutlu olarak ifade edilebilir. Burada $E_0 = 8.85 \times 10^{12}$ F/m vakumunun geçirgenliği ve g ise boyutsuz bir orantı faktörü olup kusur geometrisi için uzay hacim yük dağılımını ve miktarını ifade eder ve bu, bölüm 2.2.5'te açıklanmıştır.

(2.2.3) ve (2.2.4) eşitlikleri ile PD boşluğundaki toplam ortalama E alanı aşağıdaki gibi tanımlanabilir.

$$E = E_\alpha + E_q = \frac{\Delta U_\alpha + \Delta U_q}{l} \quad (2.2.6)$$



Şekil 2.2.2: Birinci elektron üretme mekanizmaları a) Hacim üretimi b) Yüzey üretimi

2.2.3 BAŞLANGIÇ ELEKTRON ÜRETİMİ:

Bir PD oluşması için gerekli fakat yetersiz koşul, iyonlaşma işleminin bir çıkış şeklinde başlamasını sağlayan bir öncül "ilk" elektrondur. Bu tür ilk elektronların

sağlanması, başlamanın gecikmesi, oluşumun frekansı ve uygulanan AC voltajının faz dağılımı gibi PD aktivitelerinin istatistiksel özelliklerini kontrol eder. İlk elektron üretiminin iki ana grubu hacim ve yüzey işlemleri olarak adlandırılarak birbirinden ayrılabilir (Şekil 2.2.2).

2.2.3.1 Hacimsel Elektron Çıgı

Hacimsel elektron çıgı (Şekil 2.2.2.a) güçlü fotonların radyoaktif gaz iyonlaşmasını (PI) ve negatif iyonlardan elektronların alan ayrılması (FD) içerir. Her iki durumda da PD'de üretilen elektronların oranı

$$N_e = \eta_i(\text{gas}, E, \dots) p V_{\text{eff}} \left(1 - \frac{\eta}{\alpha} \right) \quad (2.2.7)$$

şeklinde ölçülür.

Burada p gaz basıncı ve V_{eff} radyasyona ve alana maruz bırakılan etkili gaz hacmidir, η_i fonksiyonu özel iyonlaşma mekanizmasını tarif eder ve genellikle gaz türüne, elektrik alan E 'ye ve diğer parametrelere bağlıdır. Son terim, bir çıgdaki tek bir elektron gelişmesi olasılığını veren Legler fonksiyonudur [31]. PD durumunda çıgın geliştiği lokal alan, gazın kritik alanını açık bir şekilde (önemli bir farkla) aşar [Bölüm 2.2.4 ve Şekil 2.2.5'e bak]. Bu şartlar altında $\alpha \gg n$, Legler fonksiyonu'na yakındır ve burada, bunun 1'e eşit olduğu varsayılacak. Radyoaktif iyonlaşma durumu için [30] da η_i 'nin

$$\eta_{\text{irad}} = C_{\text{rad}} \Phi_{\text{rad}} (\rho / p)_0 \quad (2.2.8)$$

şeklinde olacağı gösterilmiştir.

Burada C_{rad} , radyasyon ve gaz arasındaki etkileşmeyi karakterize eder. Φ_{rad} , radyasyonun kuantum akı yoğunluğu ve $(\rho / p)_0$ ise gazın basınç azaltma yoğunluğudur. Radyoaktif iyonlaşma yalıtkan maddelerce çevrilmiş boşluklarda; Şekil 2.2.1'deki, kusur tipleri e , n ve o gibi bir rol oynar. Örneği Bölüm 2.2.6.1'de verilecek.

Negatif iyonlardan alan azalması durumu için η_i fonksiyonu, gazdaki negatif iyon konsantrasyonu ile orantılıdır ve elektrik alan şiddeti E [32]'nin güçlü bir

fonksiyonudur. Bu fonksiyon, yüksek alan elektrodu pozitif kutupta olduğunda Şekil 2.2.1'deki a,b,f ve g gibi kusur tiplerinde PD istatistiklerini kontrol eder.

2.2.3.2 Yüzey Yayması

Yüzeylerden birinci elektron üretimi, katodik iletkenlerden alan yayılmasını (FE), yalıtkan yüzeyden (DT) elektron azalmasını ve iyon çarpışması ile elektron bırakılmasını içerir. Deneysel veriler, yüzey yayılması metodunun yaklaşık olarak Richardson Schottky ölçmesiyle uyumlu olduğunu göstermiştir. Alanı A olan bir yüzeyden yayılan elektronların oranı N_e (2.2.9) denklemiyle ifade edilir:

$$N_e = (A/e) (1 - \eta / \alpha) j$$

$$N_e = (A/e) S \exp - \left[\left(\Phi - \frac{\sqrt{eE / (4e\pi\epsilon_0)}}{kT} \right) \right] (1 - \eta / \alpha) \quad (2.2.9)$$

Burada e temel yük, j yayılma akım yoğunluğu, Φ etkili iş fonksiyonu, E yayılan yüzeydeki elektrik alan, k Boltzmann sabiti ve T ise sıcaklıktır. Elektrik alan E ile iş fonksiyonun düşmesi, Schottky terimi $\sqrt{eE / (4e\pi\epsilon_0)}$ ile hesaplanır.

S fonksiyonu, özel yüzey malzemelerin yapılarını ve durumlarını karakterize eder. İletken bir yüzeyde S fonksiyonu, bilinen termoelektrik yayılma kanunu ile aşağıdaki gibi verilir:

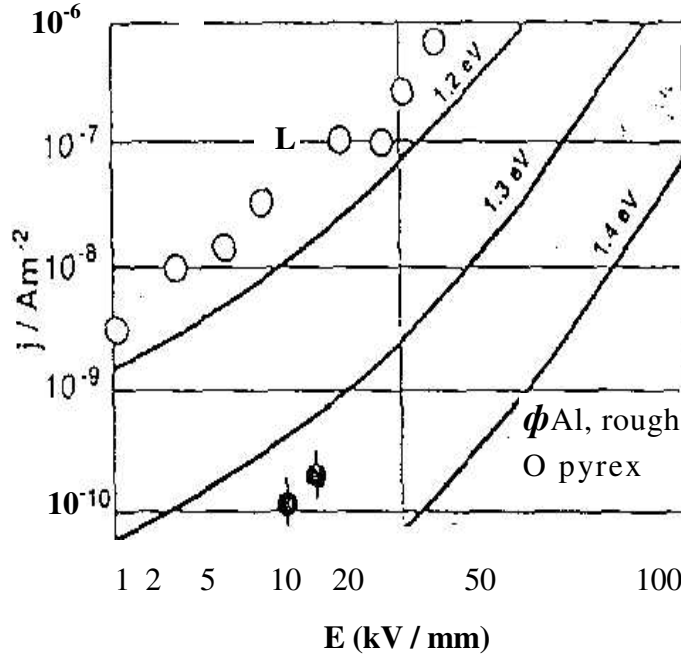
$$S = C_{ht} \cdot T^2 \quad (2.2.10)$$

Burada $C_{ht} = 1.2 \times 10^6 \text{ Am}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$ bir sabittir.

Şekil 2.2.3, ölçülmüş yayılma alanı yoğunluğunun Richardson-Schottky grafiğidir. Tam veri noktaları SF₆'da tekniksel Alüminyum yüzeyinde ölçülmüştür ve açık noktalar ise zayıf iletken olan Pyrex yüzeyinde ölçülmüştür.

Bu veriler etkili iş fonksiyonunun Φ ; 1 -1.3 eV aralığında olduğunu göstermektedir. Bu düşük değerler, yayılma metodunun terimal doğasıyla uyum içerisindedir. Şekil: 2.2.3, yayılma alan yoğunluğunun etkili iş fonksiyonu Φ 'nin tam

değerine çok hassas bir şekilde bağlı olduğunu da göstermektedir. (Yarı materyal ve yayılma yüzeyinin durumuna)



Şekil 2.2.3: E elektrik alanına bağlı olarak yüzey akım yayılım yoğunluğu j'nin çizimi, T=300K

Yüzeyde fiziksel açıdan iyi kontrol edilemeyen teknik objeler yüzünden yüzey yayılım prosesleri kontrol edildiğinde, PD aktivitesinin istatistiksel karakteristiklerinin değişim gösterebileceği beklenebilir. Bu durumda iletken veya az iletken yüzeylerin zamanı sınırsızlaştırmasında yüzey emisyonunun önemli bir rol oynadığı düşünülebilir. Yalıtkan yüzeyler durumunda da yukarıdakine benzer durum beklenebilir. Tüm yalıtkan yüzeylerde eV cinsinden derinlikler olmaktadır [23, 33, 34].

Bir PD'den merkezlenmiş elektron veya iyonlar böyle yüzeylerde tuzığa düşmektedirler ve bu durumdan Richardson-Shottky ölçeklenmesiyle kurtarılmaktadırlar. Bu durumda S fonksiyonu,

$$S = v_0 e \frac{N_{dt}}{A} \quad (2.2.11)$$

şeklini almaktadır ki, burada $V_0 \approx 10^{13}$, ten 10^{14} s^{-1} 'e değişen temel fonon frekansı ve N_{dt}/A ise kurtarılabılır yük taşıyıcılarının yüzey yoğunluğudur.

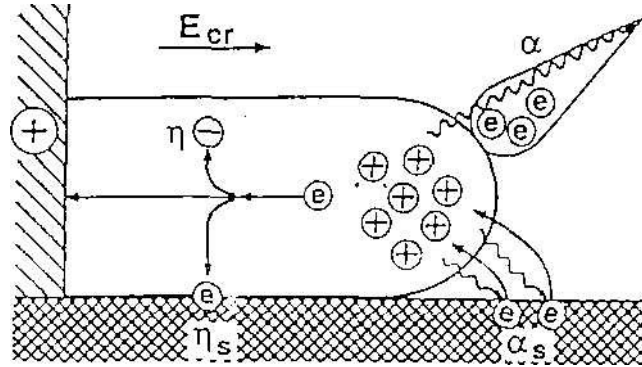
N_{dt} sayısı PD tarafından kurtarılabılır yüklerin sayısı olup aşağıdaki balans düşüncesiyle yaklaşık olarak belirlenebilir. Kurtarılabılır yüzey yüklerinin depolanmış N_{dt} 'si her PD olayında iki oran denklemiyle kontrol edilebilir.

$$N_{dt} = \xi q / e \quad (2.2.12)$$

ifadesi her PD olayında ve

$$dN_{dt}/dt = -N_{dt}/r_{dt} \quad (2.2.13)$$

ifadesi PD olayları arasında iki oran denklemiyle kontrol edilebilir. Burada ξ , PD yükü q 'nun oranı olup kurtarılabılır durumlarda saklanabilir. Bölüm 2.2.6.1'de, eğer 3 parametre ξ , Φ ve r_{dt} uygun bir şekilde seçilirse, etrafı iyice kapatılmış reçinede PD'nin gözlenmiş istatistik karakteristiklerini tanımlayan basit bir kavram gösterilecektir. Yalıtılmış yüzeylerden yük taşıyıcılarının konsantrasyonunun PD istatistiğini etkilediği c, d, e, h, i, j, l, m, n ve o tiplerinin kusurlarında görülmektedir (Şekil 2.2.1). Keza f ve g'nin kusur tiplerinde de rol oynayabilir.



Şekil 2.2.4: izole edilmiş yüzeyler boyunca kontrollü streamer yayılmasının basit işlemleri. α , η : Gaz iyonizasyonu ve bağlama, α_s , η_s : Yüzey iyonizasyonu, ve bağlama.

2.2.4 STREAMER İŞLEMLERİNİN MODELİ

2.2.4.1 Temel Özellikler ve Streamerlerin Parametreleri

Gazlarda streamer işlemi self-kanallı iyonizasyon olayıdır. Parametreleri elektrik alan tarafından değiştirilen iyonların karşılıklı etkileşimi ve elektron bağlanımı ile kontrol edilen boşluk, sargı tarafından sürülür [19, 25, 35, 36]. Eğer streamer yalıtılmış yüzey boyunca üretilirse, gazın iyonizasyon ve bağlanma sabitleri α ve η şekil 2.2.4'te şematik olarak gösterildiği gibi α ve η oluşumları ile modifiye edilir [37]. Elektron çığı hem (α) hem de yalıtılmış yüzeyde (α_s) fotoiyonizasyon işlemleri ile başlatılır.

Pozitif streamerler durumunda (katota yönelmiş) olanlar streamerde pozitif iyonik uzay yükü üretirler, onu nötralize ederler ve streamer kanalı boyunca elektroda sürüklerler. Bu sürüklenme esnasında onlar ya gaz molekülleri (η) ya da insulator yüzeyi (η_s) tarafından bağlanabilirler. Negatif kutupta niteliksel olarak benzer işlemler niceliksel farklı karakterlerle vuku bulur. Pozitif streamer sürüklemesinin basite indirgenmiş modeli [25]'te tanımlanmıştır. Daha sonra çeşitli gazlarda ayrıntılı sayısal simülasyon yayınlanmıştır [35,36]. Yalıtkan yüzey boyunca streamerin sürüklenmesine simule girişimi [37]'de tanımlanmıştır. PD modellemesini yakınlaştırmak için streamer işlemleri aşağıda açıklanacaktır.

İyonizasyon etkisi, iyonizasyon sabiti a tarafından ($a = \alpha - \eta$) kontrol edilir. $a = \alpha - \eta$; iyonizasyon sabiti α ile bağlanma sabiti η arasındaki farktır. Verilen bir gaz için a 'nın gaz basıncı p 'ye ve elektrik alan E 'ye bağımlılığı güç kanunu ile yaklaşık olarak şöyledir:

$$a(E, p) = \begin{cases} C[(E/p) - (E/p)_{cr}]^\beta p & \text{if } E > E_{cr} \\ 0 & \text{if } E < E_{cr} \end{cases} \quad (2.2.14)$$

Bu denklemin üç parametresi; c , $(E/p)_{cr}$ ve β gaz veya gaz-yüzey kombinasyonunu karakterize eder. $(E/p)_{cr}$ indirgenmiş kritik alandaki basınçtır ve orada $a = \eta$ 'dir. Orantı sabiti c ve üstel fonksiyon β 'yi karakterize eden c , $(E/p)_{cr}$ ve β parametreleri için nümerik değerler pek çok gaz için biliniyor. Fakat şimdiye dek onların izolator yüzeyleri ile ilgili modifikasyon yaklaşık olarak birkaç yüzey tipi için belirlenmiştir [37].

Streamer işlemlerinde en önemli özellik, sürüklenme esnasında ve streamer kanalı boyunca tesis edilen E_{ch} alanıdır ve bu alan, iyonizasyon, bağlanma ve yük sürüklemesinin karşılıklı kompleks etkileşmesi ile belirlenir ve yaklaşık olarak;

$$E_{ch} \approx \gamma E_{cr} \quad (2.2.15)$$

denklemlerle bulunur. Burada boyutsuz orantı faktörü γ , gaz veya gaz yüzey kombinasyonu ve streamer polaritesine bağlıdır.

$$\gamma = \gamma (\text{kutupluk, gaz, ara yüzey}) \quad (2.2.16)$$

C , β , $(E/p)_{cr}$ ve γ parametreleri için bazı değerler tablo 2.2.4'te listelenmiştir ve bu değerler [25, 29, 36]'dan alınmıştır.

2.2.4.2.Streamer Başlangıcı

Streamer başlangıcı için gerekli şart, iyi bilinmekte olan kritik çığ kriterleridir [15,39].

$$\int_0^{x_{cr}} \alpha [E(x)] dx \geq K_{cr} \quad (2.2.17)$$

Burada $E(x)$ streamer yolu boyunca alan dağılımı, K_{cr} ise elektronların kritik sayısının logaritmasıdır ki bu elektronlar kendi yüzey alan yükü ile çığı kendiliğinden ilerletebilmek için çığ başında toplanmak zorundadırlar. K_{cr} değerleri [39]'dan alındı ve Tablo 2.2.4'te verildi. İntegral K_{cr} boyunca uzatıldı ki orada etkili iyonizasyon sabiti $a = 0$ geçeri. Alan $E(x)$, kritik değer E_{cr} 'yi geçmektedir. Denklem (2.2.14). Yüzeyin veya yüzey yükünün $E(x)$ yoğunluğu, uygulanan alan E_0 ile doğru orantılıdır ve normalizasyon formunda ifade edilebilir.

$$E(x) = E_0 e_0(x/l) \quad (2.2.18)$$

Burada $e_0(x/l)$ boyutsuz alan dağılım fonksiyonudur ve kusur parametresi ile belirlenir. İndirgenmiş koordinat $(x/l)=0$ çığın başlangıç noktasını gösterir. Denklem (2.2.17)'nin integrasyon sırası x_{cr} ;

$$E(x_{cr}) = E_{cr} = E_0 e_0(x_{cr}/l) = E_0 e_0(x/l)_{cr} \quad (2.2.19)$$

şartları ile belirlenir ki bunun tersi:

$$(x/l)_{cr} = e_0^{-1}(E_0/E_{cr}) \quad (2.2.20)$$

değerini netice verir. Burada e_0^{-1} , $e_0(x/l)$ fonksiyonunun tersidir. (2.2.14), (2.2.18) ve (2.2.20) denklemleri ve denklem (2.2.17) boyutsuz forma konulabilir.

$$\int_0^{(x/l)_{cr}} [e_0(x/l)(E_0/E_{cr}) - 1]^\beta d(x/l) \geq K_{cr} / C(E/p)^\beta_{cr} (pl) \quad (2.2.21)$$

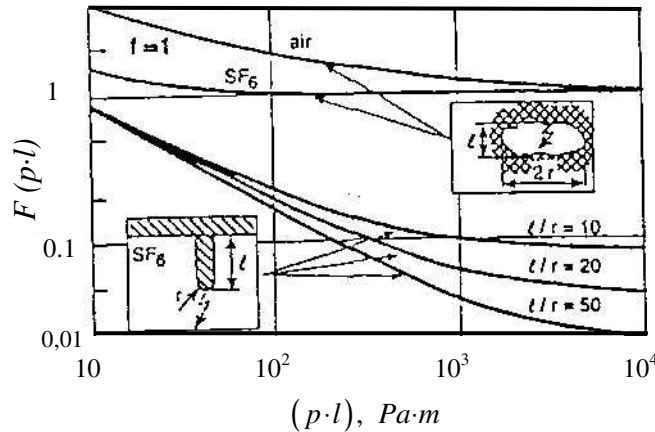
Bu E_0/E_{cr} oranı, ürün pl , boyutsuz alan tarafından temsil edilen kusur geometrisi $e_0(x/l)$ ve gaz parametreleri $(E/p)_{cr}$, C , β ve K_{cr} arasındaki dolaylı ilişkidir. Bu ilişki E_0/E_{cr} için çözüldüğünde umumi formda streamer başlangıç kriterini netice verir.

$$(E_0/E_{cr})^{sr} = E_0^{inc}/E_{cr} = F[(pl), \text{gaz yüzeyi}, \epsilon_r, \text{kusur geometrisi}] \quad (2.2.22)$$

Burada F , ürün pl 'nin boyutsuz fonksiyonudur ki gaz veya gaz-yüzey kombinasyonunun özelliklerine ve kusur çevresinde dielektriğin bağlı permitivitesi ϵ_r ve kusur geometrisine bağlıdır.

Tablo 2.2.3: Bazı gazlar ve gaz-insulator ara yüzeylerinin konu ile ilgili streamer parametreleri.

Gas surface	$(E/P)_{cr}$ V/pa m	β	C $\text{Pa}^{\beta-1} \text{m}^{\beta-1} \text{V}^{-\beta}$	K_{cr}	γ	
					+	-
air	25	2	4.15×10^{-4}	9	0.2	0.5
air/PVC	~ 25	~ 2	~ 4×10^{-4}	~ 9	~ 0.16	-
air/glass	~ 25	~ 2	~ 4×10^{-4}	~ 9	~ 0.15	-
SF ₆	89	1	2.8×10^{-2}	10.5	1	1



Şekil 2.2.5: Denklem (2.2.23)'e göre pl 'ye bağlı, boyutsuz streamer başlangıç fonksiyonu F . Üst eğriler: hava ve SF₆ ile boşluk kusurları (geometri faktörü $f=1$). Aşağıdaki eğriler: SF₆ da elektrot çukurları.

Şekil 2.2.5 pl ürününe bağlı olarak SF₆'da elektrot çıkıntısını taşıyıcısı için (şekil 2.2.1'de eksik bir b tipi) ve yine dielektrikle sarılmış, kuşatılmış elipsoidal boşluk için (Şekil 2.2.1'de e ve o eksik tipleri) F'nin fonksiyonunu gösterir. Birinci durumda yani SF₆'da çıkıntı olma durumunda kusur geometrisi [40] çıkıntısını l/r oranı cihetiyle gösterilir.

$$F = F[(pl), (l/r)] \quad (2.2.23)$$

İkinci, yani elipsoidal boşlukta ise,

$$F = [1 + B/(pl)^n]/f \quad (2.2.24)$$

şekline sahiptir ve bu durum (2.2.6.1) bölümünde gösterilecektir. Burada kusur geometrisi denklem (2.2.4)'te tanımlandığı gibi boyutsuz alan çoğalmasıyla faktör f 'ye girer. Şekil 2.2.5'te f basitliği için birliğe eşit olarak kabul edilmiştir.

PD başlangıç voltajı U_0^{inc} (2.2.1) denklemini kullanarak E_0^{str} 'den elde edilir ve $E_{cr} = (E/p)_{cr}$ yerleştirdikten sonra

$$U_D^{inc} = (E/p)_{cr} p F[(pl) \text{ kusur geometrisi}] / \nabla U_0 \quad (2.2.25)$$

sonucu elde edilir.

Kusur geometrisi için bilinmesi gereken, gaz ve p basıncı için başlangıç voltajı ancak l 'nin eksik ölçeğiyle ve kusur bölgesinde azaltılmış veya indirilmiş $\nabla u_0 = E_0/U_0$ background alanıyla belirlenir. Buradan da başlangıç voltajının ölçümü l kusur ölçeği ve ∇u_0 background alanı hakkında çok miktarda karışık bilgi sağlar.

2.2.4.3 Streamer Üretimi

Üretici streamer kanalındaki E_{ch} alanın PD sürecine iki etkisi vardır. Birincisi, ΔU_{res} yerleşik değerini belirler. Bu değerde PD boşluğu boyunca oluşan voltaj PD'nin sonunda kırılır ve azalır. Böylece (2.2.14) denklemiyle

$$\Delta U_{res} \approx E_{chl} \approx \gamma (E/P)_{cr}(pl) \quad (2.2.26)$$

sonucu elde edilir.

İkincisi, E_{ch} , l_{str} 'nin maksimum uzunluğunu kontrol eder ve şayet herhangi bir engel bunun üretimini sınırlandırmazsa, streamerler PD boşluğu boyunca elde edilebilir bir potansiyel (ΔU) farklılığı üretir. Bu,

$$l_{str} \approx \lambda \cdot \Delta U / E_{ch} \quad (2.2.27)$$

sonucunu verir ki burada Δ , kusur geometrisinin deşarj yapısını karakterize eden boyutsuz bir faktördür.

$$\lambda = \lambda \text{ (kusur geometrisi, deşarj yapısı)} \quad (2.2.28)$$

λ faktörü $0,4 < \lambda < 1$ sırasında bulunur. Gaz ile (2.2.12) üretilen streamerlere ait limit ne kadar düşükse, (şekil 2.2.1'deki a,b,c ve e'de kusur tipleri yalıtım tabakalarındaki (2.2.28) deşarj kayması da o kadar yüksek olur (h kusur tipi). (2.2.4) denklemi ile (2.2.27) denklemi

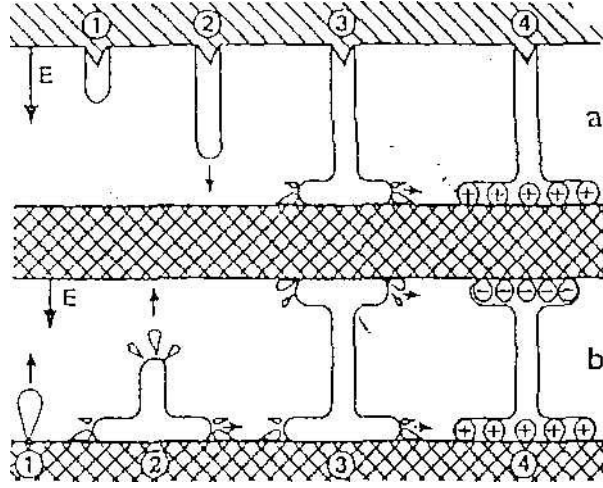
$$l_{str} = (\lambda / \gamma) f(E_0 / E_{cr}) l \quad (2.2.29)$$

şeklinde yazılabilir ki bu denklem l 'yi streamer üretim uzunluğu l_{str} 'nin defekt ölçğine bağlar.

2.2.4.4 Sınırlardaki Deşarj Ara Birimleri

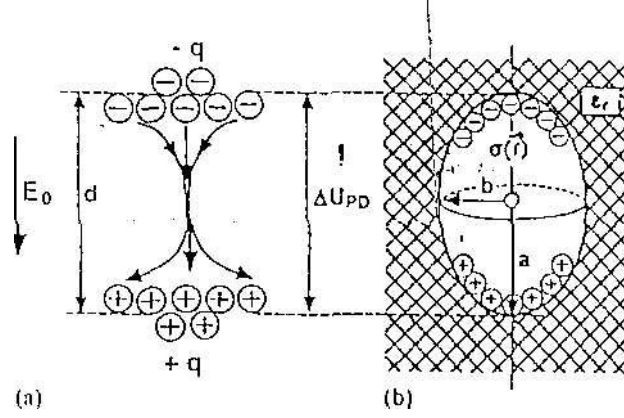
E_0 background alanı yönlerini dikey olarak sınırlayan sınırların mahiyeti Şekil 2.2.1'de sınıflandırma kriterlerinden biri olarak seçilmiş ve dört tane temel deşarj arabirim modlarına ayrılmıştır. Bunlar iletim arayüzeyi, gazdaki deşarjın açık sonu (open end), izolator yüzeyindeki deşarj (toprağa boşalma), ve bir izolator yüzeyinden deşarjın başlamasıdır (insul-unsul).

İlk ikisi bilinen modlar olması nedeniyle burada incelenmeyecektir. Üçüncü modda taşıyıcı bir elektrottan başlayan bir streamer, boşluk boyunca etkisini sürdürür ve en büyük genişliğe ulaşıncaya kadar yüzey boyunca, bir yüzey deşarjı olarak kendi kendini besler. Bu arabirim modu şekil 2.2.1'de c ve m defekt tiplerinde meydana gelir. Bu deşarj tipinin sayısal simülasyonu [22]'de tanımlanmıştır.



Şekil 2.2.6: Deşarj bağlanma modu **a)** İzolator yüzeyinde topraklama
b) İzolator yüzeyinden boşalma.

Şekil 2.2.6'daki dördüncü moda deşarj bir katotik izolator yüzeyinden bir başlangıç çığı ile başlar. Daha sonra izolator yüzeyi boyunca boşlukta aynı anda ve zıt yönlere hareket eden iki deşarj olarak gelişir ve bu yüzey boşluk deşarjı için akım beslemesi olduğu sürece kapasiteli olarak devam eder. Boşluk deşarjının yalıtılmış karşı elektroda ulaşması sonucu Şekil 2.2.6'da gösterilen bu deşarj, başka bir yüzey ilişkisi oluşturur. Her iki yüzey deşarjı en büyük genişliklerine ulaşmaya kadar gelişmeye devam ederler. Bu deşarj arabirim modu bütünüyle kuşatılmış, çevrelenmiş izole edici materyallerin (Şekil 2.2.1'deki e,i,n,o gibi) kusurunda meydana gelir. Bu deşarj mekanizmasının deneysel kanıtları [24]'te verilmiştir. Deşarjın izolator yüzeyi boyunca gelişmesinin azami genişliği yaklaşık olarak (2.2.30) denklemindeki streamer üretim kriterinin yardımıyla belirlenmiştir. Şayet her iki zıt kutup Şekil 2.2.6'daki gibi aynı anda strimerin gelişmesine katkıda bulunursa her iki kutbun ortalaması γ faktörü için ilk yaklaşım olarak hesaba katılmalıdır.



Şekil 2.2.7: PD tarafından konuşlandırılan iki kutuplu şarj dağılımı a) Gerçek Dağılım b) Eşdeğer Elipsoidal Boşluk (Yapı)

2.2.5 PD YÜKÜ:

2.2.5.1. Fiziksel Yük

PD'nin bir bütün olarak ele alınmasıyla, ΔU potansiyel farkının PD boşluğundan ΔU_{res} 'e kadar olan ΔU_{PD} potansiyelinin çöküşüne neden olur.

$$\Delta U_{PD} = \Delta U - \Delta U_{res} \quad (2.2.30)$$

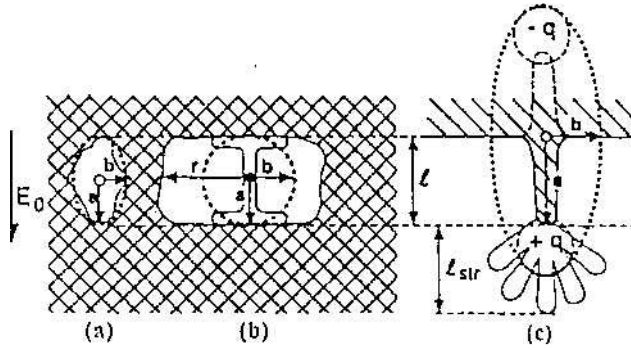
Bu potansiyel çöküş, dipolar (iki kutuplu) bir boşluk veya yüzey yük dağılımının bozulmasına yol açar. Sonuncusu, ortalama uzaklık d ile ayrılan zıt işaretin, sinyalin $\pm q$ eşit yükü ile temsil edilebilir (şekil 2.2.7). Bu yüklerin değeri boyutsal olarak kusur birimi olan l ve potansiyel çöküş olan ΔU_{PD} 'ye bağlıdır.

$$q = \pm g \pi \epsilon_0 l \Delta U_{PD} \quad (2.2.31)$$

Bu denklemde ϵ_0 vakum permitivitesi ve g ise boyutsuz oransal bir faktör olup integral olarak (bütün olarak) kusur bölgesinde yük dağılımı şeklinin, kusur geometrisinin, dielektriğin nispi ϵ_r permittivitesi etkisinin sebebini açıklar. q yükü PD boyunca akan fiziki, gerçek bir yüküdür ve PD'nin neden olduğu zararı kontrol eder ve bundan dolayı izolatörün yaşlanmasından sorumludur. Ayrıca bu yük miktarı PD streamer geçişini, daha yoğun deşarj tipleri için ve kırılması için kontrol eder.

(2.2.31) denklemi ΔU 'nun potansiyel farklılığı ve dipolar (iki kutuplu) $\pm q$ yük dağılımı arasındaki ilgiyi göstermektedir. Bu nedenle bir önceki PD'den kalan dipolar boşluğu veya $\pm q$ yüzey yükünün neden olduğu PD boşluğunda ΔU_q potansiyel farklılığını sağlar. Bu da (2.2.5) nolu denklemde delilsiz olarak bahsedilen ilişkidir.

Boyutsuz orantı faktörü g 'yi ölçmek için PD yapısı ve özel bir kusur için Poisson denklemi, PD boşluğu boyunca potansiyel farkın mutlak değişen bir ΔU_{PD} potansiyeli için çözümlenmelidir. Şimdiye kadar işleme tabi tutulmuş olan bu problem için sadece kusur tipi, E_0 başlangıç elektrik alanına teğet olan bir dielektrikteki elipsoid boşluklardır [41]. Bu özel kusur tipi, keyfi kusurları tarif etmek için eşdeğer yapı olarak kullanılacaktır. Bu kavram şekil 2.2.7 (b) ile gösterilmektedir ki, şekil 2.2.7 (a)'nın uzay/yüzey yük dağılımı, elipsoid bir boşluktaki eşdeğer bir yüzey yük dağılımı $\sigma(r)$ ile temsil edilmiştir. Böylece gerçek kusur iki eşdeğer elipsoid a ve b eksenleri ile tayin edilir.



Şekil 2.2.8: Bazı kusur tipleri için eşdeğer elipsoid a ve b eksenlerin yaklaşık temsili örnekleri

Bu eksenlerin keyfi kusurlara tayini, Şekil 2.2.8'de üç örnekle gösterilmektedir. Başlangıç elektrik alanı E_0 'ın yönünde dönme ile oluşan boşluklar durumunda a ve b'ye doğru çizgiler şeklinde tayin edilir. Şekil 2.2.8 (a) ve Şekil 2.2.8 (b)'deki gibi geniş küre şeklindeki boşluklar durumunda a eksenini kusurun yarısını tayin eder $\alpha=l/2$. b'nin tayini için, E_0 dik alan boşluk genişlemesi, kusurun yanlamasına genişlemesi l ile sınırsız fakat boşluğun yanlamasına yayılma uzunluğu l_{str} 'den daha kısa olduğu

gözönünde bulundurulmalıdır. Bundan dolayı b-ekseni denklem (2.2.29)'da verildiği gibi yaklaşık olarak yayılma uzunluğu l_{str} olarak tanımlanabilir ($b \approx l_{str}$). Eğer, kusur Şekil 2.2.8 (c)'deki gibi elektrot çıkıntısı durumundaki gibi elektroda komşu ise +q boşluk (uzay) yükü, çıkıntının önünde yayılarak elektrotta bir -q görüntü yüküne neden olur. Bu durumda eşdeğer elipsoidin, eksenleri $a \sim l$ ve $b \sim l_{str}$ haline gelir.

Eşdeğer elipsoidin eksenlerin tayin edildiğinde PD'ye eşlik eden $\pm q$ yük transferi, yüzey yük dağılımı $\sigma(r)$ 'nin integralinden elde edilebilir ki bu boşluk içindeki bir voltaj kesintisi durumunu gerektirir. Yani

$$\Delta E = \Delta U_{PD} / 2a \quad (2.2.32)$$

ile boşluk içindeki düzgün elektrik alanı E'nin değişmesini gerektirir. Bu problemin çözümü aşağıdaki formda ifade edilebilir.

$$\pm q = \pi \epsilon_0 b^2 [1 + \epsilon^r (K(\alpha/b) - 1)] \Delta E \quad (2.2.33)$$

Burada, $K(\alpha/b)$ polarizasyon faktörünün tersidir ve a/b eksen oranlarının boyutsuz bir fonksiyonudur. $K(\alpha/b)$ 'nin grafiği ve detaylı tartışması [41] de verilmiştir. Şiddet mertebesinin tahmini amacı K için kabaca geniş elips, küre ve kendi eksenini etrafında döndürülen elipsoid yaklaşımları yapılabilir.

$$\begin{array}{ll} K \sim 1 & \alpha/b \ll 1 \\ K = 3 & \alpha/b = 1 \\ K \sim 4 \alpha/b & 1 < \alpha/b < 10 \end{array} \quad (2.2.34)$$

(2.2.33) Denklemindeki ΔE yerine (2.2.32) denklemindeki ΔU_{PD} ifadesi yazılması ile ve a/b ve a/l oranlarının da hesaba katılmasıyla, denklem (2.2.31)'den boyutsuz geometri faktörü g aşağıdaki şekilde elde edilir:

$$g(\alpha/b, \epsilon_r) = \frac{1}{2} \frac{\alpha/l}{(\alpha/l)^2} [1 + \epsilon_r (K(\alpha/b) - 1)] \quad (2.2.34)$$

2.2.5.2 İndüklenmiş Yük

PD tarafından yayılan kutupsuz yük dağılımı yalıtkan bir sistemin iletkenlerini yükler (indükler) ve bu yüklemeye g' ile gösterilir ve indüklenmiş yükler olarak adlandırılır. Bunlar iletken, birleştirilmiş PD ölçme cihazları arasındaki kusur bölgelerine hareket ederek sinyallerin oluşmasına neden olur. Bu cihazda oluşturulan cevap, ölçülmüş PD niceliği üretir ve bu, görünür yük olarak adlandırılır (refere edilir). Eğer kusur bölgesinden birleşik cihaza geçişlerde kayıp oluyorsa ve eğer sinyal yeterince sürdürülüyorsa, ölçülen açık yükler indüklenmiş yüke eşittir. Bu çalışmada sinyal geçişleri dikkate alınmamış ve yalnızca indüklenmiş yükler incelenmiştir.

[41]'deki (19) denklemine göre, bir elipsoid boşluktaki ΔE alan değişimine eşlik eden q' yükü

$$q' = -4/3 \cdot \pi \cdot \epsilon \alpha b^2 \epsilon_r \cdot K \cdot \Delta E \cdot \nabla \lambda_0 \quad (2.2.35)$$

şeklinde. Burada $\nabla \lambda_0$, indüklenmiş yüklerin ölçüldüğünde kusur bölgesinin elektroda eşlenmesini (bağlanmasını) karakterize eden boyutsuz skaler alanının λ_0 eğimidir. [41]'de detaylıca işaret edildiği gibi λ_0 alanı, serbest kusurlara sahip yalıtkan sistemler için, ölçüm elektrodunda $\lambda_0 = 1$ ve diğer tüm elektrotlarda $\lambda_0 = 0$ sınır koşulları göz önüne alınarak Laplas denkleminin çözülmesi ile elde edilir. $\nabla \lambda_0$, bu çalışmada da PMC (Pedersen McAllister Crichton) fonksiyonu olarak adlandırılacak.

Tekniksel yalıtım sistemlerinde PD sinyali, iki elektrot sisteminin HV elektrodunda sıkça ölçülür. λ_0 için sınır şartları denklem (2.2.2)'deki azaltılmış başlangıç potansiyeli U_0 'ın sınır şartları ile özdeşdir. Özel durumda q' 2 elektrot sisteminin HV elektrodunda ölçülür.

$$\nabla \lambda_0 = \nabla U_0 \quad (2.2.36)$$

α/l boyutsuz oranı denklem (2.2.35)'in katılmasıyla ve son ifade ile (2.2.33) denkleminin karşılaştırılması sonucu, indüklenmiş yük ve gerçek yük arasındaki oran;

$$q'/q = g' l \cdot \nabla \lambda_0 \quad (2.2.37)$$

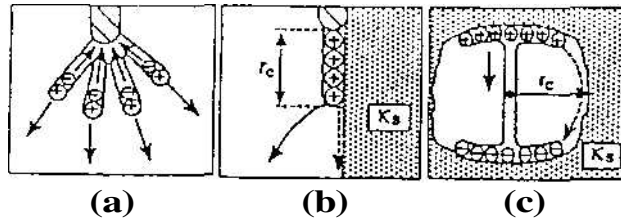
şeklinde olur. Boyutsuz orantı faktörü de dikkate alındığında ise;

$$g'(\alpha/b, \epsilon_r) = \frac{4}{3} \frac{\epsilon_r K(\alpha/b)}{1 + \epsilon_r (K(\alpha/b) - 1)} \frac{\alpha}{l} \quad (2.2.38)$$

şeklinde yazılır.

q'/q oranı böylece kusur ölçeğinin $l \cdot \nabla \lambda_0$ terimi ile ve kusur bölgesindeki PMC fonksiyonu ile orantılıdır ve orantı faktörü q' iki boyutsuz şekil parametreleri a/l ve α/b ye ve dielektriğin kısmi geçirgenliği ϵ_r 'ye bağlıdır.

(2.2.37) denklemi PD ölçümlerinin açıklanması için bir anahtar ilişkidir (bağıntıdır). Bu, fiziksel önemle ilişkilidir fakat ölçülemeyen gerçek PD yükü q' 'nun ölçülebilen indüklenmiş q' yüküne ilişkisini de verir. Böylece ölçülebilen bir PD şiddeti ile fiziksel bir PD niceliği arasında nicel bir bağıntı sağlar.



Şekil 2.2.9: Yük bozulma mekanizması (a) artı ve eksi iyon akıntısı ile gazdaki uzay yük bozulması, (b) ve (c) iyon akıntısı ile yüzey yük bozulması (tam ok) ve yüzey iletkenliği (kırık ok).

2.2.5.3 Yük Bozulması ve Hafıza (Hatırlatma) Etkisi

Bir PD tarafından yayılan ve sonsuz bir ömre sahip yükler, PD olayının bir hafızasını iki yolla oluştururlar. Bunlar elektrik alanının eşliği ile PD boşluğu arasındaki potansiyel fark olan ΔU 'ya katkıda bulunur ve Bölüm 2.2.3'te tartışılmış olan ilk elektron üretim metotlarının bazılarının kaynağını teşkil eder. PD tarafından yayılan yükler, kusur tiplerine, malzemelerin özelliklerine ve kusur bölgesinin ara yüzeyine bağlı olarak üç farklı yolla bozulur (Şekil 2.2.9).

Şekil 2.2.1'deki a, b ve g kusur tiplerinde, PD gaz ortamında uzay yük bulutu q' oluşturur. (Şekil 2.2.9.a). Bunlar, alandaki artı ve eksi yönlü, bozulan yüksek hareketli pozitif ve negatif iyonlardan oluşur. Eşlik eden bozulma zaman sabiti r_{dr} zaman mertebesindedir, iyonlar ise iyon dağılımının karakteristik uzunluk ölçeği l_{str} boyunca sürüklenme eğilimindedir ve 2.2.39 denklemiyle ifade edilir:

$$r_{dr} \sim l_{str} / v_{di} \quad (2.2.39)$$

Burada v_{di} iyon sürüklenme hızı, E elektrik alan ve μ iyon hareketliliği olarak verilir.

$$v_{di} = \mu \cdot E \quad (2.2.40)$$

Gazdaki iyon hareketleri yaklaşık olarak basınçla ters orantılıdır $\mu_i = C_\mu / p$ denklem (2.2.15)'ten, streamer kanal alanının boyut alanı $E \sim E_{ch} \sim \gamma E_{cr}$ ile streamer yayılma uzunluğu l_{str} alındığında, (2.2.29) denkleminde göre, birim mertebesindeki alan artırma faktörü f, akıntı bozulma zaman sabiti için şiddet mertebesinde elde edilir.

$$r_{dr} \sim \frac{\lambda}{C_\mu \gamma^2 (E/p)_{cr}} \frac{E_0}{E_{cr}} l \quad (2.2.41)$$

(2.2.41) denkleminde göre, verilen bir gaz için r_{dr} , (E_0/E_{cr}) alan oranı ve l kusur ölçümü ile orantılı gibi görünmektedir.

Kusurların diğer bir grubunda PD, boş kısımdaki yalıtkanlarda yüzey yükleri şeklinde oluşur (veya ona dik şekilde oluşur Şekil 2.2.9.b). Şekil 2.2.1,c ve e sırası ile f,g, h, i, l, m ve o kusur tiplerine verilmiş örneklerdir. Bu durumlarda, yalıtkan yüzeyin iletimi nedeniyle gaz boyunca iyon akıntısına ek olarak yük bozulması da meydana gelebilir (Şekil 2.2.9.b'deki kırık ok). Bununla ilgili RC bozulma zaman sabiti

$$r_{sc} \sim \frac{L}{K_s 2\pi r_c} \frac{\epsilon_0 \pi r_c^2}{L} \sim \frac{\epsilon_0 r_c}{2K_s} \quad (2.2.42)$$

şeklindedir.

Burada K_s yüzeyi iletkenliği, L yüzey akım akıntısının yönündeki iletken yüzey ölçüğüdür ve r_c ise iletken yüzeyin yarıçapıdır. Birinci ve ikinci kare parantezler sırasıyla yüzey direnci ve kapasitesinin şiddeti mertebesinde. L ve r_c değerleri, iletken yüzeyin geometrisinden hesaplanmalıdır. Şekil 2.2.9.b'deki düzen için L ve r_c akıntı yayılma uzunluğu l_{str} mertebesinde. Şekil 2.2.9.c'nin geometrisi için L ve r_c sırasıyla boylamsal ve yan kusur ölçüğü l ve r_c dir. Küresel boşluklarda küresel iletkenliğin tam bir işlemi [41]'de bulunabilir.

Yüzey emisyonu, gaz boyunca iyon sürüklenmesi ve ilave dielektriğin oylumunun iletkenliği yük hafıza bozulmasını oluşturabilir. Fakat bu konu burada tartışılmayacaktır.

2.2.6 ÖRNEKLER:

Ana hatları ile yukarıda verilen genelleştirilmiş PD modeli, rastgele hatalarda streamer tiplerin PD'lerine uygulanabilir. Bu model bir taraftan yalıtım dizayn karakteristikleri ve test şartları diğer bir taraftan ise, kusur parametreleri ve ölçülebilir PD karakteristikleri arasındaki ilişkileri belirler.

Modelin uygulanması iki kusur tipinin tartışılması ile açıklanacaktır; yani yalıtılan materyale yerleştirilmiş küresel boşluklar (kusur tipi e şekil 2.2.1) ve SF₆ da dikdörtgen elektrot çıkıntıları (kusur tipi b).

2.2.6.1 İzoleli Materyallerde Küresel Boşluklar:

İzoleli materyallerde küresel boşluklar, hatalı işlemler sonucu üretilen kabarcıklarla dolmuş gazdır. Onların karakteristik parametreleri; çapları $l=2R$, depolanmış gaz ve onun basıncı p ve çevredeki dielektriği ϵ_r 'dir. Yüzey yükünün yokluğunda PD'de sürülen potansiyel fark denklem (2.2.4) ile verilmiştir.

$$\Delta U = fE_0 l = f l U_0 \nabla U_0 \quad (2.2.43)$$

Geometri Faktörü f [41]'deki değere sahiptir.

$$f = 3\epsilon_r / (2\epsilon_r + 1) \quad (2.2.44)$$

Uzay veya yüzey yükünün yokluğunda boşluğun içindeki alan düzensizdir. Öyle ki streamer başlangıç kriter denklemi (2.2.21)'in boyutsuz formu, düzensiz indirgenmiş dağılım $e_0(x/l) \equiv 1$ ile değerlendirilir. Denklem (2.2.20)'deki boyutsuz fonksiyon F , denklem (2.2.24)'te verildiği gibi

$$F = \frac{1 + B/(pl)^n}{f} \quad (2.2.45)$$

şeklinde olur.

Burada B ve n parametreleri gaz özellikleriyle ilgilidir. C, $(E/p)_{cr}$, β ve K_{cr} Tablo 2.2.3'te

$$B = (K_{cr}/C)^{1/\beta} / (E/p)_{cr} \quad (2.2.46)$$

$$n = 1/\beta$$

ile verilir. Denklem (2.2.45) ve yukarıdaki denklem, denklem (2.2.24)'te yerine yazılırsa; yukarıda geçen streamer başlangıcında oluşan alan;

$$E_0^{str} = E_{cr} F = [(E/p)_{cr} p [1 + B/(p l)^n]] / f \quad (2.2.47)$$

olarak elde edilir. Denklem (2.2.25) ile PD uygun başlangıç voltajı;

$$U_0^{inc} = [(E/p)_{cr} p [1 + B/(p l)^n]] / f \nabla u_0 \quad (2.2.48)$$

ile verilir. Böylece boşluktaki gaz ve onun basıncı p bilirse boşluk yerinde başlangıç voltajı U_0^{inc} 'ın boşluk çapı δ ve indirgenmiş arka alan $\nabla U_0 = E_0/U_0$ üzerinde nicel bir bilgi sağladığı görülür.

PD başlangıç gecikmesi, örneğin saf boşluktaki 1.elektron için beklenen zamanda suni radyasyon sağlanmamışsa kozmik veya radyoaktif iyonizasyon etkisi ile kontrol edilir. Küçük yüzey-hacim oranlı küresel boşluklarda, gazdaki hacim iyonizasyonu dominant etkidir. Boşluk içinde üretilen elektronların kaçması ile kabarcık dielektriğindeki iyonlaşma, katıdaki elektronların ortalama serbest yollarının 100 nm seviyesinde olması nedeniyle ihmal edilebilir [33].

Ortalama başlangıç gecikmesi Δt_{inc} denklem (2.2.7) ve (2.2.8)'e göre elektron üretim oranı N_e 'nin tersidir. Bu durumda etkin hacim V_{eff} , kritik noktaya kadar büyüeyebilen boşluk hacminin $4/3 \pi (l/2)^3$ kesridir. V_{eff} yaklaşık olarak denklem (2.2.26)'da ifade edilebilen denklem (2.2.11) ile verilir ve bazı cebirsel işlemlerden sonra;

$$V_{eff} \approx 4/3 \pi (l/2)^3 (1 - v^{-\beta}) \quad (2.2.49)$$

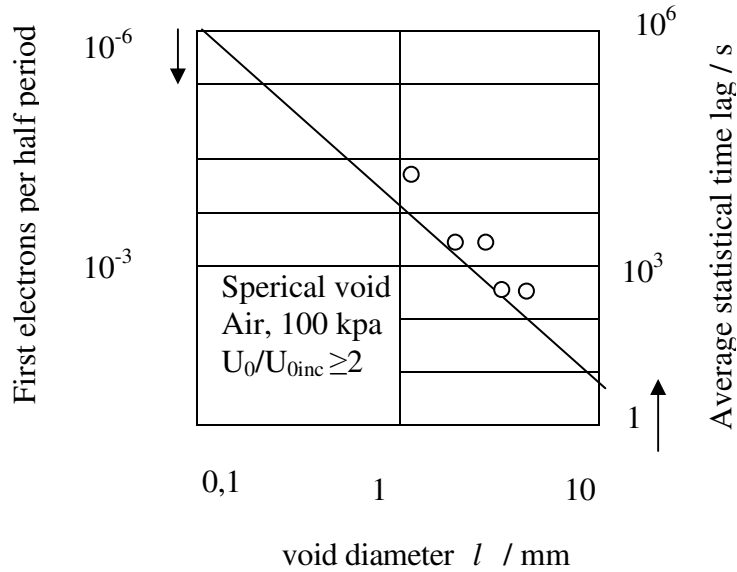
ile verilir. Burada

$$v = U_0 / U_0^{inc} \quad (2.2.50)$$

uygulanan voltajın başlangıç voltajına olan oranıdır ve bu da fazla voltaj oranı olarak ifade edilir. Buradan da ortalama başlangıç gecikme zamanı;

$$\Delta_{tinc} \approx [(\pi/6)C_{rad}\Phi_{rad}(\rho/p)_0 p l^3(1-v^{-\beta})]^{-1} \quad (2.2.51)$$

şeklinde ifade edilir. Sonuçlar, boşluk çapının üçüncü derece kuvveti ile ters orantılıdır. Burada üstel fonksiyon β , $0,5 < \beta < 1$ (Tablo 2.2.3) olduğu zaman $v > 2$ için bağımlı v 'nin denetiminin ihmal edildiği görülür. Şekil 2.2.10 hava ile dolu küresel boşluklar için denklem (2.2.51)'in çizimini göstermektedir. Burada atmosfer basıncı $p = 100 \text{ kPa}$ 'da $((\rho/p)_0 \approx 10^{-5} \text{ kgm}^3\text{Pa}^{-1})$, $\beta = 1/2$ ve tabii ışınlamada $C_{rad}\Phi_{rad} \approx 2 \times 10^6 \text{ kg}^{-1}\text{sn}^{-1}$ [30] ve overvoltajik oran $v \gg 1$ 'dir. Ortalama başlangıç gecikmesi, Δ_{tinc} diyagramın sağ tarafında ölçeklendirilmiştir. Sol tarafta ise yukarıdan aşağıya doğru verilen $[(T/2) / \Delta_{tinc}]$ 'de her yarım periyot için birinci elektron sayıları gösterilmiştir. $v \approx 2$ ile deneysel sonuçlar, içi boş yuvarlak noktalarla temsil edilmiştir ve uygulanan voltaj ile PD başlangıç değerleri arasındaki gecikme zamanı ölçülerek elde edilmiştir. Burada öngörülerle ölçümler arasındaki uyum görülmektedir. Bu, yüzey-hacim elektron üretim mekanizmalarındaki [19] deneysel gözlemler ile terstir.



Şekil 2.2.10: Küresel şekilli yapıda PD

Boşlukla birinci PD başlatıldığında ilave 1. elektron üretim mekanizması aktif olur. Yani, yüzeyden gelen elektron guruplarının önceki PD ile çıkış durumuna gelirler.

Uygun üretim oranı N_e , (2.2.10), (2.2.12), (2.2.13) ve (2.2.14) denklemleriyle yaklaşık olarak belirlenebilir. 1'den 2 mm'ye kadar olan boşluk çapından, 1'den 3 mm²'ye kadar olan orandaki emisyon alanından ve 1 eV düzenin çalışma fonksiyonundan dolayı, çıkış oranları, tabii iyonlaşma nedeniyle hacim iyonlaşmasından daha yüksek olur. Sonuç olarak boşluk deşarjı bir start (tetikleme) davranışı gösterir.

Uzun bir başlangıç gecikmesinden sonra bu deşarjlar tabii ışınlama ile tutuşturulur. Daha sonra yüzey yükleme çıkışı ile kontrol edilen daha düşük bir istatistik-zaman yavaş ilerlemesi ile devam eder. Gerçek PD şarjını denklemin (2.2.31) yardımıyla belirlemek için geometrik farklar g ve voltaj düşüşü ΔU_{PD} , belirlenmesi gerekir. Küresel boşluğun eşdeğer elipsi kürenin yarıçapı R olduğundan, birisi $\alpha=b=R$ 'ye sahiptir ve böylece $\alpha/l=1/2$ ve $\alpha/b=1$ ' dir.

Bu değerleri denklemin (2.2.34)'te yerine koyarsak denklemin (2.2.35) ve (2.2.39)'in geometrik faktörü olan $K=3$ 'ü verir.

$$g=(2\varepsilon_r+1)/4 \quad g^l = 2\varepsilon_r/(2\varepsilon_r+1) \quad (2.2.52)$$

ΔU_{PD} değerini belirlemek için başlangıç şartlarını dikkate almalıyız. Boşluğun maksimum alanının streamer başlangıç alanı E^{str} ,ye eşit olması sınırlayıcı bir durumdur. Daha sonra denklemin (2.2.5)'e göre; $E^{str} = f E_o^{str}$ dir. Önceki boşluk boyunca PD'ye bağlı olan potansiyel fark ΔU^{inc} , denklemin (2.2.49) den E_o^{str} ile aşağıdaki şekilde bağımlıdır.

$$\Delta U^{inc} = f l E_o^{str} = l_{str} = l (E/l) = l (E/p)_{cr} p [1+B/(pl)^n] \quad (2.2.53)$$

PD den sonra kalan voltaj, denklemin (2.2.28) ile $\Delta U_{res} = \gamma E_{cr} l = \gamma (E/p)_{cr} p l$. ile verilir. Başlangıçtaki potansiyel düşüşü,

$$\Delta U_{PD}^{min} = \Delta U^{inc} - \Delta U_{res} = (E/p)_{cr} [1-\gamma + B/(pl)^n] l \quad (2.2.54)$$

Denklemin (2.2.31) ile verilir. Denklemin (2.2.31)'den minimal gerçek yük ise;

$$q_{\min} = (\pi \varepsilon_0 / 4) (2\varepsilon_r + 1) (E/p)_{\text{cr}} p l^2 [1 - \gamma + B/(p l)^n] \quad (2.2.55)$$

olarak verilir. Uygulanan voltajın maksimum olma durumunda birinci PD meydana geldiğinde maksimum yük q_{\max} depolanır ve bu yük zayıflamaz. Sonuç olarak zıt kutupluluğun maksimum voltajında PD meydana gelir. Böylece PD ile olan potansiyel düşüşü,

$$\Delta U_{\text{PD}} = 2(f E_{0\text{max}} - E_{\text{res}}) l \quad (2.2.56)$$

şeklinde olur. Denklem (2.2.26), (2.2.50) (2.2.54) ve (2.2.56) denklemleri birleştirilerek maksimum ile minimum yük arasındaki oran:

$$q_{\max}/q_{\min} = \Delta U_{\text{PD}} / \Delta U_{\text{PD}}^{\min} = 2[v - \gamma / (1 + B(p l)^n)] / [1 - \gamma / (1 + B(p l)^n)] \approx 2v \quad (2.2.57)$$

ile verilir. Bu oranın, overvoltajik oran olan v ile lineer olarak arttığı görülmektedir. İndirgenmiş yük, denklem (2.2.52)'ten g faktörü yardımıyla gerçek yükten aşağıdaki gibi elde edilir.

$$q'_{\min} \sim 3/4 \pi \varepsilon \varepsilon_r (E/p)_{\text{cr}} p [1 - \gamma + B/(p l)^n] l^3 \nabla \lambda_0 \quad (2.2.58)$$

Q' 'nin özellikle hassas olarak boşluk çapı l 'ye bağlı olduğu görülmektedir. Keza PMC fonksiyonu $\nabla \lambda_0$ 'a orantılıdır ve böylece yalıtılmış sistemlerde boşluğun yerine göre değişir.

Boşluk deşarjında yük azalmaları ve hafıza etkileri esas olarak boşluk yüzeyinin iletkenliği K_s ile kontrol edilir (Bak şekil 2.2.9.c). Polimerik maddelerde boşlukların yüzey iletkenliği, boşluğun yaşına bağlı olarak büyüklük bakımından çok farklı olduğu görülür [16,27]. Yukarıda yük azalma zaman sabitinin AC yarım periyodu $T/2$ den daha küçük olan yüzey iletkenliği K_s ile sınırlı büyüklüğünün çıkarılması ilginçtir. Örneğin güçlü yük azalması sonraki iki yarım periyot arasında vuku bulur. Küresel boşluk için denklem (2.2.43)'te L skalası ve r_c boşluk çapı l ve yarıçapı $R = l/2$ ye sırasıyla bağlıdır. Bundan dolayı $r_{\text{sc}} \sim \varepsilon_0 l / 2K_s$ dir.

r_{sc} 'de $T/2$ dikkate alınarak K_s çözümlürse;

$$K_s^* \sim \varepsilon_0 l / T \quad (2.2.59)$$

mm seviyesindeki boşluk çapı için K_s^* yaklaşık olarak

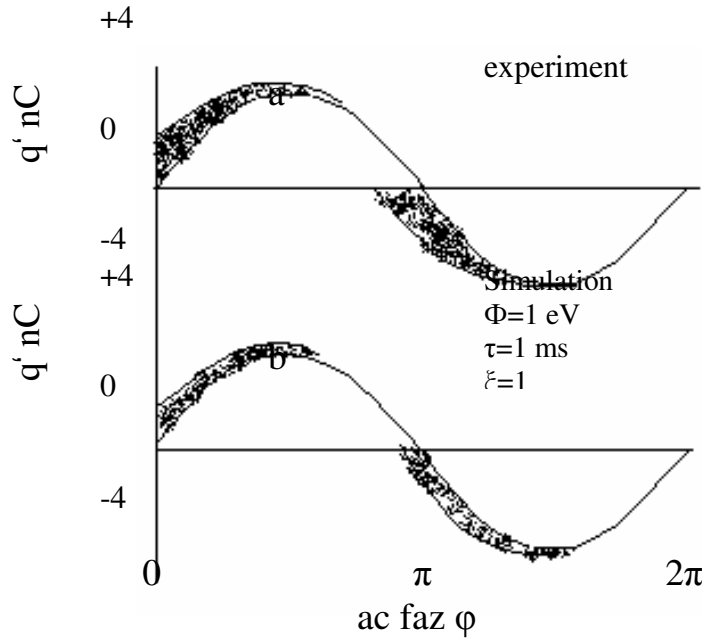
$$K_s^* \sim 5 \times 10^{-13} \quad (2.2.60)$$

değerindedir. PD aktivitesine maruz kalmayan polimerlerin yüzey iletkenliği 10^{-14} den 10^{-16} oranlarındadır. Bunun anlamı şudur: Yaşlı olmayan boşluklarda yüzey yükü pek çok periyot için varlığını sürdürebilir. Böylece hafıza etki mevcut alan yoluyla ve kaynak olarak grup yük için taşıyıcı özellik gösterir. Dolayısıyla AC'nin sonraki yarım periyotlarında karşılıklı etkiler beklenebilir. Silindirik yaşlı oyuklarda ölçülen yüzey iletkenliği, denklem (2.2.60) ile verilen ve limit değerini aşan 10^{-12} ile 10^{-11} S [16,27] kadar bir değere ulaşabilir.

Küresel boşlukta yüksek iletkenlikler, iletken boşluk yüzeyi elektrik alanından boşluğun iç yüzeyine kalkan olduğu için deşarj aktivitesinin tamamen bastırılmasına kadar sürecektir. Yüzey iletkenliği K_s ile etrafındaki yük azalması geçiş sırası PD karakteristikleri üzerinde yük büyüklüğünün azalması, her yarım periyotta meydana gelen PD olaylarının azalma sayısı ve AC fazı ile pulsların bağımlı değişimleri gibi çeşitli etkiler meydana getirebilir. Keza yüzey iletkenliğinin diğer bir deşarj mekanizmasına geçişe sebep olabileceğine dair deliller vardır [27].

Boşlukta PD aktivitesinin istatistik özelliklerine bağlı fazı denklem (2.2.27)'de tanımlandığı gibi Monte-Carlo simülasyonun deşarj modelinin birimleriyle bütünleştirilerek belirlenebilir. Şekil 2.2.11 (b) verilen parametreler için böyle bir simülasyonun sonuçlarını göstermektedir. Bu bilgiler istatistik histogram şeklinde verildi ki; orada her bir PD olayı şarj-faz ($q'-\phi$) düzleminde nokta ile temsil edilmiştir. Verilen $q'-\phi$ kombinasyonu ile verilen PD pulslarının oluş sıklığı nokta yoğunluğu olarak kodlanmıştır. Şekil 2.2.11 (a) plastik boşluk ile elde edilen deneysel histogram ile aynı parametrelerle simülasyonda beklenen sonucun karşılaştırılmasını göstermektedir. Etkili iş fonksiyonu $\Phi = 1eV$ olarak farz edildi ki bu, kesim, 2.2.3.1'de tartışılan ve beklenen sıra-büyüklik ile oluşturulmuştur. Temel Fenon sıklığı reçine için $\nu_0 \sim 10^{14} s^{-1}$. Denklem (2.2.14)'te ξ , parametresi $\xi=1$ olarak varsayılmış ve yük azalma zaman sabiti $\tau_{dt} = 1$ ms olarak seçilmiştir. Bu datalar ile simülasyon, hem nicelik hem de nitelik olarak deneysel verilerin ana özelliklerini yeniden gayet iyi bir şekilde üretir. Uyumdaki tek eksiklik, her bir dalga örneğinin sol kenarındaki eğrisel özelliğin iyi yapısı olarak not edilir ve bu durum basitleştirilmiş oran denklemi (2.2.14) ve

(2.2.15) ile guruplaşma işleminin yetersizliğinden kaynaklandığına inanılır. Bu işlemin fiziki altyapısının daha iyi anlaşılması gerekir [23].



Şekil 2.2.11: Küresel boşlukta PD aktivitesinin deneysel faz dağılım histogramı. Deney ve yüzey parametrelerinde olduğu gibi aynı parametrelerle simüle edilmiş histogram, $\xi=1$, $\Phi=1$ eV, $\tau=1$ ms ve $K_s=0$.

2.2.6.2 SF₆ da Elektrotlar Üzerinde Çıkıntı

Elektrot çıkıntıları SF₆ da yüzey pürüzleri biçiminde veya elektrostatik kuvvetler tarafından oluşturulan diklik şeklinde vuku bulabilir. Uygun kusur parametreleri, çıkıntının uzunluğu l , onun yarıçapı r , SF₆ basıncı p ve indirgenmiş arka alan $\nabla u_0 = E_0/U_0$ ve çıkıntının yerleştiği PMC fonksiyonu $\nabla \lambda_0$ 'dır.

Denklem (2.2.9) ve (2.2.10)'de farklı deşarj tiplerinin eş zamanlı olarak böyle bir kusurda meydana gelebileceği ve kompleks bir yolda bunların kesişebileceği gösterilmiştir. Burada, tartışmalar daha çok gazın serbest uzay hacim yükünün geliştirilen pozitif kutupluluk altında impulsive streamer corona üzerinde sınırlandırılacaktır. Bu ise deşarj tipini sınırlayıcı bir durumdur. Çünkü iyonik yüzey yükleri yüksek hareket kabiliyetine sahiptir ve böylece onlar PD bölgesinden deşarjdan sonra hızla süpürülüp temizlenir. İlgili yük azalma zaman sabiti denklem (2.2.41) ile tahmin edilebilir. SF₆ için hareket sabiti $C\mu \approx 6m^2 Pa/V_s$ [30], γ faktörü $\gamma=1$ (tablo 2.2.3)

ve denklem (2.2.27)'de boyutsuz faktör $\lambda \sim 0,5$ 'dir. Gaz da gerilim altındaki yalıtılmış sistemde E_0/E_{cr} oranı tipik olarak 0.1 ve 0.2 sırasındadır. Bu değerlerde 5 mm'lik çıkıntı genişliği l için, μs ile sürüklenen kontrol edilmiş hafıza azalma zamanı olan r_{dr} elde edilebilir. Bunlar AC yarı periyodundan daha küçük olduğu için pek çok PD pulsları boşluk yük hafıza etkileşmesi olmaksızın, bir periyot esnasında biri diğerini takip edilebilir ve karakteristikleri, uygulanan voltajın U_0 'ın sabit değerleri ile kontrol edilir. Böylece maksimum yük değeri ile AC voltajının tepe değerlerinde oluşur.

Boşluk yükünün yokluğunda PD'de sürüklenen potansiyel farkı, denklem (2.2.6) yardımıyla;

$$\Delta U = \Delta U_a = f E_0 l \approx E_0 l \quad (2.2.61)$$

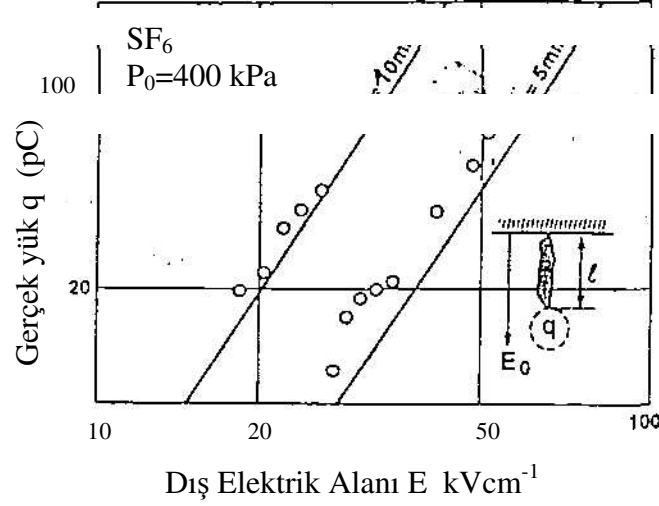
ile verilir. Burada geometrik faktör $f \approx 1$ dir.

Denklem (2.2.21) başlangıç kriterinin boyutsuz değeri için çıkıntıda genişletilmiş alanın normalize edilmiş dağılımı, $e_0(x/l)$ güç kanununa yaklaştırılabilir. Ayrıntıda hesaplamalar denklem [40]'ta verilmiştir ve bu, denklem (2.2.23) ile verilen boyutsuz fonksiyon F 'yi verir ve Şekil 2.2.5'te gösterilmiştir. PD başlangıç voltajı denklem (2.2.25)'ten

$$U_0^{inc} = \frac{(E/p)_{cr} pF[(pl), l/r]}{\nabla u_0} \quad (2.2.62)$$

şeklinde çıkarılır.

SF_6 gazının p basıncı için başlangıç voltajı, nicelik olarak l çıkıntısının genişliği ve onun görüntü oranı l/r 'nin yerleştirildiği yerdeki indirgenmiş olan ∇u_0 ile ilişkili olduğu görülmektedir. Böylece ölçülmüş olan indirgenmiş voltaj üç kusur karakteristiği hakkında karışık bilgiler verir.



Şekil 2.2.12: (Katı eğriler) Hesapla bulunan, (noktalar) SF₆'da elektrot çıkıntılarında ölçülen max. gerçek PD şarjı 400 kPa, uygulanan alan E₀ bağlı, çıkıntı genişliği l=5 ve 10 mm.

PD tarafından depolanan yükü tahmin etmek için boyutsuz faktörler g ve g', eşdeğer elipsoidin parametrelerinden belirlenmelidir. Daha sonra şekil 2.2.8 (c)'de görüldüğü gibi belirlenebilir. Öyle ki; $a \approx l$ ve $b \approx l_{str}$ streamer. Böylece $(a/l)=1$ ve $(a/b) \approx (l/l_{str})$ 'dir. Streamer yayılmaz genişliği l_{str} , SF₆ için $\lambda \approx 0,5$ ve $\gamma \approx 1$ alınarak denklem (2.2.31) 'deki gibi verilir (Tablo 2.2.3). Çevredeki dielektrik, bağıl permitivitesi $\epsilon_r =1$ olan SF₆ gazıdır. Denklem (2.2.35) ve (2.2.39) den geometri faktörleri olan g ve g'

$$g \approx (E_0/E_{cr}) \quad g' \approx 4/3 \quad (2.2.63)$$

şeklinde olur. ΔU ile denklem (2.2.62)'den ve ΔU_{res} 'in ihmal edilmesiyle PD tarafından konuşlandırılan gerçek q yükü denklem (2.2.32)'den

$$q \approx \frac{\pi \epsilon_0 (E_0)^2}{(E/p)_{cr} p} \quad (2.2.64)$$

şeklinde yazılabilir. Şekil 2.2.12'den SF₆ için 400 kPa basınçta ve çıkıntı genişliği 5 ve 10 mm değerleri için, bu ilişkinin çizimi görülmektedir. Kıyaslama amacıyla deneysel veriler yuvarlaklarla gösterilmiştir. İletken elektrot çıkıntılarının özel durumu için fiziki yük [23]'te tanımlandığı gibi direk ölçüm kabul edilmiştir. Çıkıntıyı, üstü açık olan topraklanmış elektrot ile kaplayarak fiziki PD akımını direkt olarak ölçmek mümkündür. Tahmin ve ölçümler arasındaki yüksek hassasiyetli uyumluluk, muhtemelen tesadüfi bir olaydır.

İndirgenmiş yük olan q' , gerçek yük q 'dan yazılır. Denklem (2.2.63)'ten g' faktörü ve E_0 başlangıç elektrik alanının $U_0 \nabla u_0$ potansiyelinde dikkate alınmasıyla q' ,

$$q' = \frac{4\pi\epsilon_0}{3(E/p_{cr})} \frac{l^3 u_0^2 \nabla u_0^2 \nabla \lambda_0}{p} \quad (2.2.65)$$

şeklinde yazılır. Burada q' , l çıkıntı genişliğinin 3.derece kuvveti, U_0 uygulanan voltajın karesi, ∇u_0 indirgenmiş alanın karesi ve $\nabla \lambda_0$ PMC fonksiyonu ile doğru orantılı; SF_6 gazının basıncı p ile de ters orantılıdır. Sistemde çıkıntının verilen yeri için örneğin ∇u_0 ve $\nabla \lambda_0$ 'ın bilinen değerlerinde indirgenmiş yük q' , çıkıntının genişlik ölçüsü l ile ilgili tatmin edici bilgiler sağlar.

2.3 BARIYER BOŞALMASI:

Bariyer boşalması bilim ve teknikte maddenin plazma halini almakta kullanıldığı için geniş kullanım alanı bulmaktadır. Bariyer boşalmasının sanayi de kullanım alanlarından birine örnek olarak kimyasal sentez amacı ile ozonun üretilmesini verebiliriz. Bilindiği üzere ozon, tarım alanında tıpta ve kimya endüstrisinde yaygın olarak kullanılmaktadır [43-44].

Bariyer boşalması gaz ortamında bulunan ve elektrotlarından en az biri dielektrikle yalıtılmış elektrot sistemine AC gerilimin uygulanması sonucu elektrotlar arasında gözlemlenen elektrik boşalması olarak bilinir.

Bariyer boşalmasının enerji, zaman ve ortalama karakteristikleri akım $I(t)$ ve gerilim $U(t)$ osilogramlarının yardımı ile ve de Gerilim-Yük ($U-q$) karakteristiği yardımı ile belirlenir. $q(u)$ boşalma akımının taşıdığı yük olmak üzere değeri aşağıdaki formülle belirlenebilir:

$$q(u) = \int_0^t i(t) dt \quad (2.3.1)$$

Genelde boşalmanın dinamik ve statik akım gerilim özdeşisinden söz edilebilir. Burada boşalmanın dinamik Akım-Gerilim özdeşisi, akım ve gerilimin anlık değerleri arasındaki bağıntıyı, statik akım-gerilim özdeşisi ise boşalma akımının ortalama değeri ile elektrotlar sistemine uygulanan gerilim arasındaki bağıntıyı ifade etmektedir.

Bariyer boşalmasının dinamik karakteristikleri [43]'te incelenmiştir. Ayrıca bu çalışmada volt-coulomb karakteristiğinin paralelkenar (paralelogram) şeklinde olduğu belirlenmiştir. Yan kenarların birbirine paralel olması boşalma sırasında elektrotlar arasındaki gerilimin sabit olduğunu gösterir. Bu durumda paralelogramın genişliği aralıktaki tutuşma geriliminin iki katına eşittir. Paralelogramın yüksekliği ise elektrotlar sistemine uygulanan gerilimin genliğini belirtecektir.

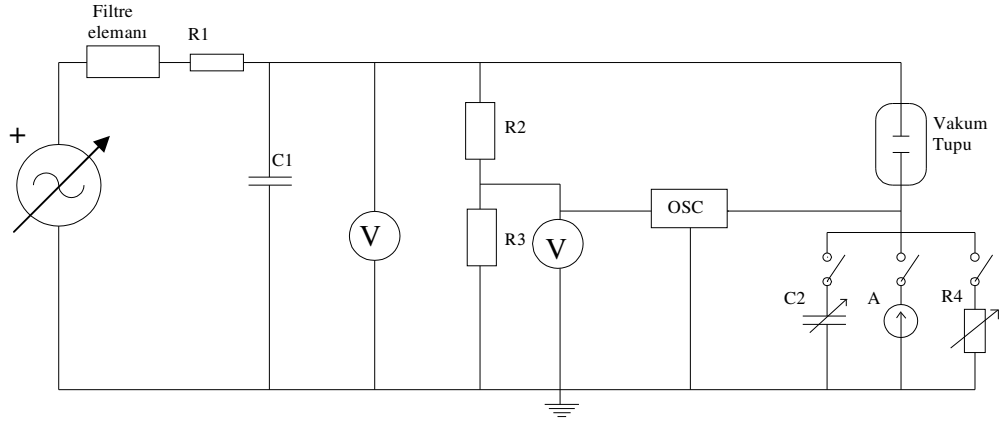
Günümüz koşullarında volt-coulomb karakteristiğinin siklogramalarının sınırladığı alanlardan hareketle aktif gücün (w) belirlenmesi yaygın olarak kullanılmaktadır [43-44]. Bilindiği üzere $q(t)$ ve $u(t)$ 'nin yük-gerilim koordinatlarındaki ilişkisi lineerdir. Bu nedenle $q(t)$ bağıntısı kapalı bir şekil olacaktır. Bu nedenle bu şeklin alanı, uygulanan gerilimin bir periyot zaman süresinde boşalma aralığında açığa çıkan enerjiyi vermektedir.

Bariyer yüzeysel boşalma dinamik bir kapasiteye sahip olduğu için bariyer boşalmasından farklılık gösterir. Bu dinamik kapasiteyi oluşturan sebep, bariyer olarak kullanılan dielektriğin boşalma kanalı ile kaplanmasından kaynaklanmaktadır [43].

Yüzey bariyer boşalmasının çift damarlı PVC ile izoleli iletkende incelenmesi [43]'te verilmiştir. Bu çalışmada tutuşma geriliminin zaman ile bağıntısı da araştırılmıştır.

Deney Kurgusu ve Yöntem:

Deney kurgusunun içerdiği elemanlar şunlardır: Ayarlanabilen gerilim kaynağı (0- 33 kV), filtre elemanı, R_1 direnci (50 Ω), R_2 direnci (60 M Ω), R_3 direnci (1 M Ω), Direnç Kutusu (0-10 M Ω), Kondansatör Kutusu (1000 pF- 1 μ F), V_1 voltmetre (OGSM 64: 0-25000 V), V_2 voltmetre (Fluke 111 0- 1000 V), Osiloskop (LEADER LBO 523 / 40 MHz), Vakum pompası (RZ 8 / 8,6 m³/h – 4x10⁻⁴), Vakum Tüpü (fiberglas), Bariyer ve korona (cam) tüpleri, silikon vakum hortumları ve iletkenler.



Şekil 2.3.1: Osilogram kayıtlarının elektriksel şeması.

$i(t)$ ve $u(t)$ osilogramları senkron olarak LEADER LBO 523 - 40 MHz tip osiloskoptan ölçülmüş olup resimler Panasonic Dijital tip fotoğraf makinesi ile kayda alınmıştır.

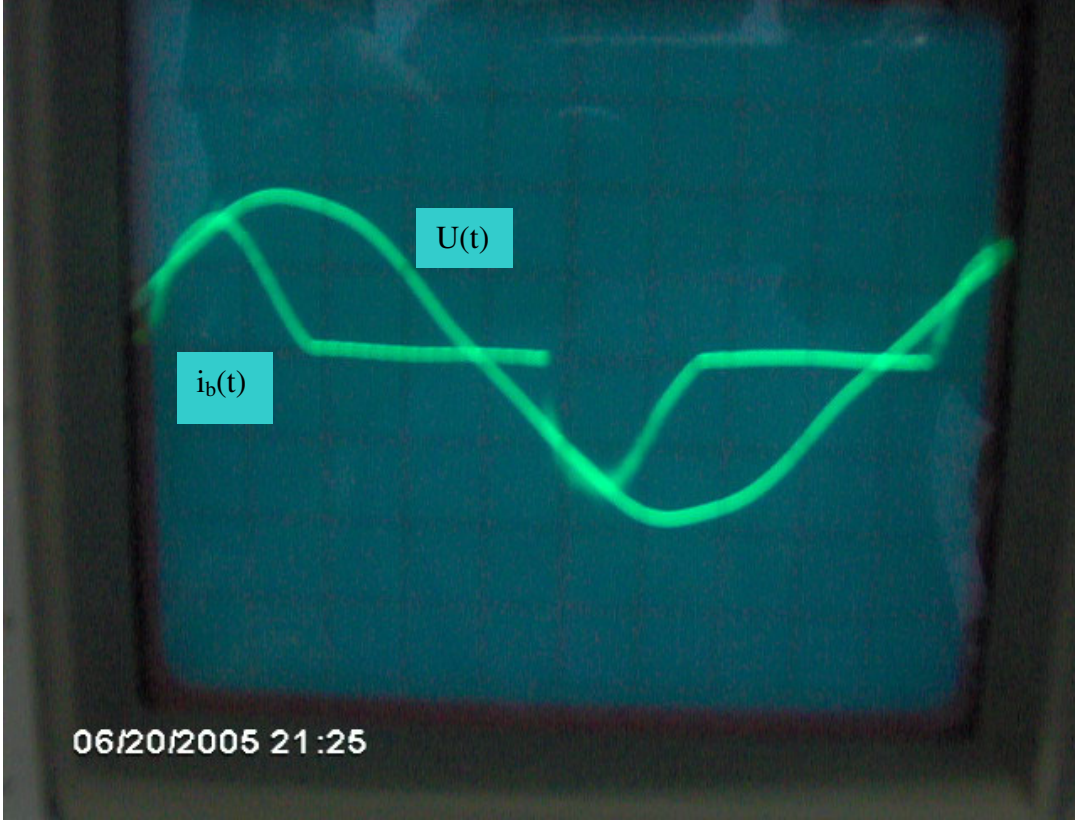
Akım ve gerilim eğrileri apsis (x) eksenine göre simetriktir. Bu nedenle integral yarım periyotta alınır. Osilogramların elde edilişi ve ölçümünde kullanılan deney şemasında şebeke frekansı kullanılmıştır. Bu nedenle boşalmanın yarım periyodu $\frac{T}{2} = 0.01 \text{ sn}$ olacaktır. Zaman aralığını belirlemek için yarım periyot 20-25 eşit dilimlere ayrılır. Gerilimin belirli maksimum değerlerine göre ordinat ekseninde gerilimin kalibrasyonu yapılır. Daha sonra birim ölçek bulunur ve birim ölçek dikkate alınarak gerilim skalası oluşturulur. Akım ve gerilimin anlık değerleri aşağıdaki formüllerle verilir.

$$i(t) = U_{OS1}(t) / R_4 \quad (\text{akımın anlık değeri}) \quad (2.3.2)$$

Burada $U_{OS}(t)$, R_4 şönt direnci üzerinde ölçülen gerilimdir.

$$U(t) = \frac{R_2 + R_3}{R_3} U_{OS2}(t) \quad (\text{gerilimin anlık değeri}) \quad (2.3.3)$$

Burada U_{OS2} , R_3 direnci üzerinde ölçülen gerilimi ifade etmektedir.



Şekil 2.3.2 Bariyer boşalmasının $i(t)$ ve $u(t)$ karakteristiği

Şekil 2.3.2’de görüldüğü üzere akım ve gerilim arasındaki faz açısı $\frac{\Pi}{2}$ kadar olup bariyer yüzey boşalmasının kapasitif özelliğe sahip olduğunu ifade etmektedir. Fakat $i(t)$ akımının ve $u(t)$ geriliminin biçimlerinin deformasyon dolayısı ile sinusoidalden farklı olduğunu görüyoruz. Bu ise bariyer boşalma devresinde aktif direncin olduğuna işaret etmektedir [44].

Akımın osilogramı üzerinde yüksek frekanslı akımın bazı bileşenleri gözükmemektedir. Akım $i(t)$ ve Gerilim $u(t)$ osilogramlarından hareketle aşağıdaki büyüklükler belirlenir.

Ortalama akım değeri:

$$I_{cc} = \frac{2}{T} \int_0^{T/2} |I(t)| dt \quad (2.3.4)$$

Kompleks Güç (Tam Güç) :

$$N = \frac{2}{T} \int_0^{T/2} |I(t)U(t)| dt \quad (2.3.5)$$

Aktif Güç :

$$V = \frac{2}{T} \int_0^{T/2} i(t)u(t) dt \quad (2.3.6)$$

Reaktif Güç :

$$N_R = \sqrt{N^2 - V^2} \quad (2.3.7)$$

Ozonatorun genel kapasitesi bariyer yüzey boşalmasının reaktif gücünden elde edilir.

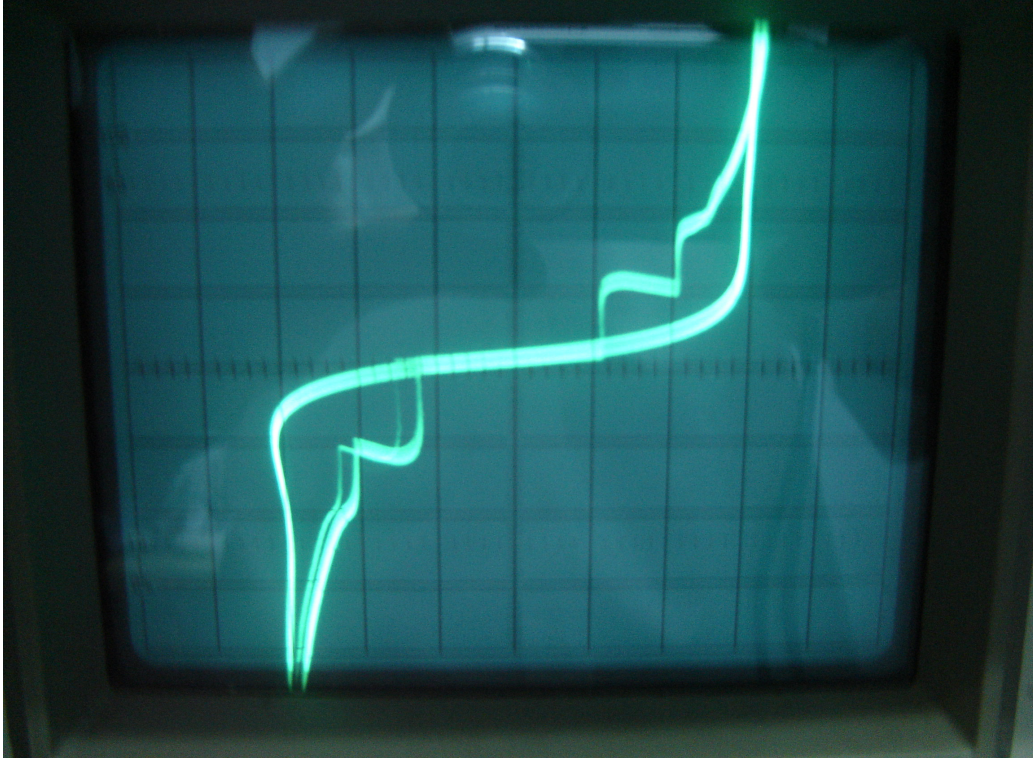
$$N_R = I_{or}^2 R = \frac{I_{or}^2}{2\pi\nu C} \quad (2.3.8)$$

Buradan,

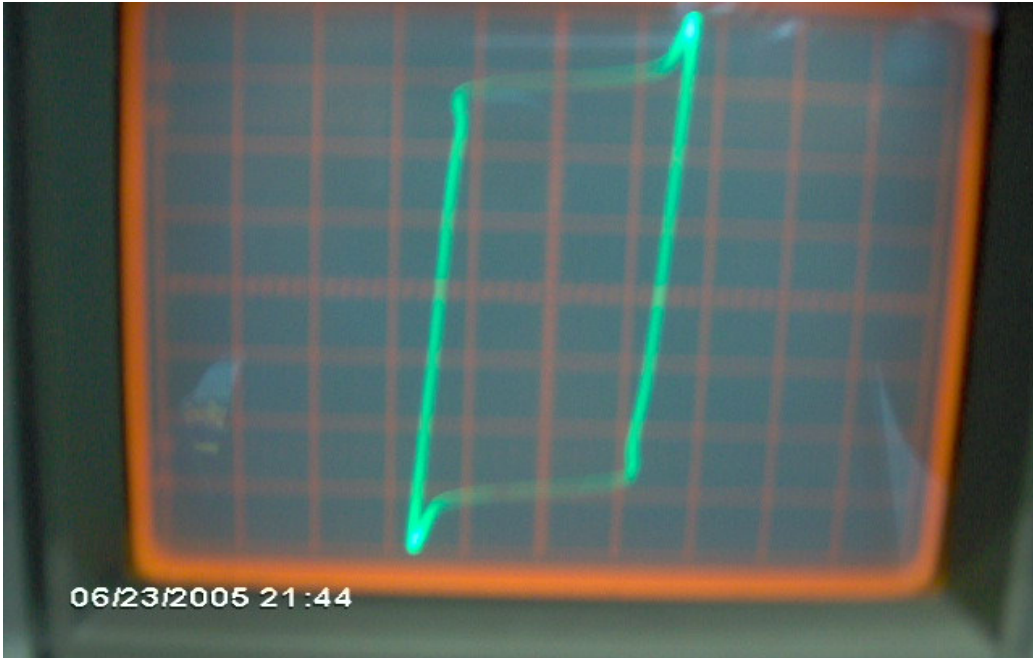
$$C = \frac{I_c^2}{2\pi\nu N_R} \quad (2.3.9)$$

denklemleriyle elde edilir.

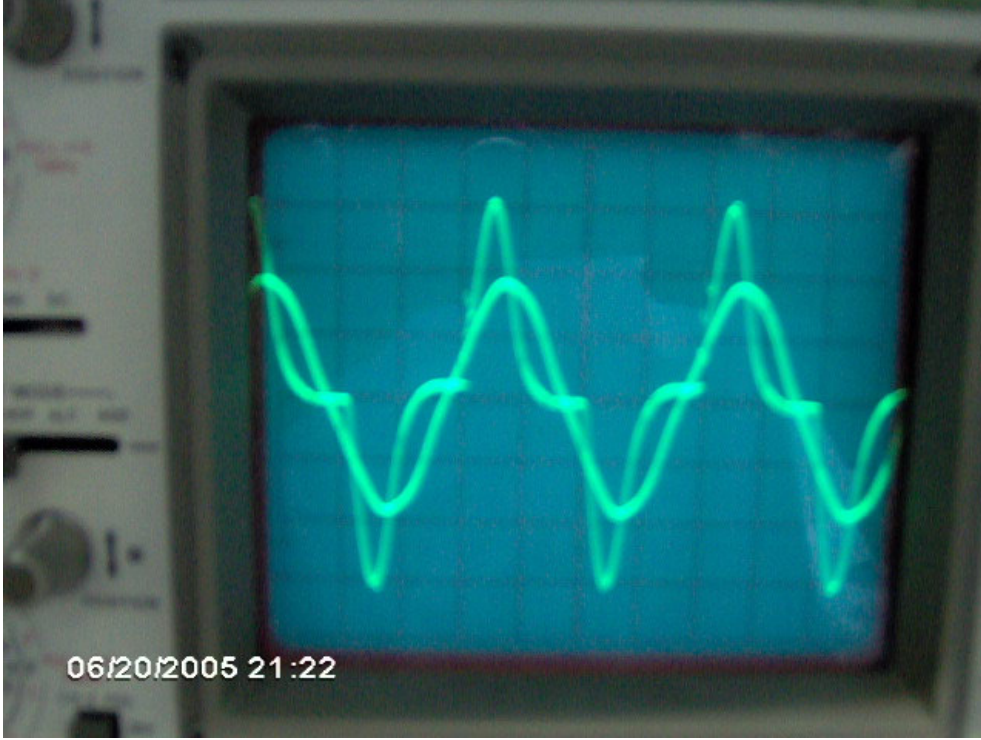
Bariyer boşalmasının deneysel olarak elde edilen Gerilim-Yük karakteristikleri Şekil 2.3.3, Şekil 2.3.4, Şekil 2.3.5 ve Şekil 2.3.6'da verilmiştir.



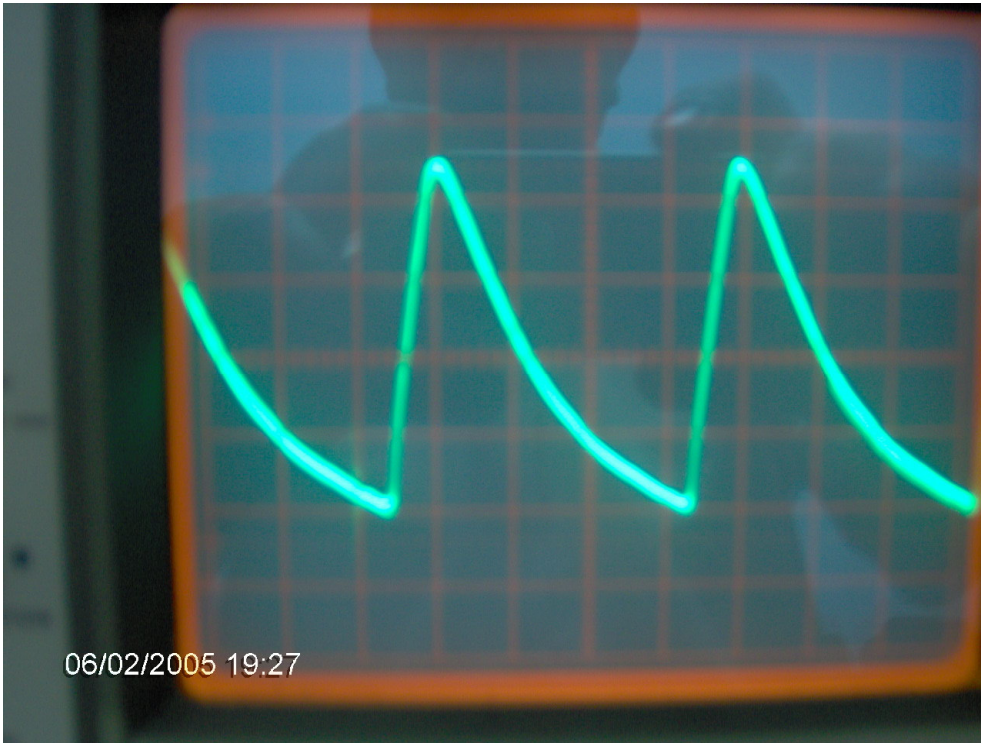
Şekil 2.3.3 Bariyer boşalmasının Gerilim-Yük karakteristiği (x-y modu ve R direnci devredeyken).



Şekil 2.3.4 Bariyer boşalmasının Gerilim-Yük karakteristiği (x-y modu ve R direnci devrede yokken).



Şekil 2.3.5 Bariyer boşalmasının Gerilim-Yük karakteristiğinin zamana göre değişim grafiği (R direnci varken).



Şekil 2.3.6 Bariyer boşalmasının Gerilim-Yük karakteristiğinin zamana göre değişim grafiği (R direnci yokken).

Bariyer yüzey boşalmasının Gerilim-Yük karakteristikleri iki kanallı osilaskop yardımı ile sağlanmıştır. Bunun için Şekil 2.3.1'e uygun olarak osiloskopun dikey saptırıcı eksenine $q(t)$ sinyali, yatay saptırıcı eksenine ise $u(t)$ sinyali uygulanır. Bu durumda şönt direnci R_4 , kapasite değeri $1\mu F$ olan kondansatör ile değiştirilir. Bu yöntemle elde edilen volt-coulomb karakteristiği örneği Şekil-2.3.6'da gösterilmiştir.

Hatırlayalım ki, Gerilim-Yük karakteristiğinin şekline bağlı olmaksızın Gerilim-Yük karakteristiğinin alanından hareketle bir periyot süresinde boşalma aralığında açığa çıkan aktif güç belirlenebilir.

Başka bir deyişle;

$$w = \frac{1}{T} \int_0^T u(t)i(t)dt \equiv \oint u(q)d(q) \quad (2.3.10)$$

ifadesi her zaman sağlanır ve yükün aktif, kapasitif yada kompleks olmasından bağımsızdır.

3. ADSORBSİYON

Adsorbsiyon olaylarının analizinde bazı temel kavramların bilinmesi gerekmektedir. Bu temel kavramlar arasında yer alan parametrelerden biri de moleküllerin adsorbat üzerinde bulunma süresidir. Molekül ile adsorban yüzeyi arasında çekim kuvvetinin olması durumunda Frenkel formülüyle belirlenen [45-46] adsorbsiyon süresi,

$$\tau = \tau_0 \exp[Q/RT] \quad (3.1)$$

biçiminde ifade edilir [46-47]. Bu ifadede τ_0 moleküler titreşim süresi olup $\tau_0 = 10^{-13}$ s; Q molekülün yüzeye karşılıklı etkileşimi olup adsorbsiyon ısısı olarak adlandırılır; R gaz sabiti; T ise mutlak sıcaklıktır. Diğer bir temel kavram da adsorban yüzeyindeki moleküllerin konsantrasyonudur. Adsorban yüzeyinde bulunan moleküllerin konsantrasyonu C ve birim zamanda birim yüzeye çarpan moleküllerin darbe sayısı N olmak üzere,

$$C = N \cdot \tau \quad (3.2)$$

şeklinde ifade edilir.

3.1. Adsorbsiyon izoterminin basit biçimi:

Eğer (3.2) ifadesinde birim zamanda birim yüzeye çarpan moleküllerin darbe sayısının ve τ 'nin açık şekli göz önüne alınırsa,

$$C = \frac{N_A \cdot P}{\sqrt{2\pi\mu RT}} \tau_0 \exp(Q/RT) \quad (3.3)$$

elde edilecektir. Verilmiş gazın belirli yüzey tarafından adsorbe olması durumunda μ ve τ_0 birer sabit olacaklardır. Bu nedenle (3.3) ifadesi yeniden düzenlenirse ve bazı işaretlemeler yapılırsa,

$$C = \frac{K_0 \cdot P}{T^{1/2}} \tau_0 \exp(Q/RT) \quad (3.4.a)$$

elde dilediği. Burada,

$$K_0 = \frac{N_A \cdot \tau_0}{\sqrt{2\pi\mu R}} \quad (3.4.b)$$

Şimdi ise (3.4.a) denklemini, bu denklemin içerdiği değişkenlerden her birinin sırayla sabit olduğunu varsayarak inceleyelim. Eğer (3.4.a) denkleminde T = sabit alınır, o zaman (3.4.a) denkleminde hareketle,

$$C = K_1 \cdot p \quad (3.5)$$

ifadesini elde ederiz. Bu ifadeden açıkça görülmektedir ki, adsorbe olunan gaz miktarı, basınçla doğru orantılıdır. Bilindiği üzere T=sabit durumu için gerçekleşen olay izotermi bir olaydır. Buna göre (3.5) denklemini adsorbsiyon izotermine denklemini ifade eden denklem olup, adsorbe olmuş moleküllerin karşılıklı etkileşimini hesaba katmamaktadır. Ayrıca bu durumda tüm moleküllerin adsorbsiyon enerjilerinin aynı olduğu düşünülmektedir. Pratikte bu durum, adsorbe olmuş molekül miktarının düşük değerleri için kendiliğinden sağlanır.

3.2 Lengmiyur adsorbsiyon izotermi:

Adsorbe olmuş moleküllerin karşılıklı etkileşimi durumunda gaz fazından yüzeye adsorbe olmuş moleküller, gaz fazından yeni moleküllerin çökmesini ve adsorbsiyonunu engeller. Varsayalım ki yüzeye belirli miktarda molekül adsorbe olmuştur. Bu durumda gaz fazından yüzeye çarpan yeni moleküller adsorbanın serbest yüzeyi değil de, daha önceden yüzeye adsorbe olmuş moleküllere çarpar. Bu olayın olasılığı, daha önceden yüzeye adsorbe edilmiş molekül miktarına göre yükselecektir. Tabii ki böyle bir yaklaşımda, gaz fazından yüzeye çarpan molekülün yansıdığı varsayılabilir. İşte bu model, ilk kez 1916 yılında Lengmiyur tarafından verilmiştir. Lengmiyur modelinde iki temel yaklaşım söz konusudur. Bunlar sırasıyla:

- i) Adsorbanın yüzeyine çarpan tüm moleküllerin adsorbsiyon ısısı sabittir ve bu adsorbsiyon ısısı, adsorban üzerinde adsorbe olmuş diğer moleküllerden etkilenmez.
- ii) Adsorban yüzeyine gaz fazından çarpan moleküller, yüzeye çarpıştıktan hemen sonra gaz ortamına geri dönüyor.

Lengmiyur adsorbsiyon izoterminin oluşturmasında, gaz ve adsorbe fazlarında moleküllerin dinamik yoğunlaşma ve buharlaşma hızlarının ayrıştırılması gerekir. Ayrıca adsorban yüzeyinde S alanına sahip boş alanın olduğu varsayılır. Öyle ki, bu S yüzeyinin S_1 kısmının adsorbe olmuş moleküller tarafından, $S_2=S-S_1$ kısmının ise serbest kısım olduğu varsayılır. Dinamik denge durumunda,

$$K_1 S_1 = K_2 p S_2 = K_2 p (S - S_1) \quad (3.6)$$

şeklinde ifade edilir. Bu ifadenin sol tarafı buharlaşma hızını, sağ tarafı ise yoğunlaşma hızını ifade etmektedir. Eğer (3.6) ifadesi $\theta = \frac{S_1}{S}$ ve $b = \frac{K_2}{K_1}$ Lengmiyur sabiti olmak üzere işaretlemeler yapılarak yeniden düzenlenirse,

$$\theta = \frac{b p}{1 + b p} \quad (3.7)$$

ifadesi elde edilir. Buradan τ 'nin farklı değerleri için Lengmiyur adsorbsiyon izotermi şekil 3.1'de verilmiştir. Eğer (3.7) ifadesi, V adsorbe olmuş gazın hacmini ve V_m monotabakaya absorbe olmuş gazın hacmini göstermek üzere, $\theta = \frac{V}{V_m}$ değişken değiştirmesi yapılarak yeniden düzenlenirse,

$$V = V_m \frac{b p}{1 + b p} \quad (3.8)$$

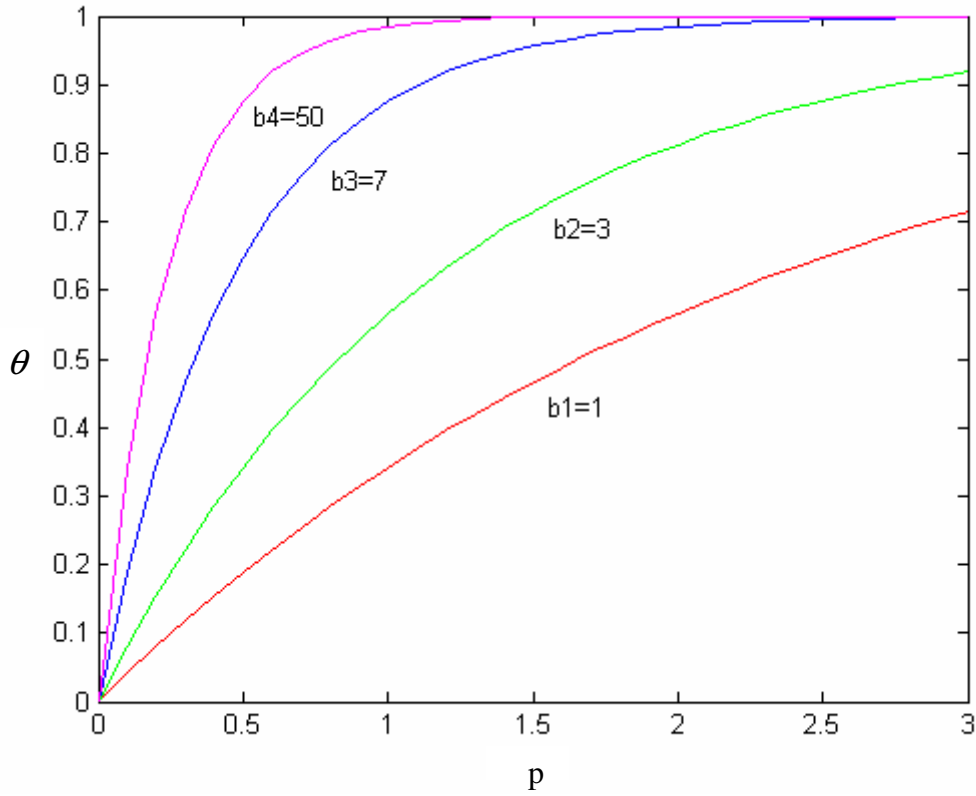
ifadesi elde edilir. Eğer (3.8) ifadesinde özel durumlara bakacak olursak, kolayca görülebilir ki, $p \rightarrow \infty, V \rightarrow V_m$ durumunda (3.8) ifadesi,

$$\frac{p}{V} = \frac{1}{b V_m} + \frac{p}{V_m} \quad (3.9)$$

şekline döneşecektir. (3.9) ifadesinde $\frac{p}{V} = f(p)$ bağımlılığını grafiksel olarak ifade edecek olursak, lineer bir eğri elde ederiz. Bu grafikten hareketle V_m ve b belirlenebilir. Eğer adsorbanın toplam yüzeyinin \sum olduğu varsayılırsa o zaman,

$$V_m = \sum \cdot \frac{V_0}{N_A} \cdot \sigma_0 \quad (3.10)$$

Bu ifadede $V_0 = 22400 \text{ cm}^3 / \text{mol}$ molar hacim; N_A Avagadro sayısı ve σ_0 bir molekülün kapladığı alandır. Böylece (3.10) ifadesinden açıkça görülmektedir ki, V_m ve σ_0 değerleri belli ise, o zaman adsorbanın toplam \sum yüzey alanı belirlenebilir.



Şekil 3.1: Lengmiyur adsorbsiyon izotermi

3.3 Gözenekli Dielektrik Adsorbentlerde Gerçekleşen Sorbsiyon Olayları

Sorbsiyon sistemleri üzerine elektrik boşalmalarının etkisi sonucu oluşan bazı mekanizmalar [46]'da analiz edilmiştir. Fakat bu çalışmada yer alan ifadeler, nicelik açısından mekanizmaların katkı payını açıklayamamaktadır. Ve de bunun sonucu olarak gerçek durumu ifade edememektedir. Bu nedenle çalışmada, sorbsiyon sistemleri üzerine elektrik boşalması etkisi sonrası oluşan gerçek mekanizmayı belirlemek ve incelenen gazların sorbsiyonunu deney sonuçlarına uyum sağlayacak şekilde belirlemek amaçlanmıştır.

Gözenekli adsorbent taneciğinin dış yüzeyine elektrik boşalmasının etkisiyle öncelikle iyon elektrik etkisiyle önceden absorbe olmuş moleküller desorbe olurlar. Gözeneksiz materyaller için bu durum [47]'de detaylı olarak incelenmiştir.

Gözenekli materyaller için, adsorbentin dış yüzeyinde moleküllerin konsantrasyonunun azalması tanecikten difüzyon desorbsiyonunun olmasına neden olacaktır.

Bu tür desorbsiyonun gerçekleşme koşulunu irdeleyelim. Elektron iyon bombardımanı etkisiyle taneciğin dış yüzeyinde adsorbe tabakasının dağılımı,

$$H = \left[\frac{K_e J_e}{q_e} + \sum_p \frac{K_i^p J_i^p}{q_i^p} \right] \frac{m}{\rho} \quad (3.3.1)$$

ifadesiyle belirlenir [45]. Burada K_e elektronların (stimule) oluşturduğu desorbsiyon katsayısı; K_i^p katsayısının p-tip iyonlarla sökölme katsayısı; J_e elektron akım yoğunluğu; J_i^p p-tip iyonların akım yoğunluğu; m adsorbe olmuş parçacığın kütlesi; ρ adsorbe tabakasındaki madde yoğunluğunu ifade etmektedir. Sonraki aşamalarda adsorbe olmuş madde miktarı ile basınç arasındaki bağıntının lineer olduğunu varsayacağız, bir başka deyişle

$$n = n_m b p \quad (3.3.2)$$

Burada n birim yüzey tarafından absorbe edilen moleköl sayısı; p basınç; n_m mono tabakanın kapasitesi; b Lengmiyur denkleminin katsayısıdır. Öte yandan adsorbe ve gaz fazlarındaki konsantrasyonlar arasındaki bağıntı,

$$C(R,t) = \Gamma N \quad (3.3.3)$$

şeklinde belirlenir [46]. Burada N gaz fazındaki konsantrasyon; Γ orantı katsayısı; R küresel parçacığın yarıçapını ifade etmektedir. (3.3.2) ifadesi dikkate alınarak (3.3.3) ifadesi yeniden düzenlenirse,

$$C(R,t) = \frac{\Gamma n}{kT n_m b} \quad (3.3.4)$$

ifadesi elde edilecektir. Bu durumda taneciğin dış yüzeyindeki konsantrasyon, yüzeyin yüklü parçacıklarla bombardıman koşullarına bağlı olarak

$$C(R,t) = C_0 - \tau H_1 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \quad (3.3.5)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada C_0 , taneciğin dış yüzeyine elektrik boşalması etki etmeksizin söz konusu olan adsorbat konsantrasyonunu; $H_1 = H \frac{\Gamma \rho}{kT n_m b}$, adsorbe

tabakasının dağılımı; $\tau = \frac{1}{\frac{1}{\tau_a} + \frac{p}{n_m \sqrt{2\pi m k T}}}$ ise zaman sabitini ifade etmektedir.

Yukarıdaki ifadelerde, τ_a adsorbsiyon süresini; k Boltzman sabitini ve T ise sıcaklığı ifade etmektedir. Taneciğin dış yüzeyinin iyon elektron bombardımanına maruz bırakılması durumunda taneciğin içindeki adsorbat konsantrasyonu ise Dyamel integrali yardımıyla belirlenebilir [47].

$$C(r,t) = (C_0 - \tau H_1) \left[1 - \frac{2R}{\pi r} \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m+1} \frac{1}{m} \sin \frac{m\pi r}{R} e^{-\frac{t}{\tau m}} \right] + \tau H_1 \left[e^{-\frac{t}{\tau}} - \frac{2R}{\pi r} \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m \frac{1}{m} \sin \frac{m\pi r}{R} \cdot \left(\frac{1}{\tau} - \frac{1}{\tau_m} \right)^{-1} \left(\frac{1}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} - \frac{1}{\tau_m} e^{-\frac{t}{\tau_m}} \right) \right] \quad (3.3.6)$$

Bu ifadede, $\tau_m = \frac{R^2}{D \pi^2 m^2}$; D_1 adsorbat molekülünün difüzyon katsayısı; r incelenen koordinatı ifade etmektedir. Elektron iyon bombardımanı etkisiyle taneciğin birim dış yüzeyinden desorbe edilen madde miktarı:

$$\Delta Q = \frac{1}{4\pi R^2} \int_0^R \Delta C(r,t) 4\pi r^2 dr \quad (3.3.7)$$

Burada $\Delta C(r,t)$ tanecik hacminde adsorbent konsantrasyonunun değişimini belirtmektedir. Bu denklem, (3.3.6) ifadesi dikkate alınarak yeniden düzenlenirse,

$$\Delta Q = -\tau H_1 \left[\frac{R}{3} - \frac{2R}{\pi^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m^2} e^{-\frac{t}{\tau_m}} \right] + \frac{\tau H_1 e^{-\frac{t}{\tau}} R}{3} - \tau H_1 \frac{2R}{\pi^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m^2} \left(\frac{1}{\tau} - \frac{1}{\tau_m} \right)^{-1} \left(\frac{e^{-\frac{t}{\tau}}}{\tau} - \frac{e^{-\frac{t}{\tau_m}}}{\tau_m} \right) \quad (3.3.8)$$

(3.3.8) ifadesinin $t \rightarrow \infty$ limit değeri alınırsa,

$$\Delta Q_{\max} = \lim_{t \rightarrow \infty} \Delta Q = -\frac{1}{3} \tau H_1 R \quad (3.3.9)$$

Bu durumda desorbe edilmiş toplam madde miktarı,

$$\Delta a_{ei} = \Delta Q_{\max} \frac{3}{R d_a} = -\frac{\tau H_1}{d_a} \quad (3.3.10)$$

Bu ifadede d_a adsorbentın yoğunluğunu ifade etmektedir. Şimdi ise aşağıdaki varsayımlar doğrultusunda Δa_{ei} 'nin farklı adsorbentlerin desorbsiyonu üzerine etkisini inceleyelim. Öncelikle τ 'nin, gazın adsorbe olmasına önemli derecede bağlı olmasına dikkat etmek gerekir. Ayrıca adsorbsiyon izoterminin lineer kısmında k_e ve k_i 'nin ≤ 1 ve akım yoğunluğunun $10^{-4} \div 10^{-5} A/cm^2$ değerleri için $H_1 \sim 10^4 \frac{\mu mol}{s \cdot cm^3}$ olduğu kabul edilirse, sıcaklık adsorbsiyonu $q \leq 50 kJ/mol$ olan gazlar için Δa_{ei} , dikkate alınmayacak kadar küçük bir değere sahip olur (örneğin CO_2 için $q = 2.8 kJ/mol$ ve $\Delta Q_{ei} \sim 10^{-5} \mu mol/g$). Oysa $q \geq 50 kJ/mol$ olan gazlar için Δa_{ei} değeri $mmol$ değerlerine kadar çıkabilir. Farklı sıcaklık adsorbsiyonuna sahip gazlar için elde edilen sonuçlar, şekil 3.6'da verilmiştir. Alınan sonuçlar, elektron iyon bombardımanı etkisine maruz bırakılmış gözenekli adsorbentlerde gerçekleşen deneysel olarak belirlenmiş desorbsiyon değerleri ile iyi uyum sağlamaktadır. Oysa adsorbe sıcaklığı $\leq 50 kJ/mol$ olan adsorbentler için bu mekanizma yeterli sonuç verememektedir. İşte bu durum ileriki araştırmaların konusu olacaktır.

4. GAZ - SİLİKOJEL SİSTEMİ ÜZERİNE ELEKTRİK BOŞALMASININ ETKİSİ

Bilindiği üzere elektriksel alan etkisi ve gaz boşalmaları etkisine maruz bırakılmış yüzeylerin adsorbsiyon özellikleri, bu etkiler sonucu önemli derecede değişim göstermektedir [45-47].

Özel durumda elektrik alanları ve gaz boşalmaları etkisiyle silikojellerin adsorbsiyon özellikleri büyük ölçüde değişim gösterir. Silikojellerin çeşitli karakteristiklerinin o cümleden silikojel üzerine elektrik alanları ve elektrik boşalmasının etkilerinin incelenmesi, tekniğinin birçok alanları için önem taşımaktadır. Bunun nedeni, silikojellerin bir emici materyal olarak ve bir katalizör olarak çeşitli gaz ayrıştırılmalarında genişçe kullanılmasıdır [47].

İyonize olmuş gazda yüzeyin karşılıklı etkileşim mekanizmalarının belirlenmesi, gaz ayrıştırılması teknolojisini ilerletmek için önem taşımaktadır. Örneğin bilinmektedir ki, korona boşalması etkisiyle maddelerin bazılarının emme özellikleri iyileşirken, bazılarının da emme özelliği kötüleşir [45, 46].

Elektrik Boşalması koşulu altında kapiler (kılcal) gözenekli cisimlerin suyu emme kabiliyeti basıncın geniş aralığında düşüş göstermektedir. Bu durumda silikojelin kullanılmasıyla, boşalma gerilimine kadar olan elektriksel alanların etkisiyle adsorbsiyon ve desorbsiyon dallarında önemli bir değişiklik oluşturmamaktadır. Oysa boşalma gerilimine kadar olan (boşalma geriliminin altındaki) değerler için elektriksel alan etkisiyle selüloz ve nişastanın adsorbsiyon izoterminde azalma yönünde değişikliklerin olduğu bilinmektedir. Silikojelin kullanılması durumunda su buharının sorbsiyon kinetiğinin incelenmesi, boşalma olayının başlaması için gerekli olan değerlerin altındaki elektriksel alan değerleri için su buharının emilme hızının artırılmasının mümkün olduğu gözlemlenmiştir. Bu durumda elektriksel alan şiddetinin belirli değeri için, elektriksel alanın artırılmasıyla emilen su buharı miktarının arttığı gözlemlenmiştir. Daha sonra ise nemin emilme hızının bir doyuma ulaştığı gözlemlenmiştir. Bu olayın farklı sıcaklık değerlerinde incelenmesi sonucu, sıcaklığın artırılmasıyla, elektriksel alanın, nemin emilme hızı üzerine gösterdiği etkinin zayıfladığı belirlenmiştir. Silikojelin gözenek ölçüsünün artmasıyla, silikojelin adsorbsiyon özellikleri üzerine elektriksel alanın etkisi artacaktır. Bu tür örneklerde

gerçekleşen olayların analizi sonucu, nonhomojen elektriksel alanın etkisiyle difüzyon katsayısının ve hacimsel emilmenin arttığı belirlenmiştir.

Selüloz ve nişasta gibi materyallerin adsorbsiyon özellikleri üzerine elektriksel alanın etkisinin incelenmesi sonucu şu hususlar belirlenmiştir. Başlangıçta elektriksel alanın uygulanmasıyla nemin emilme hızı artış gösterir, elektriksel alanın sonraki değerleri için ise emme hızında bir düşüş ve daha sonraki artışları için emme hızının elektriksel alan olmaksızın ki emme hızından daha düşük değerlere iner. Bu tür malzemelerde gözlemlenen bu olayın, elektriksel alanın etkisiyle gözeneklerin çapının ve sonuç olarak da cisimlerin sorbsiyon kapasitesinin azalmasına yol açar.

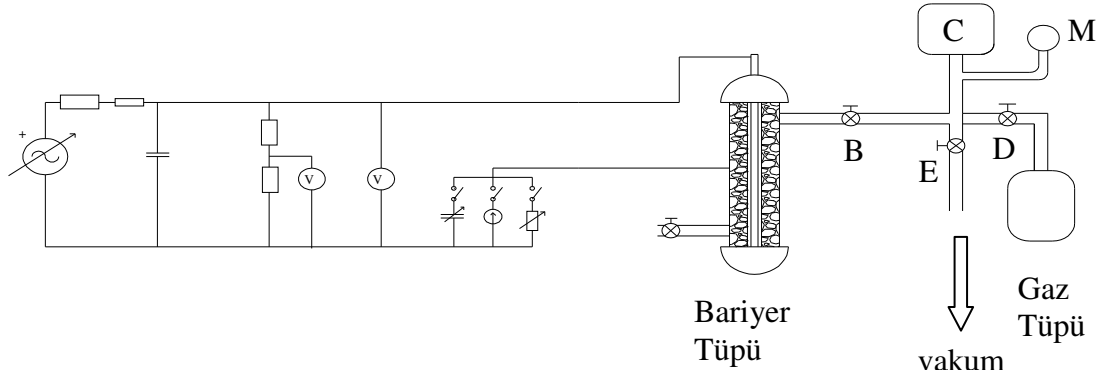
Sonuç olarak adsorbsiyon olaylarında hem adsorbent hem de adsorbant üzerine etki edilerek maddelerin adsorbsiyon özelliklerinin iyileştirilmesi sağlanabilir. Bu anlamda adsorbat-adsorbent sistemlerinin üzerine, elektriksel alanın etkisi yeni ufuklar açmaktadır. Bu durumda tabii ki etkileşim mekanizması çok karmadır. Örneğin nonhomojen elektriksel alanın etkisiyle (Korona Boşalması) boşalma ürünlerinin etkisinin dikkate alınması gerekmektedir. Boşalma ürünleri olarak tabii ki burada şu ürünler oluşur:

- 1) Gaz aralığında oluşan uzay hacim yükleri.
- 2) Korona boşalmasının gazodinamik akışları.
- 3) Ortamda serbest iyonlar ve elektronların oluşumu.
- 4) Daha önceden adsorbe olmuş moleküllerin elektron ve iyon bombardımanıya açığa çıkması.
- 5) Boşalma kanalının etkisiyle yerel ısınmalar.

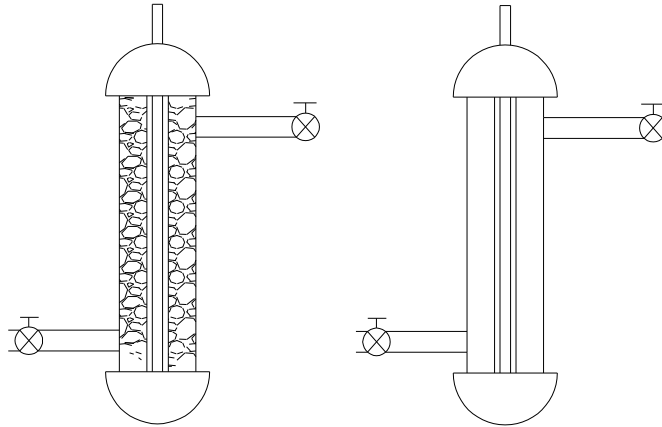
Yukarıda sıralanmış tüm özelliklerin hepsinin dikkate alınmasıyla adsorbsiyon özelliklerinin incelenmesi önemli derecede zorluklar oluşturmaktadır. Öyle ki bu faktörlerden hangisinin ağırlık derecesinin daha büyük olduğunu tahmin etmek mümkün değildir. Bu faktörlerin her birisinin adsorbsiyon özelliklerinin iyileştirilmesindeki rolünün belirlenmesi elektrostimülasyon adsorbsiyonunun pratik açıdan uygulanmasına önemli ölçüde katkıda bulunacaktır ki bu da konunun güncel bir konu olduğuna işaret etmektedir.

Çeşitli konfigürasyona sahip elektriksel alanın etkisiyle adsorbsiyon olaylarının incelenmesi, adsorbat-adsorbent-elektriksel alan sistemlerinin adsorbsiyon özelliklerinin

mekanizmalarının incelenmesi çalışmanın esas amaçlarından birini oluşturmaktadır. Bu nedenle adsorbsiyon izotermelerinin hacimsel yöntemle ölçülmesini sağlayan deney düzeneği hazırlanmıştır. Düzeneğin eşdeğer devresi Şekil 3.2’de verilmiştir.



Şekil 3.2: Adsorbsiyon deney devresi.



Şekil 3.3: a) Silikojel dolu bariyer tüpü.

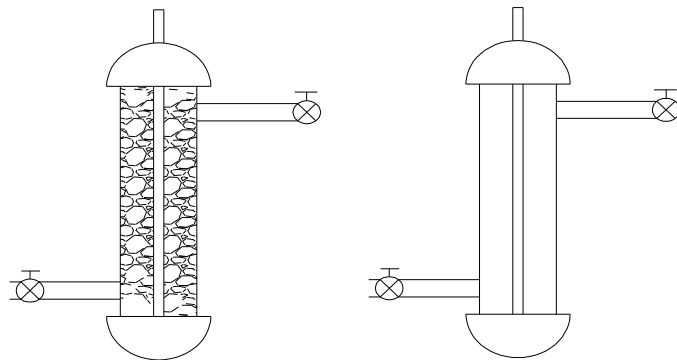
b) İçi boş bariyer tüpü.

Adsorbent, tüp içerisine (Şekil 3.3) konulur ve B ve D vanaları üzerinden tüpün havası emilir. İncelenen gaz, D, E, B vanaları yardımıyla hacmi belli olan C rezervuarına (haznesine) alınır. Bu hazne içerisindeki gazın basıncı M manometresiyle ölçülür. Daha sonra durum denkleminde hareketle rezervuar içindeki gazın hacmi

hesaplanır. Sonraki aşamada B vanası açılır ve gaz A tüpüne alınarak tüp içindeki adsorbentle etkileşime geçerek adsorbent tarafından tutulur. Belli bir zaman sonra denge durumu oluşur. Bu duruma karşılık gelen basınç değerinden hareketle adsorbe olmamış gaz miktarı hesaplanır. Emilen gaz miktarı, D vanasından adsorbere aktarılmış gazın milimol sayısının farkına eşittir (Hortumlar da dikkate alınacak). C rezervuarında kalan gaz basıncının farklı değerleri için (yükselen değerleri için) bu deney tekrarlanarak adsorbsiyon izotermi belirlenir. Elektriksel alanın çeşitli konfigürasyonlarını oluşturmak için A tüpü farklı biçimlerde hazırlanır. Deneylerde genelde iki çeşit tüp kullanılmıştır. Bunların biri yardımıyla nonhomojen olan korona boşalması, diğeriyle ise bariyer boşalmasının oluşumu sağlanmıştır. Adsorbent olarak deneylerde ortalama gözenek yarıçapı 17 \AA olan silikojel kullanılmıştır. İnceleme gazı olarak CO_2 ve N_2 gazları kullanılmıştır.

Bilindiği gibi silikojel anyon tipli adsorbentlerdendir. İncelenen gazları olarak seçilen bu gazlar elektronegatif ve elektropozitif özelliği gösteren gazlardır ki bunun da temel amacı pozitif ve negatif iyonların adsorbsiyon özellikleri üzerine etkisinin belirlenmesidir.

A tüpünde adsorbsiyon dengesinin oluşumundan hemen sonra elektrot sistemine elektriksel alan uygulanarak ve belli bir aralıkta uygulanan gerilim değeri artırılır. Boşalmanın vizual olarak başlaması osiloskopta gözlemlenir. Hatırlayalım ki adsorbere uygulanan gerilimin her bir değeri belli aralıkla sabit tutulur ve bu gerilim değerlerine karşılık gelen kararlılaşmış basınç değerleri ölçülür ve de basıncın değişim miktarlarına (oranlarına) göre desorbe olmuş gaz miktarları belirlenir.



Şekil 3.4: a) Silikojel dolu korona tüpü.

b) İçi boş korona tüpü.

Korona Boşalması etkisiyle CO₂ ortamında gerçekleşen elektrik boşalması sonucu adsorbsiyon olayları üzerine zayıf etki gösterdiği belirlenmiştir. Örneğin; 140 mmHg basınç değeri için adsorbe olunan CO₂ miktarı uygun olarak elektriksel alan etkisi olmaksızın ve elektriksel alanın mevcut durumunda $a = 8.1 \text{ mmol}$, $\Delta a = -0.27 \text{ mmol}$ Deneylerde uygulanan gerilim 3 kV'a kadar arttırılmıştır.

Zayıf nonhomojen elektrik alanı ile yapılan deneylerde düşük basınç değerlerinde elektriksel alanın etkisiyle emilen gaz miktarının önemli derecede arttığı gözlemlenmiştir. Basınç değerinin artmasıyla da adsorblanan gaz miktarının azaldığı gözlemlenmiştir. 300 °K yapılan deneylerde, CO₂ için basıncın kritik değerleri belirlenmiştir. Bu değerler aşağıdaki tabloda verilmiştir.

Tablo 3.1: 300 °K elektriksel alanı olmaksızın ve elektriksel alanın etkisiyle CO₂ gazının emilme miktarı.

P mmHg	a; μmol	Δa ; μmol u=2 kv
19	100	15
38	200	15
45	250	15
56	300	0

Ayrıca bu deneyler CO₂ + N₂ gaz karışımı için de yapılmıştır. Bu duruma karşılık gelen sonuçlar Tablo 3.2'de verilmiştir.

Tablo 3.2: 300 °K elektriksel alanı olmaksızın ve elektriksel alanın etkisiyle CO₂ + N₂ gazının emilme miktarı.

P mmHg	C _{CO₂}	a, µmol	Δa	µmol	
			U=4,5 kv	U=5,5 kv	U= 6 kv
615	0,07	260	7,5	10	15
615	0,13	260	5	5	7,5
615	0,23	260	-7,5	-17,5	-22,5

Tablolarda görüldüğü gibi gaz karışımlarının kullanılması durumunda belirli kritik değerlere kadar elektriksel alanın etkisiyle emilme miktarı bir artış göstermektedir. Yapılan deneyler gösteriyor ki, elektriksel alan etkisiyle adsorbsiyon derecesi modifiye edilebilir. Başka bir deyişle küçük basınç değerlerinde ve de gaz karışımının bileşenlerinden birinin düşük kısmi basıncında bu etkinin daha belirgin olması söz konusudur. Basınç değerinin artmasıyla ve basıncın belirli bir kritik değerinden sonra adsorbsiyon olayının elektriksel alana etkisi değişiklik göstermemektedir. Hatırlayalım ki adsorberde sadece elektro-pozitif gazın kullanılması durumunda kritik basınç değeri belirlenememiştir.

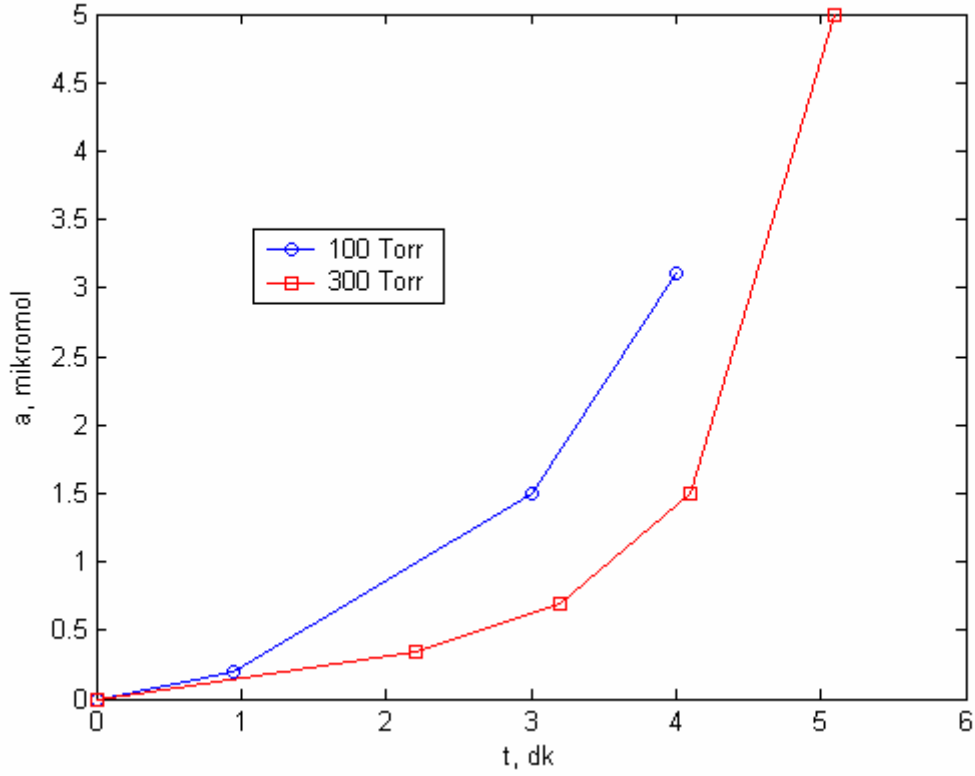
Yukarıdaki yorumlardan elde edilen sonuç şudur;

Gaz-adsorbent sistemleri üzerine elektrik boşalmasının etkisi sonucu, sistem üzerinde iki olayın etkinlik derecesinin olduğu görülmüştür. Bunlardan biri adsorbsiyon, diğeri ise desorbsiyon olayıdır. Adsorbsiyon eğrilerinden açıkça görülüyor ki zayıf adsorbe olan gazların kullanılması durumunda desorbsiyon olayı daha baskın olacaktır. Fakat gaz adsorbent- sistemi üzerine elektrik boşalmasının etkisi durumunda, zayıf adsorbe olabilecek gazın kullanılmasına rağmen adsorbsiyon olayı da baskın olabilir.

Bu durumu kanıtlamak amacıyla elektrik boşalması etkisinin N₂-Zeolit adsorbsiyon üzerine etkisi incelenmiştir.

Bu amaçla kullanılan elektrik boşalması koaksiyal cam silindirlerden oluşan deney tüpü içerisinde gerçekleştirilmiştir (Şekil 3.3.a bkz.). Silindirlerin arasına granül şekilli zeolit yerleştirilmiştir ve boşalma etkisi öncesi gaz-Adsorbent sistemi vakumlanır. Daha sonra ise tüpün içerisine vanalar yardımıyla N₂ gazı doldurulur. Hatırlayalım ki adsorbentın yüzey durumu, özellikle adsorbentın yüzeyinde nem olması sonuçları önemli derecede etkiler. Bunu hesaba katmak için tüm deneyler benzer koşullarda yapılmıştır. Deneylerin temel prensipial elektrik şemasından (Şekil 3.2 bkz) hareketle boşalmanın “Gerilim-Akım” karakteristiği ve “Gerilim-Yük” karakteristiği belirlenmiştir.

Şemanın beslemesi yüksek voltajlı trafıyla yapılmıştır. Trafonun alçak voltajının regülesi varyak yardımıyla beslenmektedir. Boşalma akımı R direnç kutusu yardımıyla veya C kapasitans kutusu yardımıyla, deney hücresi üzerindeki gerilim değeri kilovoltmetreler (0-25 kV) yardımıyla ölçülmüştür. Deneyler basıncın 100, 200 ve 300 torr değerlerinde yapılmıştır. Bu amaçla sistem şebeke frekanslı AC gerilim uygulanarak beslenmiştir. Adsorbent elektrik boşalmasında 30-60 dk aralığında boşalma etkisine maruz bırakılır. Boşalmanın sistem üzerine etki süresince deney sisteminde basınç kontrol edilir. Daha sonraki aşamada sistemin beslenmesi kesilir ve sistemde basıncın değişmesi kontrol altına alınır. Bu durumlara karşılık gelen sonuçlar uygun olarak Şekil 3.5’te verilmiştir:

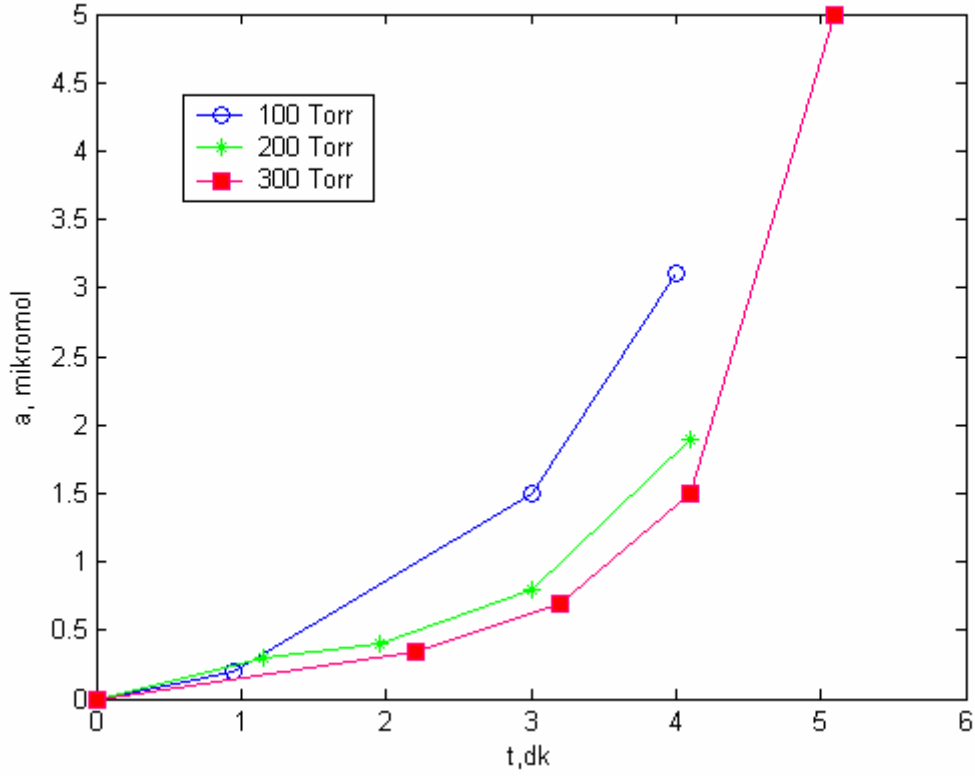


Şekil 3.5: P= 100 torr ve P= 300 torr basıncındaki adsorbsiyon grafiği.

Şekillerde ordinat eksenini adsorbe olmuş madde miktarını, apsis eksenini ise zamanı ifade etmektedir. Grafikler sistemde basıncın farklı değerleri ve sisteme uygulanan gerilimin farklı değerleri için verilmiştir. Grafiklerde verilen değerlere göre basıncın 100 ve 300 torr değerleri için elde edilen sonuçlar karakterce birbirinden farklıdır. Basıncın 100 torr olması durumunda adsorbsiyon izoterminin değişim karakteri şöyledir: Sistemde elektrik boşalmasının olması durumunda adsorbsiyon olayı etkin olur. Elektrik boşalmasının sönümlenmesiyle belirli bir zaman aralığında emilen madde miktarının değeri sabit kalır. Daha sonra ise eğri üzerinde bir miktar daha azalma görülür. Bu durumda sisteme etkiyen gerilim değerinin artmasıyla, deney tüpünde boşalmanın tutuşması sırasında emilen madde miktarında bir düşüşün olduğu görülür. Yani eğri U_1 durumuna göre daha altta kalır. Bu durumda büyük olasılıkla gerilimin yükselmesiyle sisteme etkiyen sıcaklığın termik etkisi büyük olur. Buna zıt olarak sistemde basıncın 300 torr değeri için elektrik boşalmasının tutuşması durumunda gaz-adsorbent sisteminde herhangi bir emilme gerçekleşmiyor.

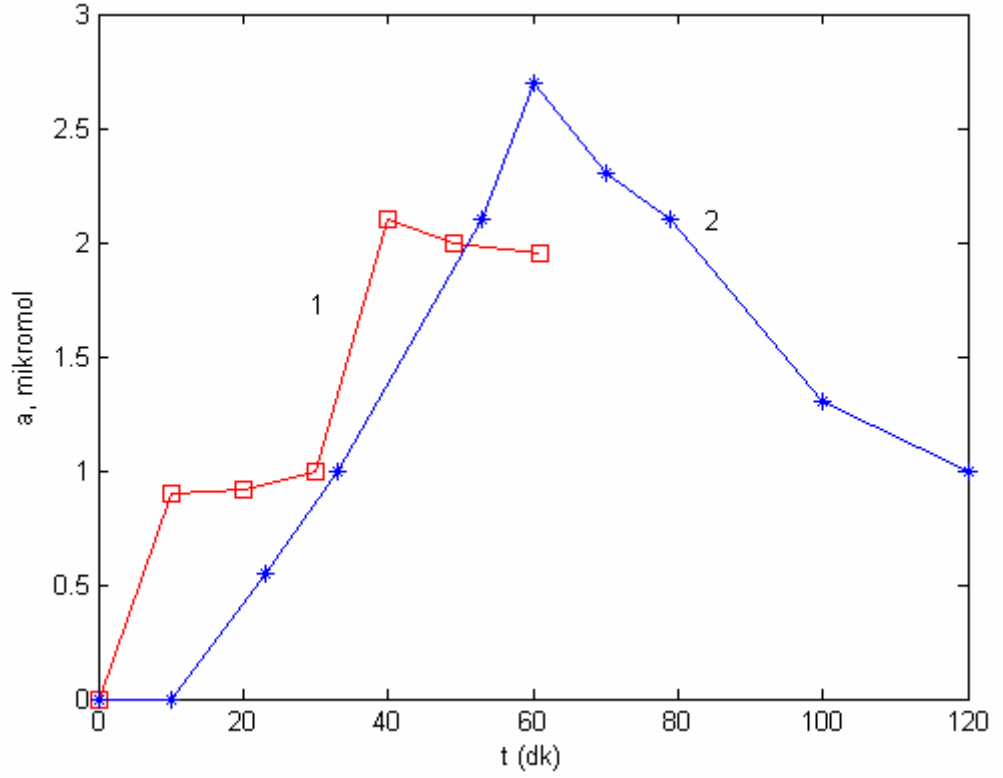
Oysa sistemde boşalmanın sönümlenmesi durumunda maddenin yoğun bir şekilde emilmesi gerçekleşir. Belirli bir zaman sonra ise başlangıç durumuna dönüşüm

gözlemlenir. Bu durumda sistemde açığa çıkan boşalmanın gücü şekil 3.11 'de verilmiştir. Basıncın farklı değerleri için (100, 200 ve 300 torr) değerleri için uygun olarak Şekil 3.6'da verilmiştir.



Şekil 3.6: P=100, 200 ve 300 torr basıncındaki adsorbsiyon eğrileri.

Grafikten de görüldüğü üzere sistemde P=300 torr basınç değerinde sistemde açığa çıkan gücün hızlı bir değişim göstererek yükselmesinin nedeni, bu durumda dielektrik yüzeyi boyunca bir boşalmanın gerçekleşmesiyle sonuçlanır. Başka bir deyişle elektrik boşalmasıyla dielektrik yüzeyinin temas noktalarında sıcaklığın yükselmesi nedeniyle adsorbsiyon olayı önemli derecede zayıflar. Fakat sistem üzerinde elektrik boşalması etkisini kaldırdıktan sonra adsorbsiyon olayının gözlemlenmesinin nedeni sıcaklık kaynaklarının yok olmasıyla açıklanır. Bu durumda sistem hızlı bir şekilde soğur ve elektrik boşalması etkisiyle adsorbent üzerinde oluşmuş yeni adsorbe merkezlerinde adsorbsiyon olayının gerçekleşmesini sağlayan uygun koşullar oluşur.



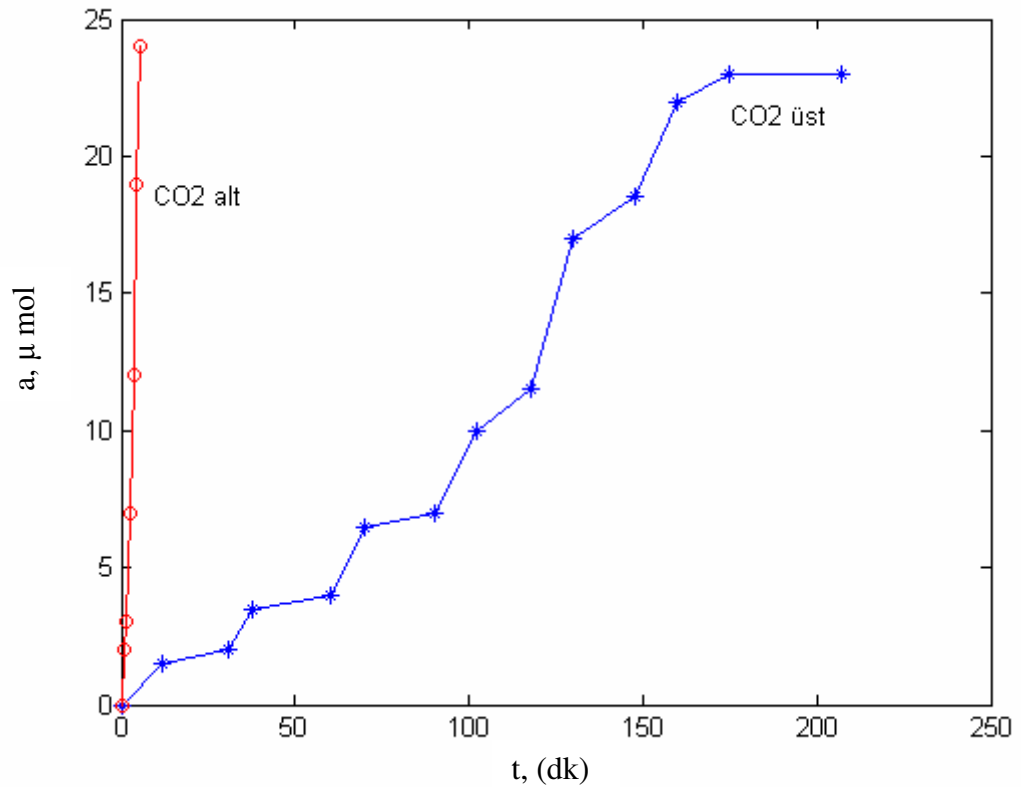
Şekil 3.7: P= 200 torr basıncında ve U=3 kV ve 4 kV gerilim değerlerindeki elektrik boşalmasının etkisiyle emilen madde miktarının zamana göre değişim eğrileri.

Gaz-adsorbent sisteminde basıncın 200 torr değerinde gözlemlenen olay 1. ve 2. durum (P=100 ve P=200 torr) arasında bir ara durum olduğunu görüyoruz. Öyle ki, bu durumda sistem üzerine boşalmanın etkisi varken emilen madde miktarı P=100 torr basınç değerine göre daha az (Şekil 3.7 bkz). Sistem üzerindeki elektrik boşalması etkisi kaldırıldıktan sonra ise emilen madde miktarı P=300 torr basınç değerine karşılık gelen emilen madde miktarından daha az olduğunu görüyoruz (Şekil 3.7 bkz). Böylece sonuç olarak şunu görüyoruz: Gaz-adsorbent sistemine elektrik boşalmasının etki etmesi durumunda sisteme birbirinin zıddı olan iki olay olan adsorbsiyon ve desorbsiyon olaylarının ve termal desorbsiyon olayının oluşmasını sağlar ve bu olayların ağırlık dereceleri durumuna bağlı olarak değişebilir. Hatırlayalım ki, zayıf emilen gazların kullanımı durumunda adsorbsiyon olayı daha baskındır.

4.1. Elektrik Gaz Boşalmasının Silikojel-CO₂ Sistemi Üzerine Etkisi:

Gazların karışımlarından temizlenme proseslerinin intensifikasyonu (yoğunlaşması) son zamanda araştırmacıların dikkatlerini yoğun bir şekilde

çekmektedir. Bu durumda dispers sistemlerde madde taşınması üzerine etki eden faktörlerden biri de elektrik alanları ve elektrik boşalmalarının kullanılmasıdır. Farklı gazların katı haldeki adsorbentler tarafından emilmesi, elektrik boşalması etkisi durumunda daha enteresan olacaktır. Bu nedenle çalışmada bariyer boşalması etkisine maruz bırakılmış silikojellerin, CO₂'nin emilmesindeki rolü de incelenmiştir. Bu tür çalışmanın önemli özelliklerinden biri de havanın CO₂'den temizlenmesini oluşturur. CO₂'nin su tarafından emilmesi [45] çalışmasında incelenerek elektrik boşalmasının etkisiyle CO₂ emilme miktarının arttığı gözlenmiştir. Bu çalışmada deney ve yöntemler kısmında açıklanan sisteme elektrik boşalmasının etki etmesi durumunda adsorbsiyon izoterm eğrileri belirlenmiştir. Bu deneyler sonucunda deney hücresine AC şebeke frekanslı gerilim uygulanarak belirli bir etki süresi sonrası (30 dak.) deney hücresine uygulanan gerilim adım adım (basamaklı) olarak arttırılarak izoterm eğrileri belirlenmiştir. Bu sonuçlar uygun olarak şekil 3.8'de verilmiştir.

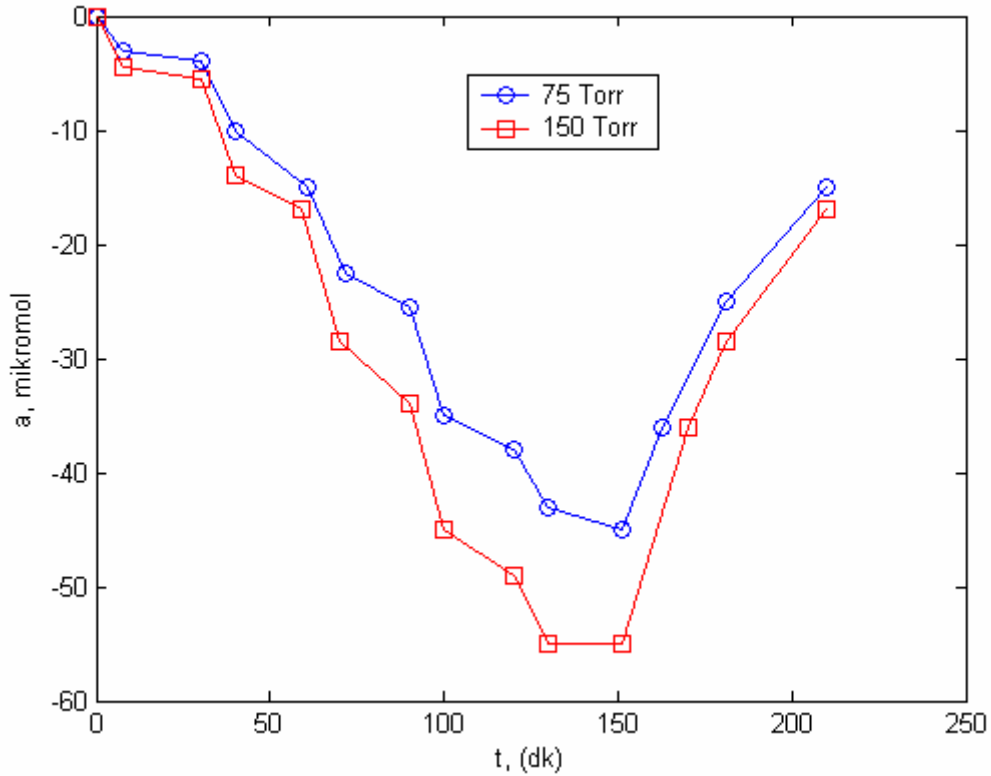


Şekil 3.8: CO₂'nin basamaklı izoterm eğrileri.

Grafiklerden açık bir şekilde görülmektedir ki sisteme uygulanan gerilim her bir değerinde emme miktarı bir doyum noktasına ulaşmıştır (Şekil 3.8 bkz.). Konuyla ilgili

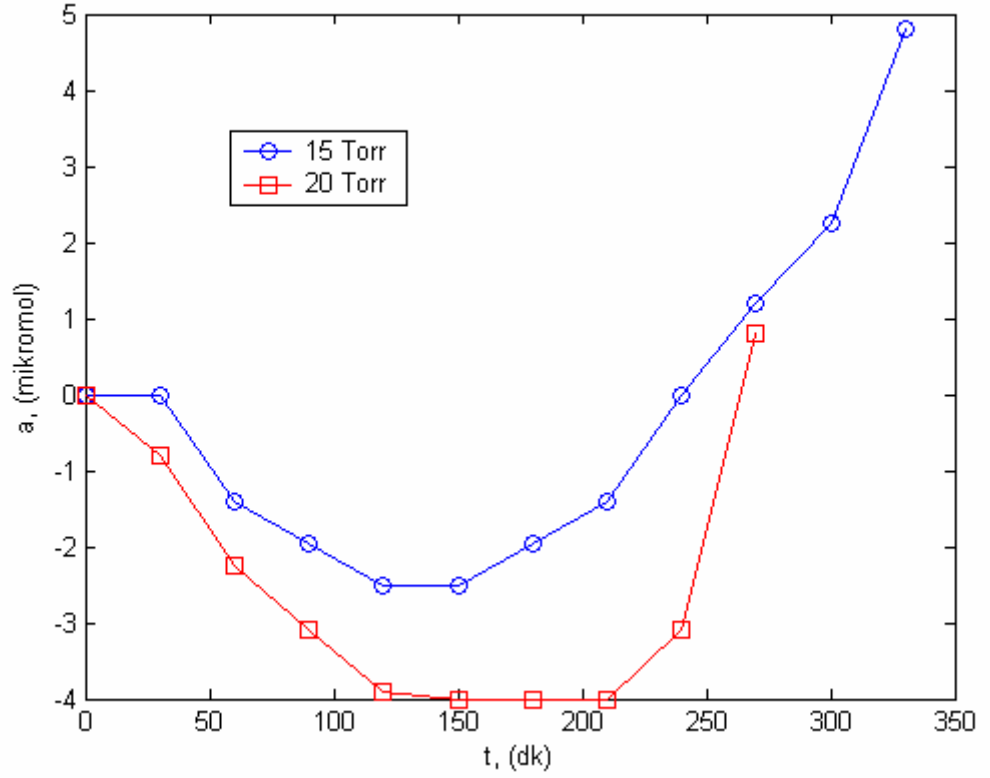
detaylı bilgi edinmek amacıyla deney sistemine uygulanan gerilim değerleri geniş aralıkta değiştirilmiştir. Bu durumda şekildeki grafik a ve b basıncının P=10 torr sabit basınç değerinde yapılmıştır.

Grafiklerden de görüldüğü üzere sisteme etkiyen boşalmanın sönümlenmesiyle, boşalmanın stimule ettiği adsorbsiyon olayı da sona erer.



Şekil 3.9: P= 75 ve 150 torr değerindeki adsorbsiyon eğrileri.

Şekil 3.9'da alınan sonuçlar basıncın sırasıyla 75 ve 150 torr değerlerinde elde edilmiştir. Bu sonuçlardan açıkça görülmektedir ki, sistemde basıncın bu değerlerinde elektrik boşalmasının etkisiyle adsorbe olmuş moleküllerin sayısı azalır ve de basınç değerinin artmasıyla bu etki, kendisini daha belirgin gösterir. Basınç değerlerinin 15 ve 20 torr değerleri için sistemin adsorbsiyon izotermi Şekil 3.10'da verilmiştir.



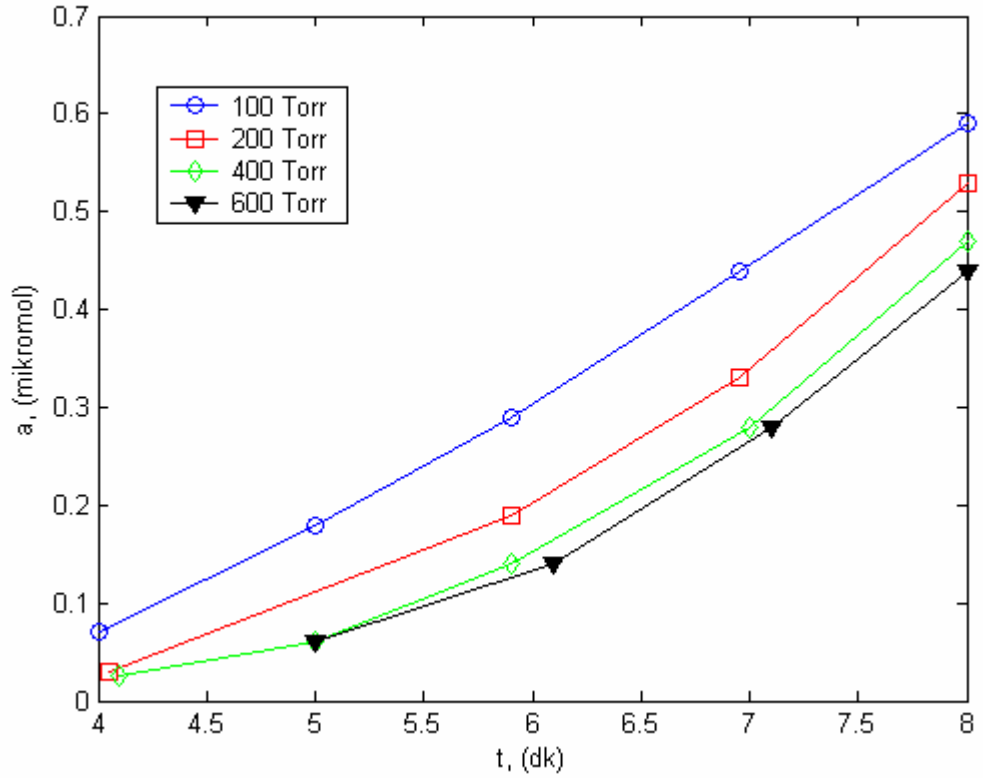
Şekil 3.10: P=15 torr ve P= 20 torr 'daki adsorbsiyon izotermi.

Grafikten de görüldüğü üzere başlangıçta etkin olan desorbsiyon olayı, sisteme uygulanan gerilimin artırılmasıyla yerini adsorbsiyon olayına bırakır. Deney hücresine etki eden gerilimin etkisi kesildikten sonra maddenin emme özelliğinin devam ettiği gözlenmiştir. Elde edilen bu sonuçlardan hareketle sistem üzerinde basıncın bir kritik değerinin olduğu görülmektedir. Öyle ki, bu kritik değerden her iki tarafa doğru, elektrik boşalmasının sistem üzerine etkisi birbirine zıt olan iki olayın oluşmasına neden olur (desorpsiyon ve adsorbsiyon). Başka bir deyişle, kritik basınç değerlerinden daha küçük değerlerde sisteme elektrik boşalmasının etkisi CO₂ gazının fazladan adsorbsiyon olmasını; basınç değerinin kritik değerlerinin üstündeki aralıklarında ise elektrik boşalmasının etkisiyle azalmanın olduğunu görüyoruz (Şekil 3.10 bkz.). Gözlemlenen bu durum büyük olasılıkla birbirine zıt iki olayla açıklanabilir:

a) *Desorbsiyon olayı:* Bu olayı oluşturan temel neden sistem üzerine elektrik boşalmasının termik etkisiyle açıklanabilir.

b) *Ekstra Adsorbsiyon*

Ayrıca çalışmada Gaz-Katı adsorbent sisteminde, ortamın basıncının farklı değerleri için zamana göre gaz boşalma ürünlerinin oluşması da incelenmiştir. Alınan bu sonuçlar basıncın 100, 200, 400 ve 600 torr değerleri için Şekil 3.11’de verilmiştir. Basıncın bu değerlerinde deney sisteminde sisteme uygulanan gerilimin farklı değerleri için açığa çıkan güç de belirlenerek grafiksel olarak verilmiştir (Şekil 3.11 bkz.).



Şekil 3.11: P=100, 200, 400 ve 600 torr basıncındaki boşalma ürünlerinin zamana göre emilme miktarı eğrileri.

Şekilden görüldüğü üzere sisteme serbest oksijenin dahil olması durumunda boşalma ürünlerinin oluşması belirli bir süreklilik taşır. Deney sistemine uygulanan gerilim değerine bağlı olarak boşalma ürünlerinin oluşma hızı farklılık gösterir. Alınan sonuçlar gösteriyor ki, basıncın 100 ve 200 torr değerleri için boşalma ürünlerinin oluşması maksimumdur. Bu durumda basıncın küçük değerleri için boşalma ürünlerinin oluşması gerilimin artmasıyla yavaşladığı görülmüştür. Sistemde basınç değerinin yükselmesiyle eğrilerin karakterinde önemli bir değişiklik gözlenmiyor. Fakat bu durumda ürünlerin oluşumu başlangıçta gerilimin arttırılmasıyla bir yükseliş göstererek bir maksimuma ve gerilimin daha da yükseltilmesiyle azalarak tamamen kaybolur. Basıncın küçük değerlerinde boşalmanın oluşmamasının nedeni, büyük olasılıkla

boşalma gücünün değerinin küçük olması; başka bir değişle boşalmanın bu durumda gücü ortamda gaz reaksiyonlarının oluşmasını sağlayacak düzeyde olmamasıdır (Şekil 3.11 bkz). Gerilim değerinin yükseltilmesiyle ortamdaki gazın iyonlaşma derecesi yükselecektir ki, bunun sonucu olarak da ortamda kararlı boşalma ürünlerinin miktarı artacaktır. Alınan bu sonuçlar yüksek gerilim tekniği için ve iyon-elektron teknolojisi için büyük önem taşımaktadır. Öyle ki, bu bilgilerden hareketle belirli özel durumlarda olayın optimal rejimleri belirlenebilir ve böylece de elektrik boşalması sonucu muhtemel oluşabilecek istenmeyen elektriksel izolasyonun ömrünü kısaltan boşalma ürünlerinin oluşumu minimuma indirgenecektir.

5. ELEKTRİK BOŞALMASI YARDIMIYLA SU VE DİĞER SIVILARIN TEMİZLENMESİ:

Hidrokarbon bileşiklerinin farklı fraksiyonları (monomerler), çeşitli polimerlerin üretiminde temel ham maddelerdir. Bu nedenle bileşiminde mikro boyutlu karışımlar bulunan monomerlere belli standartları saklaması için kısıtlamalar konulmuştur. Çünkü monomerlere mikro boyutlu karışımların bulunması polimerizasyon olayını zayıflatır ve sonuçta polimerin özelliklerini bozarak kalitesini düşürür. Teknik sıvıların “sıvı-adsorbent” sisteminde arıtılmasında kuvvetli elektrik alanlarının ve elektrik boşalmalarının etkisi arıtılma işleminin derecesini yükseltir (Aliyev 1984). Adsorbent olarak küçük gözenekli silikojeller kullanılır. Sıvılarda bulunan istenmeyen karışımların miktarı adsorbsiyon uygulamasından önce ve sonra ± 0.5 mg/lit hassasiyetle potansiyometrik titrasyon yöntemiyle kontrol edilir. Sıvılarda bulunan karışımların adsorbsiyon arıtılmasına elektrik gaz boşalmalarının etkisini belirlemek için arıtılmadan sonra arıtılan sıvıda karışımın kalan miktarı tespit edilerek ilk karışım miktarı ile karşılaştırılır. Elektrik gaz boşalmasının türüne bağlı olarak arıtılma işlemi, uygun yapı özelliklerine sahip cam tüplerde (şekil 3.3 a-b ve şekil 3.4 a-b bkz.) (adsorberlerde) yapılır [48]. Başlangıçta adsorbent 180 °C’de Termovakum aktivasyonuna tabi tutulur ve adsorberlere yerleştirilir. Daha sonra arıtılacak olan sıvı adsorberin alt kısmından gönderilir ve üst kısmından çıkar, adsorberin çıkışında sıvının hızı kontrol edilebilir.

Tablo 5.1. Elektrik gaz boşalmasının arıtılma işlemine etkisi.

Parametreler	Kalan karışım miktarı mg / lt					
Hacimsel hızı l / saat	11.5	4.5	2.5	1.5	0.9	0.5
Elektrik boşalması uygulanmadığında	32	24	16	16	12	12
Korona boşalması uygulanmadığında U=7.5kV. t=40 sn	8	4	4	0	0	0

Elektrik gaz boşalmasının arıtılma işlemine etkisini incelemek için 180 °C sıcaklıkla 3 saat ısıtılmış küçük gözenekli silikojel t>30 s zaman süresince korona veya

kısmi boşalma etkisine maruz bırakılır ve adsorbere yerleştirilir. Bu işlem, silikojel adsorberlere yerleştirildikten sonra da yapılabilir. Tablo 5.1'de C₇ – C₁₀ monomerinin peroksit birleşmelerinden adsorbsiyon artırılması için mukayeseli deneysel sonuçlar verilmiştir. Yapılan deneylerde temizlenmemiş sıvıdaki ilk yabancı kalıntı miktarı 8 mg / lt'dir. Tablodan da görüldüğü gibi elektrik boşalmasından yararlanarak sıvıların arıtılma derecesini büyük ölçüde arttırmak mümkündür. Hacimsel hız küçüldükçe bu artış daha da çoğalmaktadır. Ancak bu deney için, tabloya göre optimum hız 1.5 lt /saat alınabilir.

6.SONUÇLAR

Elektrik alanları ve boşalmaları, teknolojik ve daha etkin olmaları nedeniyle son yıllarda en çok tercih edilen yöntemler arasında yer almaktadır. Bu husus dikkate alınarak, hava, N₂ ve CO₂ gaz ortamlarında gerçekleşen düşük sıcaklıklı elektrik boşalmaları (bariyer ve korona) etkisiyle adsorbentlerin yüzey özelliklerinin modifiye edilmesi için deneysel çalışmalar yapılmıştır. Bu çalışmada, gaz-adsorbent ve sıvı-adsorbent sistemlerinde gaz ortamının basıncının ve elektrotlara uygulanacak yüksek gerilimin farklı değerleri için sistemde meydana gelen boşalma ürünlerinin zamanla oluşma prosesleri incelenmiştir. Bu nedenle gerekli deney seti hazırlanmış ve optimal rejimler belirlenmiştir.

Korona ve bariyer elektrik gaz boşalmaları sonucu, Gaz–Dielektrik (N₂-silikojel; CO₂-silikojel; hava-silikojel; He-silikojel) ve Sıvı-Dielektrik (kirli su-silikojel) sistemlerinde farklı ortam koşullarında oluşan adsorbsiyon ve termik desorbsiyon olaylarının ağırlık derecesinin belirlenmesi ve elektrik boşalması etkisine maruz bırakılmış silikojellerin değişik basınç ve elektrotlara uygulanan gerilimin değişik değerinde “N₂-silikojel” ve “CO₂-silikojel” sistemlerinde emilen N₂ ve CO₂ gaz miktarlarının belirlenmesi için gerekli deneysel çalışmalar yapılmıştır.

Elektrik gaz boşalmalarının önemli türü olan korona boşalması “iyon – elektron” teknolojisinde, gaz ortamında yüklü parçacıkların oluşturulması için örneğin elektrofiltrelerde, baca gazlarının temizlenmesinde, ozanatorlarda ve suyun filtrasyonu gibi alanlarda genişçe kullanılır. Korona Boşalması etkisiyle CO₂ ortamında gerçekleşen elektrik boşalması sonucu adsorbsiyon olayları üzerine zayıf etki gösterdiği belirlenmiştir.

Bu çalışmada ayrıca, genelleştirilmiş PD modeli, kusur geometrisi ve kusur matrisi incelenmiştir. Farklı yalıtım kusurlarının sebep olduğu kısmi deşarj aktivitesi benzer fiziki işlemlerle kontrol edilen yüksek bir derecede olup güvenli örnek model yaklaşımına izin verir. Modelin kompleksliği fiziki kavramlar ile bazı basit yaklaşımlarla basite indirgenebilir. Özellikle güvenli modellenen araçlar için boyutlu nedenler kullanılır ki bu, problemin ana integral parametresi, kusur geometrisinin ayrıntıları, deşarj yapısı ve boyutsuz orantılı faktörler arasında kurulan boyutlu ilişkileri içerir. Sonucu ayrıntılı bir şekilde de deşarj modellerinden hesaplanabilir, ölçülebilir ve tahmin edilebilir.

Çalışmalarda basıncın küçük değerlerinde boşalmanın oluşmamasının nedeni, büyük olasılıkla boşalma gücünün değerinin küçük olması, başka bir deyişle boşalmanın bu durumda gücünün ortamda gaz reaksiyonlarının oluşmasını sağlayacak düzeyde olmamasıdır. Gerilim değerinin yükseltilmesiyle ortamdaki gazın iyonlaşma derecesi yükselecektir ki bunun sonucu olarak da ortamda kararlı boşalma ürünlerinin miktarı artacaktır. Alınan bu sonuçlar yüksek gerilim tekniği için ve iyon-elektron teknolojisi için büyük önem taşımaktadır. Öyle ki, bu bilgilerden hareketle belirli özel durumlarda olayın optimal rejimleri belirlenebilir ve böylece de elektrik boşalması sonucu muhtemel oluşabilecek istenmeyen elektriksel izolasyonun ömrünü kısaltan boşalma ürünlerinin oluşumu minimuma indirgenecektir. Sonuç olarak adsorbsiyon olaylarında hem adsorbent hem de adsorbat üzerine etki edilerek maddelerin adsorbsiyon özelliklerinin iyileştirilmesi sağlanabilir. Bu anlamda “adsorbat-adsorbent” sistemleri üzerine elektriksel alanın etkisi yeni ufuklar açmaktadır.

7. KAYNAKLAR

- [1] Chano, M. B., Balbach, M. J. H., Rood, M. J., and Kushner, M. J., 1991, Removal of SO₂ from gas streams using a dielectric barrier discharge and combined plasma photolysis. *Journal of Applied Physics*, 69, 4409-4417.
- [2] Harro Lentz and Frank Müller, Quasi-continuous flow of solids for extractions or reactions with compressed fluids, *Chem. Eng. Tech.* 25 (2002) 4
- [3] Sardja, I., and Dhalı, S. K., 1990, Plasma oxidation of SO₂. *Applied Physics Letters* 56, 21-23.
- [4] Evans, D., Rosocha, L. A., Anderson, G. K., Cooan, J. J., and Kushner, M. J., 1993, Plasma remediation of trichloroethylene in silent discharge plasmas. *Journal of Applied Physics*, 74, 5378-5386.
- [5] Alisoy H.Z., Baysar A, and Alisoy G.T. (2005), Physicomathematical analysis of surface modification of polymers by glow discharge in SF₆+N₂ medium , *Journal of Physica A* • ARTICLE In Press, Corrected Proof, Available online 2 February
- [6] Alisoy H.Z., Alisoy G.T., Hamamci S.E. and Koseoglu M. (2004), "Combined kinetic charging of particles on the precipitating electrode in a corona field", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 37, pp. 1459–1466.
- [7] Abbasov. T.A. (1991). *Demir ve bileşiklerinden oluşan parçacıkların sıvıların jeolojik özelliklerini kullanarak çöktürülmesi (Rusça)*. Doktora Tezi Bakü İlimler Akademisi. Bakü. Azerbaycan.
- [8] N Yu Babayeva and G V Naidis, *J. Phys. D: Appl. Phys* v 35 (2002), pp 132-136
- [9] M. Abdel Salam and H. Singer, *J. Phys. D: Appl. Phys* v 24 (1991), pp 2000-2007
- [10] R. Tobazeon, " Prebreaxdown Phnomena in Diellectric Liquids ", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 1,pp. 1132-1147, 1994.
- [11] L. A. Dissado and J. C. Fothergil, " Electrical Degradation and Breakdown İn Polymers ", *IEEE Materials and Devices Series 9*, London 1992.

- [12] N. Fujimoto, " Conduction Currents in Gas- Insulated Svritchgear For Low Level de- stres", Vth Internat. Sympos. on Gaseous Dielectrics, Knoxville, pp- 513-519, 1987.
- [13] D. B. Hibbert and A. J. B. Robertson, " The Emision of Electrons from Glas Induced by a Strong Electric Field and the Mechanism of the Silent Electric Discharge ", Proc. Roy. Soc. Lond., Vol. A 349, pp. 63- 79, 1976.
- [14] L Niemeye, B. Fruth and F. Gutfleisch, " SImulation of Partial Discharges in Insulation Systems ", Proc. 7th ISH, Dresden, paper no. 71,05, 1991.
- [15] D. T. Clark and W. J. Feast, Polymer Surfaces, J. Wiley & Sons, New York 1978.
- [16] C. Hudon, R. Bartnikas and M. VVertheimer, " Surface Conductivity of Epoxy Specimens Subjected to Partial Discharges ", Conf. Rec. Of 1990 IEEE Internat. Symp. on Electr. Insul. Toronto, pp. 153-158, 1990.
- [17] O. Farîsh, " Effect of Surface Charge on Impluse Flashover of Insulators in SF₆" , IEEE Trans. Electr. Insul., Vol.26, pp. 443-452, 1991.
- [18] B. Brühl and L. Niemeyer, " Monitoring of Electrical Properties of Particulate-Filled Epoxy Resin Under Corrosive Stres ", Proc. Electrical/ Electronics Insul. Conf. Chicago, pp. 13-17, 1993.
- [19] J. C. Devins, " The Physics of Partial Discharges in Solid Dielctrics ", IEEE Trans. On Electr. Insul. Vol. 19, pp. 475- 495, 1984.
- [20] T. Tanaka, " Internal Partial Discharge and Material Degradation ", IEEE Trans on Electr. Ins., Vol. 21, pp. 899-905, 1986.
- [21] O. E. İbrahim and O. Farish, " Negative- point- breakdown and Prebreakdovvn Corona Processes in SF₆ and SF₆/ N₂ Mixtures ", pp. 161- 164, 6th Inernat. Conf. On Gas Discharges, Edinburgh 1980.
- [22] A. B. Borishade, " The Development of Electrical Discharges in Simulaîed Tree Channels ", IEEE Trans on Electr. Ins., Vol. , 12, pp. 348- 354, 1977.
- [23] L. Niemeyer, B. Fruth. and H. Kugel, " Phase Resolved Partial Discharge Measurements in Partide Contaminated SF₆ Insulation ", 6th Internat. Sympos. On Gaseose Dielectrics, Knoxville TE.pp. 579-585, 1991.
- [24] C. Heuser and G. Pietesch "Prebreakdovvn Phenomena between Glass-glass

- and Glas-metal Electrodes" , 6th Internat. Conf. on Gas Discharges , Oxford ,pp. D: Appl. Phys., Vol. 19, pp. 2197-2204, 1986.
- [25] I. Gallimberti, G. Marchesi and R. Turri, " Corona Formation and Propagation in Weakly and Strongly Attaching Gases ", 8th Internat. Conf. on Gas Discharges, Oxford, pp. 587-594, 1985.
- [26] W. Y Gu, C. Laurent and C. Mayoux, " Characteristics of Discharges Inside Simulated Tree Channels under Impulse Voltage", J. Phys., D: Appl. Phys., Vol. 19, pp. 2197-2204, 1986.
- [27] P. H. F. Morshuis and F. H. Kreuger, " Transition from Streamer to Townsend Mechanisms in Dielectric Voids ", J. Phys., vol. 23, pp. 1562- 1568, 1990.
- [28] R. Bartnikas and J. P. Novak, " On the Spark to Pseudoglow and Glow Transition Mechanism and Discharge Detectability ", IEEE Trans. Electr. Insul., vol. 27, pp. 3-14, 1992.
- [29] I. Gallimberti, " The Mechanism of the long Spark Formation", Journ. de Physique, Vol. 40, C7, pp. 193-250, 1979.
- [30] L. Niemeyer, L. Ullrich N. VViegart, " The Mechanism of Leader Breakdown in Electronegative Gases", IEEE Trans. Electr. Insul. , Vol.24, pp. 309- 324, 1989.
- [31] W. Legler, " Die Statik der Elektronenlawine in Electronegativen Gasen bei Hohen Feldstarken und bei Grosser Gasverstarkung ", Zeitschr. F. Naturforschung, Vol. 16a, pp. 253-261, 1961.
- [32] N. VViegart, L Niemeyer, F. Pinnekamp, W. Boeck, J. Kindersberger, R. Morrovv, W. Zaengl, M. Zwicky, I. Gallimberti and S. A. Boggs, " Inhomogeneous Field Breakdown in SF₆ ", Parts, 1- 3, IEEE Trans. on Power Delivery, Vol. 3, No. 3, pp. 923-946, 1988.
- [33] H. R. Zeller, T. Baumann, E. Cartier, H. Dersch, P. Pfluger and F. Stucki, " The Physics of Electrical Breakdown and Prebreakdown in Solid Dielectrics ", Adv. In Solid State Phys. Vol. 27, pp. 223-240, 1987.
- [34] E. Cartier and P. Pfluger, " Charge Storage and Radiation Damage in Thin Dielectric Films Studied by Electron Spectroscopy ", 2nd Intern. Conf. on Conduct. And Breakd. In Sol. Dielectr, pp. 308-312, 1986.
- [35] C. Wu and E. E. Kunhard, " Formation and Propagation of Streamers in N₂ and N₂SF₆ Mixtures ", Phys. Rev. A, Vol. 37, pp. 4396- 4406, 1988.
- [36] R. Morrow, " Theory of Positive Onset Corona Pulses in SF₆", IEEE Trans.

- Electr. Insul., Vol. 26, pp. 398-404, 1991.
- [37] I. Gallimberti, G. Marchesi and L. Niemeyer, "Streamer Corona at an Insulator Surface", Proc. 7th. ISH Dresden, paper no. 41. 10, 1991.
- [38] A. Kanematsu, G. Sawa and M. Ieda, "An Analysis of Various Properties of Surface Discharge Using a Transmission Line Model", Jap. J. Appl. Phys., Vol. 22, pp. 1906-1909, 1983.
- [39] W. Zaengl and K. Petcharak, "Application of the Streamer Breakdown Criterion for Inhomogeneous Fields in Dry air and SF₆", 7th Internat. Sympos on Gaseous Dielectrics, Knoxville TN, pp. 153-160, 1994.
- [40] C. M. Cooke, "Surface Flashover of Gas/ Solid Interfaces", 3rd Internat. Sympos. on Gaseous Dielectrics, Knoxville TN, pp. 337- 345, 1982.
- [41] G. C. Crichton, H. W. Karlsson and A. Pedersen, "Partial Discharge in Ellipsoidal and Spheroidal Voids", IEEE Trans. Insul., Vol.24, pp. 335- 342, 1989.
- [42] A. Kelen, "Studies on Partial Discharges on Solid Dielectrics - a Contribution to the Discharge Resistance Testing of Insulating Materials", Acta Polytechn. Scand. Electr. Engin. Series No. 16, 1967.
- [43] Chano, M. B., Balbach, M. J. H., Rood, M. J., and Kushner, M. J., 1991, Removal of SO₂ from gas streams using a dielectric barrier discharge and combined plasma photolysis. Journal of Applied Physics, 69, 4409-4417.
- [44] Harro Lentz and Frank Müller, Quasi-continuous flow of solids for extractions or reactions with compressed fluids, Chem. Eng. Tech. 25 (2002) 4
- [45] Sandulyak. A.V.(1998). Manyetik süzgeçler kullanarak sıvı ve gazların temizlenmesi (Rusça). Kimya Yayınevi. Moskova.
- [46] Wutson.J. (1973). Manyetik süzme (İngilizce). Uygulamalı Fizik Dergisi, dit: 44. 1209-1213.
- [47] Cuvanlı. Ç.M, Aliyev. H.Z., Qurbanov. K.B. ve Rızayev, F.T. (1984) Maddelerin yüzeylerinin yüklü parçacıklarla değiştirilmesi ve elektrik ve manyetik alanda adsorbsiyon kinetiğinin incelenmesi (Rusça). Azerbeycan İlimler Akademisi. Fizik enstitüsü. ILM Yayınevi.
- [48] Abbasov T., Elektromanyetik Filtreleme İşlemleri (Teori, Uygulama ve Konstrüksiyon) (2002)

8. ÖZGEÇMİŞ

1976 Bingöl doğumluyum. İlk ve orta öğrenimimi Bingöl'de tamamladım. İnönü Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Elektrik-Elektronik Bölümü'nden 2001 yılında mezun oldum. 2002 – 2004 yılları arasında Ankara Kalyon Plastik Aş. PVC profil fabrikasında işletme müdürü olarak görev yaptım. 2004 yılında İnönü Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Elektrik – Elektronik Anabilim dalında Yüksek Lisans programına başladım. 2005 yılında aynı Üniversitede Yüksek Gerilim Tekniği Laboratuvarında tez çalışması yaptım.