

57056

T.C.  
PAMUKKALE ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
ELEKTRİK-ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

ÇOK YÜKSEK FREKANSTA ŞERRARENİN DAVRANIŞ ÖZELLİKLERİ

Veysel K. BÜYÜKTUNA

Tez Savunma Sınavı Tarihi : 13.12.1996

57056

Tezin Danışmanı : Doç.Dr. Ülkü ACAR

ARALIK 1996

DENİZLİ

....Veysel K. BÜFTÜNA..... tarafından YÜKSEK LİSANS tezi olarak sunulan  
"Çok Yüksek Frekanslı Seramik Devresin Özellikleri." başlıklı bu çalışma,  
jürimizde Pamukkale Üniversitesi Lisansüstü Öğretim ve Sınav Yönergesinin ilgili  
maddeleri uyarınca değerlendirilerek kabul edilmiştir.

13.12/1996



Üye: Doç. Dr. Ing. Ülkü ACAR

Üye: Doç. Dr. Alper <sup>Gülşen</sup> GÜLSÖZ

Üye: <sup>A. U.</sup> Prof. Dr. Ali ÖZÜRAL

Pamukkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 13.01/1997 tarih  
ve .....1/1..... sayılı kararıyla onaylanmıştır.



Prof. Dr. Hikmet RENDE  
Enstitü Müdürü

## ÖNSÖZ

Bu tez çalışması Pamukkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı Yüksek Lisans programında yapılmıştır.

Bu çalışmada düzlemsel elektrot düzeneklerinde şerrare gerilimi  $U_{\text{şmax}}$ , şerrare elektrik alan şiddeti  $E_{\text{şmax}}$  ile basınç ve elektrotlar arasındaki uzaklığa bağlı ilişkiler incelenmiştir. İleride yapılacak çalışmalara zemin hazırlamak için gerekli olan literatür taraması yapılmış ve deney sonuçları değerlendirilmiştir.

Bu çalışmalarım sırasında elinden gelen yardımı esirgemeyen, değerleri görüşleri ile beni yönlendiren danışman hocam Doç. Dr. Ülkü ACAR'a teşekkürü bir borç bilirim.

Aralık -1996

Elektrik Müh.

Veysel BÜYÜKTUNA

E. C.  
Fakültesi  
Dokümanlar

## İÇİNDEKİLER

ÖZET .....	V
ABSTRACT .....	VI
ŞEKİLLER DİZİNİ .....	VII
ÇİZELGELER DİZİNİ .....	VIII
GİRİŞ .....	1
1. ŞERRARE .....	2
1.1. Şerrare Oluşumu .....	2
1.2. Gazlarda Şerrare Olayının Süreçleri .....	2
1.2.1. $\alpha$ İyonlaşması .....	3
1.2.2. $\beta$ İyonlaşması .....	3
1.2.3. $\beta_f$ İyonlaşması .....	3
1.2.4. $\gamma_i$ İyonlarının Ayrışma Süreçleri .....	3
1.2.5. $\gamma_f$ Fotonlarının Ayrışma Süreçleri .....	3
2. ŞERRARE MEKANİZMASI .....	4
2.1. Townsend Şerrare Mekanizması .....	4
2.2. Schumann Şerrare Mekanizması .....	6
2.3. Acar Şerrare Mekanizması .....	6
3. LİTERATÜRDE ŞERRARE KONUSUNDAKİ SON ÇALIŞMALAR .....	7
3.1. Nokta-Alan Korona Deşarjı Yoluyla Ozon Oluşumu İçin Analitik Çözümler ...	8
3.2. Ksenon Gazının Elektron Sapma Hızı Verilerinden Türetilen Momentum Transfer Kesiti .....	8
3.3. Katod Termofiziksel Özelliklerinin Bir İşlevi Olarak Şerrare Gerilimi .....	12

3.4. Metan Gazındaki Elektron Kümelerinin Varış Zamanı Spektrasiyla Tanımlanan Taşıma Katsayıları.....	13
3.5. Elektrik Kıvılcım Boşalımı İle Yüzey Akustik Dalgası Oluşturma Kuramı Üzerine Bir Çalışma .....	19
3.6. Zayıf İyonize Argonda Elektron Enerjisi Dağılım Fonksiyonları .....	20
3.7. Havada Elektrikli Kırılma Kuramı - Yarı Kılımlı (Metastabil) Oksijen Moleküllerinin Rolü.....	23
3.8. Kararlı Halindeki Townsend Boşalımlarında Konuma Bağımlı Elektron Kümelerinin Hareketi .....	27
3.9. Civa Buharındaki Elektron Hareketlerinin Monte Carlo Simulasyonu İle Gösterimi .....	28
3.10. Kontak Elektriklenmesinde Gaz Kesilmesi .....	31
3.11. Bir Gaz Boşalımının Katod Bölgesindeki Pozitif İyonların Dağılımı Üzerine	33
3.12. İyonizasyon Radyasyonu İle Üretilen Elektron Sayı Yoğunluğunun Ölçümünde Sapma Yöntemi .....	34
3.13. Gaz Boşalım Sistemlerinde Elektron-Elektron Geri Saçılımının Önemi: Basit Bir Kriter .....	36
3.14. He-CO, He-CO-O <sub>2</sub> Karışımlarında Akışkan Sıvı Nitrojen Soğutmalı Boşalımlarda İyonizasyon Süreci .....	37
3.15. Bir Helyum Gazı Boşalımının Kendi İçinde Tutarlı Modellendirilmesi.....	39
3.16. Bir Termodinamik Minimumu Olarak DC Gaz Boşalım Yapısı.....	41
4. DENEL ÇALIŞMA.....	43
4.1. Amaç .....	43
4.2. Deneyde Kullanılan Cihazlar .....	43
4.3. Deneyin Yapılışı .....	44
4.3.1. Deney Düzenegi .....	45

4.3.2. Deney Protokolları .....	48
4.4. Değerlendirme.....	54
KAYNAKLAR .....	55
ÖZGEÇMİŞ .....	58



## ÖZET

Bu çalışmada, düzlemsel elektrot sisteminde elektrotlar arası uzaklıklara ve hava basıncına parametrik değerler verilerek şerrare gerilimi ve şerrare anındaki elektrik alan şiddetleri incelenmiştir.

Bu çalışmanın giriş bölümünde, yüksek gerilimde kullanılan aygıtların boyutlandırılmasının önemine değinilmiş ve yalıtkan maddelerin uygulanan gerilimler karşısındaki davranışı incelenmiştir. Birinci bölümde şerrarenin oluşumu açıklanarak gazlarda şerrare olayının süreçlerinin sınıflandırılması yapılmıştır. İkinci bölümde şerrarenin tanımı verilmiş ve şerrare mekanizmaları açıklanmıştır. Üçüncü bölümde ise literatürde şerrare konusundaki son çalışmalar incelenmiştir.

Denel çalışmaları içeren dördüncü bölümde ise deneyde kullanılan cihazlar, deneyin yapılışı, deney düzeneği, deney protokolları ve deney sonuçları verilerek değerlendirme yapılmıştır.

**ABSTRACT**

In this work, we have examined discharge voltage and electric field during discharge occurrence by giving parametric values to atmospheric pressure and the distance between the electrodes in plane electrode systems.

In the introduction of this study, we have mentioned about the importance of dimensions of devices used in high voltages and we have examined the behaviour of insulators against applied voltages. In the first section of this study, we have explained the occurrence of discharges and then we have classified the discharge processes in gasses. In the second section, the definition of discharge is given and the discharge mechanisms are defined. In the third section, most recent researches in literature about discharges are examined.

In the fourth section, in which we have included the experimental studies, the devices used in the experiments, the experiment process, the experiment mechanism, the experiment protocols and the results of the experiments are given and an assesment of the results is made.



## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1 : Birim zamanda oluşan elektronların sayısı.....	6
Şekil 4.1 : Düzlemsel elektrot düzeneğinin elektriksel bağlantısı.....	47
Şekil 4.2 : Düzlemsel elektrot düzeneği.....	48
Şekil 4.3 : 50 Hz şebeke frekansında floresan lamba bağlantı şeması.....	48
Şekil 4.4 : Yüksek frekansta çalışan floresan lambanın bağlantı şeması.....	49
Şekil 4.5 : Yüksek frekans üreten osilatör devresinin prensip şeması.....	49
Şekil 4.6 : Uşmax ve Eşmax'ın p . d'ye göre değişimi.....	55



**ÇİZELGELER DİZİNİ**

<b>Tablo 4.1.1</b> : Ölçümler sırasındaki deney şartları .....	50
<b>Tablo 4.1.2</b> : Yüksek frekansta yapılan ölçümler sırasındaki deney şartları.....	50
<b>Tablo 4.1.3</b> : Düzlemsel elektrotlarda şerrare gerilimi ölçümü .....	51
<b>Tablo 4.1.4</b> : Düzlemsel elektrotlarda şerrare gerilimi ölçümü .....	52
<b>Tablo 4.1.5</b> : Düzlemsel elektrotlarda şerrare gerilimi ölçümü .....	53
<b>Tablo 4.1.6</b> : Düzlemsel elektrotlarda şerrare gerilimi ölçümü .....	54



## GİRİŞ

Elektrik enerjisi, günümüzde vazgeçilmez bir enerji kaynağı haline gelmiştir. Modern yaşamın her yerinde kullanılmaktadır. Endüstriyel tesislerin kurulmasında göz önüne alınan en önemli hususlardan birisi enerji kaynaklarına olan uzaklıktır. Endüstriyel tesislerin artmasıyla, elektrik enerjisi üretiminin artması arasında bir paralellik vardır. Ayrıca, toplumların gelişmişlik seviyesi kişi başına tüketilen elektrik enerjisi miktarıyla da ölçülür.

Elektrik enerjisi tüketim merkezlerine ulaşıncaya kadar çeşitli aşamalardan geçer. Tüketim merkezlerinin yakınına kadar yüksek gerilimle getirilir, burada orta gerilim seviyesine düşürülür ve tüketicilere alça gerilim olarak sunulur.

Tüm bu gerilim çeşitlerinin kullanılmasında, elektrik aygıtlarının projelendirilmesi, konstrüksiyonu ve boyutlandırılması önem kazanmaktadır. Bu yüzden, özellikle yüksek gerilimlerin kullanılmasında hava ve diğer gazların dayanımlarının bilinmesi çok önemlidir.

İki elektrot arasına yalıtkan bir madde konursa ve bu elektrotlara bir U gerilimi uygulanırsa, gerilimin belli bir değerinde şerrare oluşur. Bu durumda şerrare iki şekilde meydana gelir.

- a) Yalıtkan madde delinmiştir ve şerrare gerilimi delinme gerilimi olarak adlandırılır.
- b) Yalıtkan madde delinmemiştir. Şerrare yalıtkan madde üzerindeki bir akım yolundan atlar. Bu durumda şerrare gerilimi atlama gerilimi olarak adlandırılır.

Delinme sonucunda yalıtkan madde kullanılamaz duruma gelir. Atlama sonucunda şerrare kısa bir süre devam eder, yalıtkan madde tahrip olmaz ve tekrar kullanılabilir. Fakat bu durum şebekede aşırı gerilimlere yol açacağından sakıncalıdır. Yüksek gerilim tesislerinde atlama ve delinme gerilimlerinden kaçınılmalıdır.

Yalıtkan bir maddenin dayanım gerilimi açısından değerlendirilmesi ancak birim yalıtkan madde kalınlığına karşılık olan delinme gerilimi yardımıyla hesaplanmaktadır. Buna özgül delinme gerilimi ya da delinme dayanımı denir. Delinme dayanımı bakımından yalıtkan madde kalınlığı boyunca gerilim, özellikle maksimum elektrik alanı dağılımının da önemi vardır. Bu çalışmada yalıtkan madde olarak hava alınmıştır.

## 1. ŞERRARE

### 1.1. Şerrare Oluşumu

Yüksek gerilimlerin kullanılmasında hava ve diğer gazların dayanımlarının bilinmesi çok önemlidir. Ancak bu sayede yüksek gerilim aygıtlarının boyutlandırılması mümkün olur. Genel olarak dış etkilerden korunmuş nötr bir gaz elektriği iletmez. Ancak gazın içine iki elektrot konur ve bunlara bir gerilim uygulanırsa, gerilimin belli bir değerinde elektrotlar arasında ani bir akım yükselmesi olur. Böylece hava veya gaz yalıtkanlık özelliğini kaybeder. Hava veya gazın yalıtkan durumdan iletken duruma geçmesine şerrare olayı denir. Şerrarenin muhtelif türleri vardır: Gazın basıncına ve şerrareyi besleyen akım kaynağının gücüne göre, şerrare ışıltılı, kıvılcım veya ark şerraresi şeklinde olur. Eğer gazın basıncı düşük ve elektrotları besleyen akım kaynağının gücü küçük ise, o zaman meydana gelen şerrareye ışıltılı şerrare (Geisler tüpünde olduğu gibi), gazın basıncı yüksek ve kaynağın gücü küçük ise meydana gelen şerrareye kıvılcım şerraresi ve nihayet gazın basıncı yüksek ve kaynağın gücü büyükse, o zaman meydana gelen boşalmaya da ark boşalması denir.

Eğer elektrotlardan birinin veya her ikisinin eğrilik yarıçapları elektrotlar arası açıklık yanında çok küçük ise, bu takdirde elektrotlar civarında çok ince bir tabakayı kaplayan bir şerrare türü meydana gelir ki, buna da korona şerraresi adı verilir. Korona şerraresi başladıktan sonra gerilimin yükseltilmesine devam edilirse, gerilimin belirli bir değerinde tam şerrare meydana gelir.

Bir diğer şerrare türü de yüzeysel şerraredir. Yüzeysel şerrare iki farklı yalıtkan maddenin sınır yüzeyinde meydana gelen şerraredir. (Örneğin hava ile porselenin sınır yüzeyinde).

Bütün şerrare türlerinde ortak olan özellik boşalma sırasında gazın yüksek bir iletkenliğe erişmesi, yani gaz içinde çok sayıda elektrikli parçacığın meydana gelmesidir. /1/

### 1.2. Gazlarda Şerrare Olayının Süreçleri

Belli başlı olarak aşağıdaki beş sürecin karşılıklı etkileşimleri gazlarda şerrare olayındaki ilişkileri belirler.

### 1.2.1. $\alpha$ İyonlaşması

$\alpha$  iyonlaşması, elektronların çarpışması yoluyla boşalma ortamındaki gaz moleküllerinin iyonlaşmasını gösterir.

$\alpha$  iyonlaşma katsayısı, bir elektron birim uzunlukta iyonlaşmaya yol açan çarpışmaların ortalama sayısını verir.

### 1.2.2. $\beta$ İyonlaşması

$\beta$  iyonlaşması, pozitif iyonlar aracılığıyla gaz moleküllerinin iyonlaşmasını gösterir.

$\beta$  iyonlaşma katsayısı, pozitif bir iyonun birim uzunlukta alan doğrultusunda iyonlaşmaya yol açan çarpışmanın ortalama sayısını gösterir.

### 1.2.3. $\beta_f$ İyonlaşması

$\beta_f$  iyonlaşması; boşalma ortamında oluşan fotonlar aracılığıyla gaz moleküllerinin iyonlaşmasını gösterir. Bu süreç, bir gazın iyonlaşma geriliminin, aynı ortamda bulunan diğer bir gazın iyonlaşma geriliminden daha büyük olduğu gaz karışımlarında etkilidir. Bu durum havada söz konusu değildir.

### 1.2.4. $\gamma_i$ İyonlarının Ayrışma Süreçleri

Bu süreç, katot üst yüzeyine çarpan pozitif iyonlar aracılığıyla elektronların ayrışması olarak tanımlanır.  $\gamma_i$  ayrışma katsayısı, çarpan bir iyonla tekabül eden elektron çözümlüdür.

### 1.2.5. $\gamma_f$ Fotonlarının Ayrışma Süreçleri

Şerrare ortamındaki etki yapan enerjinin açığa çıkmasıyla, çarpışan fotonlar yüzünden katot üst yüzeyinden elektron ayrışması  $\gamma_f$  süreci olarak tanımlanır.

$\gamma_f$  ayrışma katsayısı, çarpan fotonlar aracılığıyla katot üst yüzeyinden çözülen elektronların ortalama sayısını verir. /2/

## 2. ŞERRARE MEKANİZMASI

Belirli, idealize edilmiş mekanizmalara dayanılarak bağımlı deşarjdan bağımsız deşarja geçiş şerrare olarak adlandırılır. Aşağıda homojen alanlarda ve şarj ortamı göz önüne alınmaksızın ortaya konulmuş tanınmış mekanizmalar açıklanacaktır.

### 2.1. Townsend Şerrare Mekanizması

Townsend, şerrare kriterini  $\alpha$  ve  $\beta$  oluşumu ile sınırlamakta ve  $\gamma_i$  ve  $\gamma_f$  oluşumuna girmemektedir. Bu kritere, homojen bir elektrik alanı ile bir levha düzenlemesi temel oluşturmaktadır. Burada deşarj akımı  $I_i$ , elektron akımı  $I_{e1}$  ve iyon akımı  $I_i$  den oluşmaktadır. Birim zamanda katotdan ayrılan elektronların sayısı  $n_0$ , birim zamanda  $x$  noktasından geçen elektronların sayısı  $n(x)$ , birim zamanda  $x$  noktasından geçen iyonların sayısı  $n_t(x)$ , birim zamanda anota ulaşan elektronların sayısı  $N_A$  olsun. Bu durumda ilişkiler oluşur.

$$I = I_{e1} + I_i = N_A \cdot e$$

$$I_{e1} = n(x) \cdot e$$

$$I_i = n_t(x) \cdot e$$

$$n_x + n_t(x) = N_A$$

$$n(x=0) = n_0$$

$$n(x=d) = N_A$$

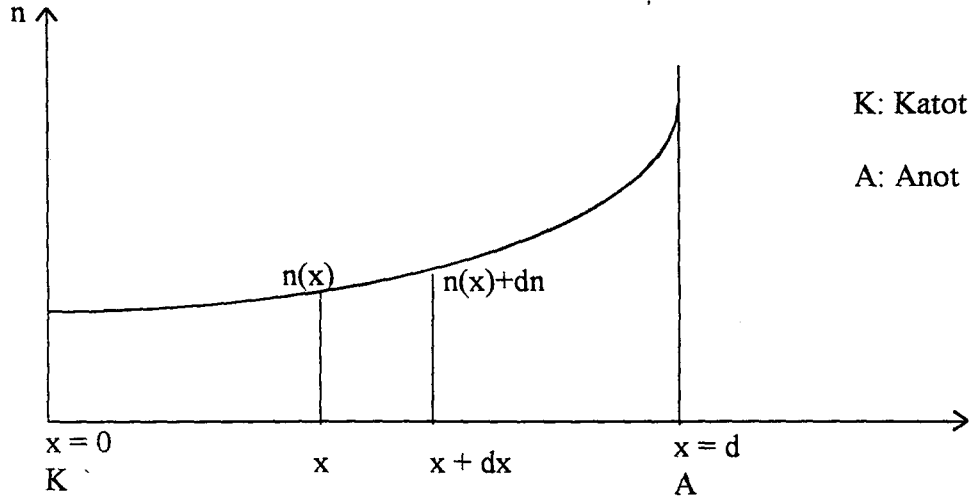
$$n_t(x=0) = N_A - n_0$$

$$n_t(x=d) = 0$$

(1)

Burada  $e$ , elemanter yüküdür.

$dx$  mesafesinde birim zaman içinde oluşmuş  $dn$  elektronlarının sayısı, elektronların çarpışması sonucu oluşan iyonlaşma  $n(x) \cdot \alpha \cdot dx$  ve iyonların çarpışması sonucu oluşan iyonlaşma  $n_t(x) \cdot \beta \cdot dx$ 'in katılımından oluşmaktadır.



Şekil 1 : Birim zamanda oluşan elektronların sayısı

$$dn = n(x)\alpha dx + n_i(x)\beta dx = n(x)\alpha dx + (n_A - n(x))\beta dx \quad (2)$$

Bu diferansiyel denklemin çözümü;

$$n(x) = \frac{N_A}{\alpha - \beta} (-\beta + \alpha e^{(\beta-\alpha)d} \cdot e^{(\alpha-\beta)x}) \quad (3)$$

$$n_i(x) = \frac{N_A \cdot x}{\alpha - \beta} (1 - e^{(\beta-\alpha)d} \cdot e^{(\alpha-\beta)x})$$

Sonucunu verir.

(1) ve (3) eşitliklerinden;

$$N_A = \frac{n_0 (\alpha - \beta) \cdot e^{(\alpha-\beta)d}}{\alpha - \beta \cdot e^{(\alpha-\beta)d}} \quad (4)$$

$$I = \frac{I_0 (\alpha - \beta) \cdot e^{(\alpha-\beta)d}}{\alpha - \beta \cdot e^{(\alpha-\beta)d}}$$

Sonuçları elde edilir.

Burada  $I_0$  katotdaki elektron akımı anlamına gelir. (4) ifadesinde paydanın kaybolmasıyla akım teorik olarak sonsuz olur. Buradan Townsend şerrare şartları ortaya çıkar. /2/

$$\alpha = \beta e^{(\alpha-\beta)d}$$

$$\frac{\alpha}{\beta} = e^{(\alpha-\beta)d} \quad (5)$$

## 2.2. Schumann Şerrare Mekanizması

$\beta$  oluşumunun göz ardı edilmesi halinde, başlangıç elektronları  $n_0$  ile harekete geçen çığ  $n_0(e^{\alpha d} - 1)$  iyonlarını hat üstünde geride bırakır.  $\gamma_i$  oluşumunun ortaya çıkmasıyla katotdan,

$$n_0^{(1)} = \gamma_i \cdot n_0 \cdot (e^{\alpha d} - 1) \quad (6)$$

denklemine göre elektronlarının oluşumunu etkiler. Bu elektronlar daha sonraki çığın başlangıç elektronları olarak deşarja geçerler. Eğer sekonder elektronlar  $n_0^{(1)}$ 'in sayısı en az  $n_0$ 'a eşitse, deşarj kendini korur. Bu düşünceden ve (6) eşitliğinden,

$$n_0^{(1)} = n_0$$

$$\gamma_i(e^{\alpha d} - 1) = 1$$

$$\alpha d = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma_i}\right) \quad (7)$$

ortaya çıkar.

Schumann  $\gamma_i$  değişmez (sabit) olarak alır. O zaman;

$$\alpha d = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma_i}\right) = K_s \quad (8)$$

ortaya çıkar. Burada  $K_s$  "Schumann Sabiti" olarak adlandırılır. İnhomojen elektrik alanları için aşağıdaki integral ele alınır.

$$\int_K^A \alpha dx = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma_i}\right) = K_s \quad (9)$$

$K_s$  in büyüklüğü değişik verilerle hesaplanmıştır. Küpfnüller'e göre  $K_s = 10$ , Rasquin'e göre  $K_s = 10,4$ , Flegler'e göre  $K_s = 5$  ile  $7$  arasında değerler alır. Bu farklı değerler  $\gamma_i = \text{sabit}$

varsayımının ve şerrare şartları  $\int_K^A \alpha ds = K_s$  'nin geçerli olmadığı anlamına gelmektedir. /2/

## 2.3. Acar Şerrare Mekanizması

Burada düzlem elektrotlar için kriter şu formülle ifade edilir.



$$pd = \frac{\ln \frac{1 + \gamma_i + \gamma_f \cdot g \frac{\delta - \delta'}{\alpha - \beta - M}}{\frac{\beta}{\alpha} + \gamma_i + \gamma_f \cdot g \left[ \frac{\alpha \nu' - \beta \nu}{\alpha M} + e^{-M\alpha} \left( \frac{\nu - \nu'}{\alpha - \beta - M} + \frac{\beta \nu - \alpha \nu'}{\alpha M} \right) \right]}}{\frac{\alpha}{p} - \frac{\beta}{p}} \quad (10)$$

Burada  $\alpha$ : elektron çarpması sonucu iyonlaşma katsayısı;  $\beta$ : iyon çarpması sonucu anottan elektron koparma katsayısı;  $\gamma_i$ : foton çarpması sonucu anottan elektron koparma katsayısı;  $\nu$ : elektron çarpması sonucu ışınım katsayısı;  $\nu'$ : iyon çarpması sonucu ışınım katsayısı;  $M$ : fotonların gaz molekülleri tarafından absorpsiyonları katsayısı ve  $g$ : geometrik faktör anlamına gelir.

Bu terimler havada aşağıdaki değerleri alır: /3/

$$\begin{aligned} \frac{\alpha}{p} &= \frac{7,93}{\text{CmTorr}} e^{-\frac{236V}{p} \frac{E}{\text{CmTorr}}} & \frac{\beta}{p} &= \frac{31,6}{\text{CmTorr}} e^{-\frac{7550V}{p} \frac{E}{\text{CmTorr}}} \\ \frac{\nu}{p} &= \frac{79,3}{\text{CmTorr}} e^{-\frac{96V}{p} \frac{E}{\text{CmTorr}}} & \frac{\nu'}{p} &= \frac{31,6}{\text{CmTorr}} e^{-\frac{3060V}{p} \frac{E}{\text{CmTorr}}} \\ \gamma_i &= 0,5 e^{-\frac{1130}{p} \frac{E}{\text{CmTorr}}} & \frac{M}{p} &= \frac{0,5}{\text{CmTorr}} \\ \gamma_f &\approx 0,01 & g &\approx 0,5 \end{aligned} \quad (11)$$

### 3. LİTERATÜRDE ŞERRARE KONUSUNDAKİ SON ÇALIŞMALAR

#### 3.1. Nokta-Alan Korona Deşarjı Yoluyla Ozon Oluşumu İçin Analitik Çözümler

Ozon üretimi için yeni geliştirilen bir matematiksel model asemptotik yaklaşımla analitiksel olarak incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar, mevcut numerik çözümlerle kıyaslanmıştır. Yapılan karşılaştırmalar uyumlu sonuçlar vermiştir.

Endüstriyel uygulamalarındaki artışın bir sonucu olarak, ozon üretiminin etkinliği daha önemli boyutlara ulaşmaktadır. Bu nedenle, Bestmant yaptığı araştırmaların birinde Hadj-Ziane ve arkadaşlarının, atmosferik basınç altında kuru oksijende nokta-alan deşarjı modelini ele aldıklarını ve mevcut denklemleri 200-700 K de dörde indirdiklerini ifade etmiştir. Bestmant daha yeni bir araştırmada Pignolet ve arkadaşlarının bir korona deşarjındaki aynı geometri için ulaştırma (transport) fenomenini kullandıklarını ifade etmiştir.

Bütün bu çalışmalarda model gösterimi, numerik entegrasyon şeması aracılığıyla yapılmıştır. Numerik analiz pahalıya mal olabilir ve daha da önemlisi, farklı durumlarda yanıltıcı olabilir. Bu nedenle, analitik çözümler, yeterince geliştirilmemiş olmalarına rağmen, numerik gösterimi büyük ölçüde tamamlayabilirler. Bu sav, konunun ana temasını oluşturmaktadır. Analitik ve numerik sonuçlar karşılaştırılmış ve büyük ölçüde uyum göstermişlerdir. /4/

#### 3.2. Ksenon Gazının Elektron Sapma Hızı Verilerinden Türetilen Momentum Transfer Kesiti

Ksenon gazının momentum transfer kesiti 0.02 ila 10 eV enerji değerleri için deneysel elektron sapma hızı verilerinden, Boltzmann denklemi yöntemine dayanan bir algoritma kullanılarak türetilmiştir. Elde edilen sonuçlar, Ramsauer-Townsend minimumunun  $9 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$  boyutunda bir büyüklük ile 0.7 eV elektron enerjisi bölgesinde bulunduğunu göstermektedir. Mevcut momentum transfer kesitinin elde edilen deneysel veri noktaları ile oldukça uyumlu olduğu ve türetilen kesitten hesaplanan dağılım katsayısının (elektrik alanına paralel yönde olan) 0.07 Td değerinden yüksek E/N değerleri için yaptıkları ölçümlerle uyumlu olduğu bulunmuştur. Hesaplanan elektron sapma hızı ile deneysel olarak elde edilen elektron sapma hızı arasındaki fark 0.1 Td'nin altındaki E/N değerleri için % 1.2'nin altında

kalmış, 0.1 Td'nin üstündeki E/N değerleri için ise % 3 civarında kalmıştır. 8.32 eV'nin üzerindeki elektron enerjisi değerlerinde, momentum transfer kesitinin bulunması için inelastik çarpma kesitleri gereklidir. Bu nedenle, toplam uyarma kesiti ve iyonlaşma kesiti yüksek elektron enerjileri için momentum transfer kesitini türetmek için kullanılmıştır. Sonuç olarak, türetilen momentum transfer kesitinin üst noktası  $3 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ 'lik bir büyüklük ile 5 eV elektron enerjisi bölgesinde bulunmaktadır.

Gaz boşalımı üzerine yapılan bir çalışmanın iki farklı amacı vardır. İlki kırılmanın önlenmesi için elektrik insüstasyonu ile, diğeri ise de-eksidasyon (uyarmama), tekrar bağlanma veya ayrışma boyunca radyasyondan yararlanmak için zayıf iyonlaşmış boşalım plazması ile ilgilidir. Her iki çalışmada da, önemli olan bilgi, gaz sayı yoğunluğu ile birlikte elektron gaz çarpma kesitinin etkin olduğu elektron kümesinin hareketidir.

Argon ve kripton gazlarının elastik momentum transfer kesiti, açık bir algoritma kullanılarak elektron sapma hızı ölçümü verileriyle belirlenmiştir. Bu çalışma, önceki bir takım çalışmaların devamı niteliğindedir. Bu çalışmada kullanılan çıkarma yöntemi daha önce tanımlanan yöntemle aynıdır ve bu yöntemden daha sonra basitçe söz edilecektir.

Son zamanlarda, gaz lazerleri ve plazma göstergeleri gibi modern uygulamalarda ksenon gazı sıkça kullanılmaktadır. Bu uygulamalarda bir boşalımın simülasyonu yapıldığında, bir dizi elektron-gaz atomu çarpım kesiti gereklidir. Bununla birlikte, uygulamada, kesitin şekli ya da büyüklüğü bir boşalım plazması gösteriminde değiştirilebilir ve böylece elektron sapma hızı veya dağılım katsayısı gibi hesaplanan küme parametreleri ölçümlerle uyumlu olabilir.

Bir küme yöntemi ile belirlenen kesit elektron sapma hızı gibi bir hesaplanmış elektron küme parametresi ile ölçüm arasında iyi uyum gösterir, çünkü kesit elektron kümesi ölçümlerinden türetilmiştir. Bununla birlikte, kesitin değiştirilmesi bir "deneme-yanılma" tekniği aracılığıyla gerçekleştirilmektedir. Bu yöntemde değişiklik için herhangi bir kural ya da algoritma mevcut değildir, ve bu yüzden belirlenen kesitin güvenilirliği ve tekrar üretilebilirliği yönünde herhangi bir garanti yoktur. Bu nedenle, atomik çarpma fiziği ve bu dalın uygulamaları için, kesiti bir küme yöntemi çatısı dahilinde elektron küme ölçümü verilerinden çıkarabilen bir tekniğe veya algoritmaya ihtiyaç vardır.

Mevcut yöntem, elektron enerjisi dağılımının artan E/N değerleri ile yüksek enerji bölgelerine doğru kaydığı gerçeğinden yararlanmaktadır. Yöntemin ilk aşamasında, elektron enerji dağılım fonksiyonu (EEDF), belli bir E/N değerinde, toplam kesitin büyüklüğünün tüm enerji bölgelerinde sabit olduğu varsayılarak bir Boltzmann denklemi yöntemi ile hesaplanmıştır. Optimal büyüklük belirlenmiş ve böylece hesaplanan elektron sapma hızı deneyle uyum göstermiştir. İkinci aşamada, hesaplama nispeten yüksek bir E/N değerinde yapılmıştır. Elektron enerjisi dağılımı yüksek enerji bölgelerine doğru kaymıştır. Kesitin büyüklüğü yüksek enerji bölgesinde değişmiştir. Bu prosedür artan E/N değerleri bir çok kez tekrarlanmıştır. Elastik momentum transfer kesiti ya da elastik toplam kesit daha sonra otomatik olarak bu yöntemle belirlenmiştir.

Ksenon gazının momentum transfer kesitinin belirlenmesi, kuramsal bir yöntem, elektron ışını deneyi ya da bir küme yöntemi kullanılarak yapılmaktadır. Örneğin, bazı araştırmacılar momentum transfer kesidini bir küme yöntemi ile belirlemişlerdir. Araştırmacıların bazıları momentum transfer kesidini kuramsal bir yöntemle çıkarırken, bazıları da momentum transfer kesidini bir ışın deneyi ile ölçmüşlerdir. Bununla birlikte, bu veriler uyumlu değildir. Bunlara ek olarak, küme parametreleri hesapları ile ölçümler yeterli değildir. Bu çalışmanın amaçlarından biri, momentum transfer kesidini hesaplanan elektron sapma hızı ile ölçülen veriler arasında büyük uyum sağlayarak çıkarmaktır.

Daha önce 195 K'lık gaz sıcaklığında düşük E/N bölgesinde ( $0.01 \text{ Td} \leq E/N \leq 0.06 \text{ Td}$ ) ölçülen ksenon gazının elektron sapma hızı verileri burada momentum transfer kesidini çıkarmak için kullanılmıştır. 236 K gaz sıcaklığında düşük E/N bölgesindeki elektron sapma hızını ölçülmüştür. Bununla birlikte, elektron enerji dağılımı 195 K'lık bir gaz sıcaklığında olduğu kadar değişmediği için, bu veriler bu çalışmada kullanılmamıştır.

Oda sıcaklığında 0.1 Td ila 60 Td arasındaki E/N bölgesinde ölçülen elektron sapma hızı verileri bu çalışmada kullanılmıştır. Suzuki ve arkadaşları bu çalışmada uyarma kesiti ve iyonlaşma kesitini yüksek elektron enerjisi bölgelerindeki momentum transfer kesitini çıkarmak için kullanmışlardır.

Ksenon gazının momentum transfer kesidi, yukarıda söz edilen elektron sapma hızı, ve uyarma ve iyonlaşma kesitleri kullanılarak 0.01 ila 10 eV arasındaki enerji bölgeleri için çıkarılmıştır. Türetilen kesidin geçerliliğini incelemek için, dağılım katsayıları ile

karakteristik enerjiler hesaplanmış ve deneysel olarak elde edilen değerlerle karşılaştırılmıştır.

Ksenon gazının momentum transfer kesidi 0.02 ila 10 eV arasındaki enerji bölgelerinin elektron sapma hızı verilerinden çıkarılmıştır. Mevcut teknik ışın deneyine veya çarpma teorisine dayanmamaktadır ve bu küme yönteminin tek başına bir teknik olmasını sağlamaktadır.

Türetilen momentum transfer kesidinin Ramsauer-Townsend minimumu 0.7 eV'lik bir elektron enerji bölgesinde bulunmaktadır ve kesidin oradaki büyüklüğü  $9 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$  dir. Minimumun bulunduğu yer önceki çalışmalarda bulunan yer ile uyumludur. Ramsauer-Townsend minimumundaki momentum transfer kesidinin büyüklüğü daha önce elde edilen değerler arasındadır. 1 eV'den yüksek elektron enerjisi bölgelerinde mevcut sonuçlar elde edilen deneysel sonuçlarla ve 0.25 eV'den küçük elektron enerjisi bölgeleri için mevcut sonuçlar elde edilen sonuçlarla uyumludur.

Mevcut sonuçlar, bütün olarak, 0.4 ila 0.9 eV elektron enerjisi bölgeleri hariç, elde edilen sonuçlarla büyük ölçüde uyumludur. Suzuki ve arkadaşları Pack ve arkadaşlarının çalışmasında elde edilen elektron sapma hızı verilerini Frost ve Phelps'in çalışmasında kullandığını belirtmiştir. Bu nedenle, bu çalışmada elde edilen kesidin birbirlerine uyumlu olması doğaldır. Mevcut kesit ile daha önceki çalışmalarda elde edilen kesit arasındaki Ramsauer-Townsend minimumum çevresindeki farklılık hesaplar arasındaki doğruluk farkından ortaya çıkıyor olabilir. Bu çalışmada mevcut kesitten hesaplanan elektron sapma hızı ile deneysel veriler arasındaki fraksiyonel farklılık düşük E/N bölgelerinde % 1.2'ye kadar indirilebilir. Bu fraksiyonel farklılık, elde edilen kesitten hesaplanan elektron sapma hızı veriler ile bulunan deneysel veriler arasındaki farklılıktan daha küçüktür.

İyonlaşma katsayısı, dağılım katsayısı ve karakteristik enerji gibi küme parametreleri de, çalışmasında çıkarılan iyonlaşma kesidi ile uyarma kesidi kullanılarak mevcut momentum transfer kesidinden hesaplanmıştır. Bu çalışmada baz alınan 100 Td'nin altındaki E/N değerlerinde, iyonlaşma katsayısı, deneysel verilerle karşılaştırılmayacak kadar küçüktür. Elektrik alanına paralel olan hesaplanmış dağılım katsayısının, 0.05 Td'den yüksek E/N değerleri için bulunan deneysel veri noktaları ile oldukça uyumlu olduğu bulunmuştur. Kesidin bulunan deneysel veri noktaları ile uyumlu olması ve  $D_L$  dağılım katsayısının elde

edilen deneysel veri noktaları ile uyumlu olması, sırasıyla, mevcut momentum transfer kesidinin geçerliliğinin doğrudan ve dolaylı bağımsız birer göstergesidir. Bunlara ek olarak, elde edilen sonuçlar, elde edilen deneysel elektron sapma hızı verilerinin araştırmacıların elde ettikleri deneysel dağılım katsayısı verileri ile uyumlu olduğunu göstermektedir.

Bu çalışmanın bir uzantısı, kesidin dağılım katsayılarından veya karakteristik enerjiden çıkarılmasına yönelik bir tekniğin geliştirilmesi olacaktır. /5/

### 3.3. Katod Termofiziksel Özelliklerinin Bir İşlevi Olarak Şerrare Gerilimi

Sürekli metalden plazmaya geçiş modeli kullanılarak, şerrare gerilimini Lorentz sabiti, ısı kapasitesi ve şerrare enerji yüklenmesi gibi katodun termofiziksel özellikleri ile ilişkilendiren basit bir formül geliştirilmiştir. Şerrare geriliminin erozyon oranına oranı, teorik ve deneysel verileri karşılaştırmada kullanılmaktadır. Bu analizin ışığında, deneysel olarak elde edilenden daha yüksek bir erozyon oranı tahminlenmiştir.

Bir vakum şerraresinde katod süreçlerinin işlemlerini sağlayan enerji, çoğunlukla şerrare geriliminin büyük bir bölümünün düştüğü bir bölge olduğu varsayılan  $U_c$  katoddaki gerilim düşüşünün küçük bir bölümünde yoğunlaşmaktadır. Katod düşüşü ölçümleri çok karmaşıktır ve bu nedenle katod düşüşü değerinin  $U_\delta$  şerrare gerilimine eşit olduğu varsayılır. Tamamlanmış ve en güvenilir şerrare gerilimi ölçümleri Reece, Grakov ve Keaev tarafından yapılmış olan ölçümlerdir. Bununla birlikte, bu araştırmacılardan hiç birinin, şerrare gerilimine olan etkisi bilinmesine rağmen yüzey temizliğine yeterince önem vermedikleri de belirtilmelidir. Son olarak, 28 elementten oluşan bir katod için sabit  $I = 200$  A şerrare akımında, şerrare gerilimi ve katod plazmasının iyonik oluşumu ölçülmüştür.

Katod düşüşünü teorik olarak belirlemeye yönelik hemen hiç bir girişim yapılmamıştır. Bir istisna olarak; iyonizasyon potansiyeline ek olarak türetilen  $U_c$ 'nin türetilmesi belirtilebilir. "Minimum Prensibi" olarak adlandırılan prensip,  $U_c$ 'nin hesaplanmasında kullanılır. Bu yöntemin sınırlamalarının şerrare tanımının yapılmasına uygulanamaması yönünde olduğu öne sürülmektedir.

Nemirovskii ve arkadaşları Kesaev'in, katod düşüşünü, katod materyalinin iyonizasyon potansiyelinin bir işlevi olduğunu ifade etmiştir. Yine de bu bağımlılık, dayanıklı maddeler için geçerli değildir. Bunların ötesinde bu bağımlılık, bir katod spotunda akım yoğunluğunun

kullanılarak yapılan analizi sunulmaktadır. ATS (varış zamanı spektrası) yöntemi, iyonlaşma katsayısı ve ortalama varış zamanı sapma hızı gibi önemli küme parametrelerini doğrudan hesaplamamızı sağladığı için önemlidir. Bu yöntem; yalnızca yüksek elektron enerjisi bölgesinde değil, ayrıca düşük elektron enerjisi bölgesinde de çok büyük inelastik elektron çarpma kesitlerine sahip metan gazı için uygulanmış ve ATS küme parametreleri ile enerji dağılımları ilk kez çok terimli bir teknik kullanılarak hesaplanmıştır. Çok-terimli teknik, geleneksel iki-terimli genleşme tekniği ile Galerkin yönteminin karıştırılmasıyla elde edilen bir prosedürden meydana gelmektedir. Bu teknikle elde edilen sonuçlar, bir Monte Carlo simülasyonu ile elde edilen sonuçlarla kıyaslanmış ve hem nispeten yüksek hem de düşük  $E/p_0$  koşullarında uyumlu sonuçlar vermiştir.

Bu çalışmada Date ve arkadaşları, kripton gazındaki elektron kümelerinin ATS'sini (varış zamanı spektrasını) analiz ederek Boltzmann denklemi analizi yöntemini sunmuşlardır. ATS analizi, normal uçuş zamanı (TOF) deneyleri elektron kümelerinin tekamülünü sapma boşluğundaki sabit pozisyonlardaki elektron varış zamanının bir işlevi olarak gösterdiği için önemlidir.

Bu çalışmanın amacı; daha karmaşık kesitleri olan metan gazı için çok-terimli bir teknik kullanarak küme parametrelerinin hesaplanması yönünde genişletmek ve Townsend ilk iyonlaşma katsayısı  $\alpha_T$ 'nin ve ortalama varış zamanı sapma hızı  $W_m$ 'nin, sonsuz seri genleşmesine başvurulmadan doğrudan hesaplanmasını mümkün kılan ATS yönteminin geçerliliğini göstermektir.

Gazlardaki elektron kümelerinin hareketi üzerine pek çok yazar araştırma yapmaktadır. Bu çalışmanın konumunu belirtmek için özellikle elektron çığı ve iyonlaşma katsayısının gelişimine odaklanan Boltzmann denklemi analizlerinin kısa bir bibliyografisi aşağıda sunulmuştur.

Bu çalışmada Date ve arkadaşları Thomas'ın, kararlı haldeki Townsend (SST) deneyleri ve titreşimli Townsend (PT) deneyleri için ilk kez bir analiz yöntemi sunduğunu ve iyonlaşma katsayısı ve sapma hızı gibi küme parametrelerini bir Legendre iki-terimli yaklaşımı kullanarak hesapladığını ifade etmiştir. SST ve PT deneyleri için elektron enerjisi dağılım çözümlerinin temel formülasyonu şu şekilde yapılmıştır:

$$n(\varepsilon, z) = n_0 \exp(\alpha_T z) \quad \text{SST için} \quad (12)$$

$$n(\varepsilon, t) = n_0 \exp(R_i t) \quad \text{PT için} \quad (13)$$

ki burada;  $n_0$  başlangıçtaki elektron sayısı,  $\alpha_T$  Townsend ilk iyonlaşma katsayısı ve  $R_i$  iyonlaşma sıklığıdır. Burada E elektrik alanı z eksenine paraleldir. Bu denklemlerde açıkça görüldüğü gibi, SST ve PT gözlemleri elektron kümelerinin sırasıyla aralıklı mesafeyle ve zamanla büyümelerini göstermektedir.

Bir TOF deneyinde verilen bir elektron titreşiminin sapma hareketi ve yayılması Fourier genleşme tekniği kullanılarak, analiz edilmiştir. Araştırmacılar, iyonlaşma ve/veya ilişme olmayan koşullarda elektrik alanına paralel ya da yanıl (lateral) olan elektron dağılımını incelemişlerdir. Kullandıkları yöntemde elektron kümelerinin uzamsal-geçici (spatio-temporal) gelişiminin tanımlandığını belirtmek gerekir.

Date ve arkadaşları, Tagashira ve arkadaşlarının, çalışmasında elektron sayısının iyonlaşma ve/veya ilişmeye bağlı olarak ayrı tutulmadığı koşulları dahil ederek genişlettikleri araştırmada, sapma hızının, iyonlaşma ve/veya ilişmenin var olması durumundaki durumuna göre farklı değerlere sahip olduğunu belirtmiştir. Özeld, bir kümedeki elektronların ortalama sapma hızı ( $W_v$ ) ile bir kümenin kütle merkezi sapma hızı ( $W_T$ ) arasındaki farklılık dikkatle incelenmiştir.

TOF analizi süreklilik denkleminde dayanmaktadır:

$$\frac{\partial n(r, t)}{\partial t} = R_i n(r, t) - W_r \frac{\partial n(r, t)}{\partial z} + D_L \frac{\partial^2 n(r, t)}{\partial z^2} + D_T \left( \frac{\partial^2 n(r, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n(r, t)}{\partial y^2} \right) \dots (14)$$

ki burada;  $r=r(x, y, z)$ , ve  $D_L$  ve  $D_T$  sırasıyla uzunlamasına ve tersine dağılım katsayılarıdır. Denklemdaki küme parametrelerini türetmek için, Boltzmann denkleminin çözümünü aşağıda verildiği şekilde varsayarak  $K$ .ıncı  $(\partial/\partial z)^K$ ,  $(\partial/\partial x)^K$  ve  $(\partial/\partial y)^K$  uzaysal türevlerine göre v hız vektörüne dayanan bir dizi denklemi çözmek gerekir:

$$\int(r, v, t) = \sum h^K(v, t) \cdot (-\nabla r)^K n(r, t) \quad (15)$$

ki burada;  $\nabla r = (\partial/\partial x)i + (\partial/\partial y)j + (\partial/\partial z)k$  dır. Denklemler hiyerarşisinde  $K = 0$  için ilk denklem PT deneyindeki denklemle özdeştir, çünkü (14) nolu denklem  $dr(=dx dy dz)$ ye bağlı entegrasyondan sonra (13) nolu denkleme uyar. TOF analizinde,  $K=0$  için denklemi çözerek



$R_i$  ve  $W_v$ 'yi,  $K=1$  için denklemini çözerek  $W_r$ 'yi ve  $K=2$  için denklemini çözerek  $D_L$  ve  $D_T$  bulunur.

SST, PT ve TOF analizleri için Boltzmann denkleminin numerik hesaplamaları, hız boşluğundaki dağılım fonksiyonlarını tanımlayan iki tip teknik kullanılarak yapılmaktadır. Bu tekniklerden biri küresel uyumlu genişleme tekniğidir. Diğeri ise;  $v$  vektörünü  $(v, \theta)$  şeklinde gösteren iki boyutlu yaklaşımla çözümlerin doğrudan hesaplanmasıdır; ki burada  $\theta$  alan yönüne bağlı kutupsal açıdır. İlk teknik tipinde, çok-terimli bir genişleme yöntemi sunulmuş ve Galerkin tekniği kullanılarak altı-terimli bir yöntem geliştirilmiştir. Altı-terimli yöntem; SST, PT ve TOF parametrelerinin geleneksel iki-terimli yöntem kullanılarak yüksek  $E/p_0$  ve hatta düşük  $E/p_0$  (ki düşük  $E/p_0$ 'da elektron enerjisi dağılımı büyük inelastik çarpma kesitlerinden etkilenir) gibi kritik koşullarda bile doğru türetilmesini mümkün kılmıştır. Bu çalışmayı yapan Date ve arkadaşları Thomas, Phelps ve Pitchford'un SST deneyini geliştirmeye yönelik yaptıkları çalışmalarda nitrojen gazı için Townsend ilk iyonlaşma katsayısını ve uyarma katsayısını bulmak için altı-terimli yöntemi kullandıklarını ifade etmişlerdir.

Date ve arkadaşları, daha yakın geçmişte, Kondo ve Tagashira'nın, elektron kümelerinin  $z$  elektrik alanı yönünde sabit konumlardaki varış zamanı spektrasının analizini yaptıklarını ve aşağıdaki gibi yeni bir süreklilik denklemini önerdiklerini ifade etmişlerdir.

$$\frac{\partial n(z,t)}{\partial z} = \alpha^{(0)} n(z,t) - \alpha^{(1)} \frac{\partial n(z,t)}{\partial t} + \alpha^{(2)} \frac{\partial^2 n(z,t)}{\partial t^2} - \dots \quad (16)$$

Burada;  $\alpha^{(0)}$  Townsend ilk iyonlaşma katsayısı,  $\alpha^{(K)}$  ( $K = 1,2,3,\dots$ ) yeni tanımlanan parametrelerdir.  $\alpha^{(1)}$  ortalama elektron varış zamanı ile tanımlanan sapma hızının karşılığı ile özdeşdir. (16) Nolu denklemin çözümü;  $z$  sabit noktalarına ulaşan elektronların sayı dağılımları, varış zamanının bir işlevini temsil edebilir ve (16) nolu denklem sayı yoğunluğu  $n(z,t)$   $t$  zamanında entegre olduktan sonra (12) nolu denklemle verilen SST deneyi formülüne dönüşür. Böylece, SST deneyi yönteminin ATS yöntemi süreklilik denkleminin  $t$  zamanı içinde entegre edilmesiyle elde edilen yöntem olduğunu belirtmek mümkündür. Normal TOF deneyinde, kümelerin varış zamanı spektrası sapma boşluğundaki sabit konumlarda ölçülür. Böylece, deneysel sapma hızı değeri uçuş uzaklığı farkının her

pozisyonun ortalama varış zamanı dağılımlarının maksimum genişlik zamanlarındaki farka oranından elde edilir.

Geleneksel TOF yönteminde  $W_m$  şöyle tanımlanır:

$$W_m = W_r - 2\alpha_T D_L + 3\alpha_T^2 D_3 - 4\alpha_T^3 D_4 + \dots \quad (17)$$

ki burada;  $D_K$  ( $K=3,4,\dots$ ) (14) nolu denklemdeki üst sıranın boylamsal katsayılarıdır. Yukarıda söz edilen ATS analizi aracılığıyla  $W_m$ 'yi bir sonsuz seriye başvurmadan doğrudan hesaplamak mümkündür. ATS yönteminde, Boltzmann denkleminin çözümü şöyle varsayılır:

$$\int(z, v, t) = \sum g^K(v, t) \cdot (-\partial / \partial \alpha)^K n(z, t) \quad (18)$$

Bu denklem ile (16) nolu denklemi Boltzmann denklemine koyarak,  $(\partial / \partial t)^K$  ile ilişkili bir dizi denklem türetilir.  $\alpha_T$  ve  $W_m$ , sırasıyla  $K=0$  ve  $K=1$  için denklem hiyerarşisi çözümlenerek doğrudan elde edilir. Bununla birlikte, geleneksel TOF analizinde  $W_m$ 'nin (17) nolu denklemde gösterildiği gibi üst sıra parametreler hesaplanmadan doğrudan elde edilemeyeceği belirtilmiştir.

Date ve arkadaşlarının daha önce yaptıkları bir çalışmada, elektron kümelerinin ATS'si ile tanımlanan parametreler ve enerji dağılımı fonksiyonları, kripton gazı için geleneksel iki-terimli genişleme tekniği kullanılarak hesaplanmıştır. Yine de, iki-terimli yaklaşımın yüksek  $E/p_0$  değerlerinde veya düşük elektron enerjisi bölgelerinde bile inelastik elektron çarpma kesitlerine sahip gazlarda işlememesi beklenmektedir.

Bu çalışmada, Legendre polinomları ile çok-terimli teknik metan gazında ATS analizine uygulanmış ve ATS yönteminin  $\alpha_T$  ve  $W_m$  gibi bazı parametreleri genelde çok daha doğru bir hesaplama yöntemi olabilecek altı-terimli yaklaşımla  $E/p_0 = 100$  ve  $1 \text{ Vcm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$  için hesaplanmıştır. Metan molekülleri, düşük elektron enerjisi değerlerinde ( $\leq 0.3 \text{ eV}$ ) ve yüksek enerji değerlerinde ( $\geq 20 \text{ eV}$ ) elastik momentum transfer kesidi ile kıyaslanabilir ya da hatta daha düşük inelastik kesitlere sahiptir, ve bu yüzden iki terimli yöntem özellikle düşük  $E/p_0$  değerlerinde geleneksel TOF analizinin türetilmesi için yeterli değildir.

Bu analizde, çok terimli (altı-terimli) bir teknik kullanılarak elde edilen sonuçlar iki-terimli yöntemle ve Monte Carlo yöntemiyle elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Boltzmann denklemini çok-terimli bir Legendre polinom genişlemesi kullanarak çözme tekniği yakın geçmişteki çalışmalara dayanır.

Bu çalışmada, Boltzmann denkleminin varış zamanı spektrasına dayanan çok-terimli bir genişlemesi kullanılarak gazlardaki elektron kümelerinin bir analizi sunulmuştur. Mevcut ATS yönteminde, geleneksel TOF deneyi kuramının aksine,  $\alpha_T$  Townsend ilk iyonlaşma katsayısını ve  $W_m$  ortalama varış zamanı sapma hızını sonsuz seri genişlemesine başvurmaksızın doğrudan hesaplama mümkündür.

Bu analiz metan gazına uygulanmıştır. Date ve arkadaşları daha önce yaptıkları bir çalışmada ele alınan kripton moleküllerinden farklı olan metan molekülleri düşük elektron enerjilerinde bile nispeten daha büyük inelastik kesitlere sahip olduğunun ifade etmişler ve bu yüzden iki-terimli yaklaşımın özellikle düşük  $E/p_0$  bölgesinde doğru sonuç vermeyeceğini belirtmişlerdir. Elektron kümelerinin varış zamanı spektrasını doğru bir biçimde hesaplamak için, ilk kez çok-terimli bir teknik kullanılmıştır.

Bu analizde, metan gazındaki elektron küme parametreleri ve elektron kümelerinin varış zamanı spektrası ile belirlenen enerji dağılımı fonksiyonları, iyonlaşma etkisinin takdir edilebildiği  $E/p_0 = 100 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$  değerleri için ve titreşimli uyarmanın etkisinin önemli olduğu  $E/p_0 = 1 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$  değerleri için hesaplanmıştır. Mevcut çok-terimli yöntemle elde edilen sonuçlar iki terimli yöntemle elde edilen sonuçlarla ve Monte Carlo simülasyonu ile elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Altı-terimli yöntemle elde edilen parametre değerlerinin ve elektron enerjisi dağılım fonksiyonlarının, hem  $E/p_0 = 100$  ve  $1 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$  değerleri için Monte Carlo simülasyonu ile elde edilen sonuçlarla oldukça uyumlu olduğu, öte yandan iki terimli yaklaşımın pratik olarak  $E/p_0 = 1 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$  değerleri için doğru küme parametreleri ve enerji dağılımları sonuçları üretmediği bulunmuştur.

Bu çalışmada sunulan çok-terimli hesaplama yönteminin elektron kümelerinin hareketini sadece soy gazlarda değil, ayrıca inelastik çarpma kesitlerinin en azından bazı elektron enerjisi bölgelerinde elastik kesitlere etkin olduğu metan gazı gibi gazlarda dahi varış zamanı spektrasını analiz ederek tahlil edilmesini sağladığı gösterilmiştir. /7/

### 3.5. Elektrik Kıvılcım Boşalımı İle Yüzey Akustik Dalgası Oluşturma Kuramı Üzerine Bir Çalışma

Bir elektrik kıvılcımı boşalımı ile bir Rayleigh yüzey akustik dalgası oluşturma konusunda basit bir kuramsal model geliştirilmiştir. Geliştirilen bu model, karmaşık kıvılcımla başlatılan güçlü hava şoku dalgasının elastik bir yarı-alanla etkileşimi sorununun azaltılarak, gelen şok hakkında ve boşalımın fiziki parametreleri hakkında uygun bilgi kapsayan eşdeğer yüzey gücü ile elastik yarı-alan için Lamb sorununa indirgenmesi üzerine dayanmaktadır. Bu problemin çözümü, yüzey dalgası oluşturma durumu için analiz edilmiştir. Elde edilen sonuçlar mevcut deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Son yıllarda, aslen materyallerin yıkıcı olmayan biçimde test edilmeleri için, katı maddelerde farklı yüzey ve kütle akustik dalgaları oluşturma yöntemlerinin araştırılmasına yönelik çalışmalar yapılmıştır. Katılarda uzaktan ses oluşturmada en yaygın kullanılan yöntem laser ve elektromanyetik generasyonlarıdır. Bununla birlikte, son bir kaç yıldır, yüzeye yakın bir bölgede bir elektrik kıvılcım boşalımı gerçekleştirmek suretiyle katılarda ses dalgaları oluşturma yöntemi gelecek vaadeden bir yöntem olarak araştırılmaktadır. Kıvılcım oluşturma tekniğinin laser yöntemi gibi diğer darbesiz tekniklere göre avantajları, uygulananın basitliği, kompakt oluşu, maliyetinin ucuz olması ve nispeten daha verimli olmasıdır. Katılarda akustik dalgalar oluşturmada kullanılan temel kıvılcım çıkarma mekanizması, katı madde yüzeylerine boşalım plazmasının genişmesi ile güçlü bir aksi yönlü hava akımı ile darbe vurulması yoluyla işlemektedir. Böylece, bu ses oluşturma yöntemi, katı maddenin yapısına duyarsızdır (bağımlı değildir) ve metallere ve dielektrik yalıtkanlara da aynı biçimde uygulanabilir.

Bu çalışmada; elektrik kıvılcımı boşalımı ile katılarda ses dalgası oluşturma mekanizmasının ilk basit kuramsal açıklaması, sadece ana çıkış mekanizması, yani bir katı madde yüzeyine kıvılcımla başlatılan şok dalgası gönderilmesi göz önüne alınarak verilmiştir. Makaledeki tartışma, türetilen genel entegral ifadeleri de oluşturulan boylamasına ve kütleli dalgalar hakkında bilgi içermelerine rağmen, yüzey dalgalarının oluşturulması konusyla sınırlı tutulmuştur.

Bu çalışmada, elektrik kıvılcımı boşaltımı yoluyla Rayleigh dalga oluşturma mekanizmasının basit bir kuramsal modeli geliştirilmiştir. Bu modelde ana dalga oluşturma

mekanizması -katı madde yüzeyinde kıvılcımla başlatılan hava şoku dalgasının basıncı- göz önüne alınmıştır. Bu basınç akustik yaklaşımında zamanın ve dış merkezin bir işlevi olarak türetilmiştir. Daha sonra katı madde yüzeyiyle hava şokunu etkileşime sokma sorunu, gelen şok dalgası hakkında bilgi içeren özel yüzey gücü için çok iyi bilinen asimetrik Lamb sorununa indirgenmiştir. Bu sorunun çözümü yapılmış ve farklı fiziksel ve geometrik özellikler için kıvılcımla başlatılan Rayleigh dalgaları mekanizmasının özelliklerinin analizinde kullanılmıştır. Kuramsal sonuçlarla geçmişte yapılan deneylerde elde edilen sonuçlar tutarlıdır. /8/

### 3.6. Zayıf İyonize Argonda Elektron Enerjisi Dağılım Fonksiyonları

Bu çalışmada; homojen elektrik alanları ve zayıf akımlı ışıltılı dağılımlar için orta ve yüksek E/N (E elektrik alanı, N gaz yoğunluğu olmak üzere) değerlerinde yapılan argon boşalımlarındaki elektronların elektron enerjisi dağılım fonksiyonları (EEDF) ölçülmüştür. Sonuç olarak 500 Td-50kTd ( $1\text{Td} = 10^{21} \text{Vm}^2$ ) elektrik alanı/gaz yoğunluğu oranları (E/N) elde edilmiştir. Anoddaki bir yarıktan alınan elektronların dağılım fonksiyonlarını ölçmek için yavaşlatıcı ızgara potansiyeline sahip bir çok-ızgaralı enerji analizörü kullanılmıştır. Genelde yüksek değerli E/N değerlerine sahip elektron kinetiğini modellendirmede kullanılan tek-ışınlı model tahminleri ile 1 kTd'den küçük E/N değerleri üreten çift-terimli Boltzmann hesaplarını karşılaştırmak için deneysel veriler kullanılmıştır.

Bir elektrik alanı ile dengede olan elektronlar için, EEDF'nunu hesaplamada kullanılan numerik tekniklerin sonuçları büyük ölçüde doğrudur, ve bu doğruluk, doğrudan EEDF'yi bulmayı sağlayan mevcut deneysel tekniklerin doğruluğunu geçmektedir.

Yüksek E/N değerlerinde elektronlar elektrik alanı ile dengede değildirler, ve bu nedenle elektronların hareketini hesaplamada gereken numerik teknikler, sınırların etkisini kapsamak zorunda oldukları için ve taşıma katsayıları artık uygun bir biçimde tanımlanamadığı için giderek daha karmaşık bir hal almaktadırlar. Vrhocav ve arkadaşları Phelps ve arkadaşlarının yüksek E/N değerlerindeki elektron kinetiğini modellendirmede başarıyla uygulanan tek-ışınlı bir model geliştirdiğini ifade etmiştir. Monte Carlo teknikleri, bu koşullar altında, elektron hareketi çalışmasına en çok uyan tekniklerdir; ancak çok az durumda kullanılmaktadırlar.

Gaz boşalmalarında ve plazmalarda EEDF'yi belirlemek için kullanılan deneysel teknikler ya farklı bir numune alma uygulaması yapılır ya da anod yüzeyindeki bir yarık vasıtasıyla elektronlardan numune alınır ve sonrasında geciktirme potansiyelli enerji analizörü ile analizleri yapılır. Vrhovac ve arkadaşları, Losee ve Brunch, Makabe ve arkadaşlarının EEDF'de görülen küresel uyumlu genişmelerde sıfıncı ( $f_0$ ) ve ilk-sıra ( $f_1$ ) bileşenlerini belirlemek için son bahsedilen tekniği kullandığını belirtmiştir. Ele aldıkları E/N değerlerinde dağılım fonksiyonunun neredeyse küresel bir simetri sergilediğini varsaydıkları orta değerlerde E/N oranlarını ele almışlardır. EEDF ölçümlerinin kritiği yapıldı, çünkü genelde bu ölçümler, dağılım fonksiyonunun şeklini önemli ölçüde değiştirebilecek metalik sınıra yakın bölgelerde yapılmıştı. Bununla birlikte, yüksek E/N değerlerinde, dengede olmayan bölgeler deşarj yarığının büyük bir bölümünü kapsayabilirler ve EEDF'nin deneysel olarak bulunmasını haklı çıkaran pek çok neden mevcuttur.

Bu çalışmada; büyük bir E/N değerleri dizisinde ( $500 \text{ Td} < E/N < 50000 \text{ Td}$ ) ve büyük bir gaz yoğunluğu değerleri dizisinde ( $1.6 \cdot 10^{22} > N > 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ) kendini destekleyen zayıf-akımlı, kararlı haldeki argon boşalmalarının EEDF ölçümleri sunulmuştur. Ölçümler, geciktirici potansiyel farklılık tekniği kullanılarak yapılmıştır. Bu ölçümlerin temel amacı, uygulanan tek-ışınlı modelin tahminlerini test etmektir. Bu çalışma, asal gazlardaki akkor ışınli boşalım katodunda elektron hareketi modellerine uygundur. Elde edilen veriler, eksitasyon katsayıları ölçümleri ile birlikte dağılım kesitlerini belirlemede kullanılabilir. Daha önce, çok yüksek E/N değerleri için anodun EEDF ölçümleri yapılmamıştı.

Bu çalışmada sunulan deney ve hesaplamalar; anoddaki elektronların dengede ( $500 \text{ Td} < E/N < 6 \text{ kTd}$ ) olduğu orta dereceli E/N değerlerinde, elektronların normal olarak katoddan uzakta dengede ( $6 \text{ kTd} < E/N < 12 \text{ kTd}$ ) oldukları yüksek E/N değerlerinde elektron hareketi sonuçlarını vermektedir.

Anoddaki EEDF ve ortalama elektron enerjisi ölçümleri geciktirici potansiyel tekniği kullanılarak yapılmıştır. Bu teknik çok dikkatli biçimde kullanılmalıdır, çünkü sonuçlar farklı etkenlerden etkilenebilirler.  $550 \text{ Td}$ 'de Boltzmann denklemi kullanılarak yapılan hesaplamalarda elde edilen deneyin en düşük E/N değeri ve en yüksek basıncı, ölçümlerde basıncın küçük bir etkisi olduğunu göstermektedir. Böylece diğer etkenlerin etkileri hesaplanabilir ya da en azından tahmin edilebilir.

Anoddaki ortalama elektron enerjisi için deneysel değerler ve hesaplanan değerler kıyaslanmıştır. 1 kTd'den küçük E/N hesaplamaları Boltzmann EEDF denklemleri kullanılarak, 6 kTd'den büyük E/N hesaplamaları ise tek-ışınlı model kullanılarak yapılmıştır. Sonuçlar ve yapılan kıyaslamalar elektron hareketindeki değişimleri ve E/N değeri arttıkça anoddaki geri saçılmış elektronların artan etkisini göstermiştir. Elektron hareketi 550 Td'de dengede iken, 50 kTd'de dengeyi kaybetmektedir, ki bu noktada katoddan bırakılan elektronların yaklaşık % 15'i yarıktaki darbe almadan anoda ulaşmaktadır. E/N düşük değerlerden yükselmeye başladığı için, 1 kTd'de bile ortalama enerjinin iyi olmadığı konusunda ölçümle elde edilen değerler ile Boltzmann denklemleri ile hesaplanan değerlerin birbirlerine uyduğu görülmüştür. Ayrıca tek-ışınlı modelin, anoda 6 kTd'nin altındaki değerlerde ulaşan elektronların ortalama enerjisini ölçümlerin verdiği değerden daha yüksek bir değerle verdiği görülmüştür. Orta E/N değerlerinde her iki hesaplama tipinin de iyi işlemediği görülerek, bu geçiş noktasında ionizasyonun ana kaynağı olan elektronlar Boltzmann denklemleri için yeterli olan uzaklıklarda dengeye ulaşmamakta ve halen daha uzak mesafelerde denge bulmaktadırlar. Burada EEDF tek-ışınlı modelde olduğu gibi tek-enerjetik ışınla tanımlanamaz.

Tek-ışınlı model, 10 kTd'nin üzerindeki değerlerde boşalımın katod bölümündeki hızlı nötrlerdeki ionizasyonun elektron ionizasyonundan çok daha fazla önemli olduğunu öne sürmektedir. Deneyle elde edilen ve tek ışınlı model kullanılarak iyonlarda ve nötrlerdeki ionizasyon ile hesaplanan anodun temel elektronlarının ortalama elektron enerjisi değerleri, ağır-kütle etkisi gözardı edildiğinde elde edilen değerlere nazaran daha fazla uyum içindedirler. E/N = 50 kTd değerinde anoddaki temel elektron ışın enerjisi, bu kütlelerin ionizasyonu göz ardı edildiğinde, verilen değerden yaklaşık 300 eV daha yüksektir.

İkincil ve geri saçılmış elektronlar için farklı katsayılara sahip farklı anod materyalleri ile yapılan ölçümler ve deneysel sonuçlar ile tek-ışınlı modelle yapılan hesaplamaların sonuçları arasında yapılan karşılaştırmalar, geri saçılmış elektronlarla ikincil elektronların EEDF'nin düşük bölümü üzerindeki etkisini göstermektedir. EEDF üzerindeki asıl etkiyi, geri saçılmış elektronların ionizasyonundan ziyade bu elektronların kendileri yapmaktadır.

Bu nedenle; basit bir tek-ışınlı modelin, yüksek E/N değerli gaz boşalımalarında katoddan çıkan ana ışındaki elektronların hareketlerini çok iyi hesapladığı ifade edilebilir.

Bahsedilen model, anoddan geri saçılmış elektronların ışınımını da dahil ettiğimizde, anoddaki tüm elektronların ortalama elektron enerjisini de çok iyi hesaplamayı sağlamaktadır. /9/

### 3.7. Havada Elektrikli Kırılma Kuramı - Yarı Kılımlı (Metastabil) Oksijen Moleküllerinin Rolü

Tek tip olmayan elektrik alanları için havadaki elektriksel kırılmaya dair bir teori üretilmiştir. Boşluk-şarj etkilerinin elektrik alanını, etkin iyonlaşma ve ilişme oranlarının eşit olduğu E/N değerinde (E elektrik alanı N gaz sayı yoğunluğu) düzensiz şarj ucu sütununda tektip yapma eğiliminde olduğu öne sürülmektedir. Ayrıca, moleküler oksijenin ön kırılma koronası ve düzensiz şarj süreçlerinde ortaya çıkan  $a^1\Delta_g$  yarı kılımlı durumunun,  $O_2$  iyonlarındaki elektronlardan ayrılma ve bu sayede etkin birleşme katsayısını azaltma yetenekleri nedeniyle düzensiz şarj kanalındaki E/N değerinin belirlenmesinde etkin bir rolü olduğu da öne sürülmektedir. E/N = 20 Td değerinde  $\alpha/N = 10^{-22} \text{ cm}^2$  ( $\alpha$  iyonlaşma katsayısı olmak üzere) gibi etkili bir değeri göz önüne alarak kuru hava ve nemli havadaki kırılma alanları için yapılan tahminler 0.5 m ila 2.5 m elektrod boşluğu olan çubuk-çubuk kırılma deneylerinin sonuçları ile oldukça uyumludur. Yarı kılımlı gazların etkisi, düz paralel elektrodalara uygulanabilen kırılma alanını yaklaşık 6'lık bir değerle indirgemesidir. Havadaki % 1'lik buharın kırılma alanlarını yaklaşık % 11 oranında azalttığı tahmin edilmektedir. Kırılmalar için kritik E/N değeri elektron taşıma katsayıları ve yarı kılımlı oran sabitleri anlamında belirlenerek bir kırılma kriteri türetilmiştir.

Yakın geçmişte, altı farklı ülkeden 12 yüksek-gerilim laboratuvarı kapsayan bir CIGRE çalışmasının sonuçları rapor edilmiştir. Atmosferik basınçta hava için elektrod ayırımının bir işlevi olarak çubuk-çubuk boşluklarındaki kıvılcım kırılması için  $V_s$  gerilim ölçümleri yapılmıştır. Elde edilen sonuçlar, geleneksel elektrikli kırılma teorileri ile açıklanamayacak gözle görülür ölçüde düzenli özellikler olduğunu ifade etmektedir. Bu sonuçların özellikleri şunlardır:

(i) Kırılma gerilimleri, elektrod ayırımının bir işlevi olarak doğrusaldır. Bir çubuk-çubuk geometrisinden doğrusal bir hareket beklenmemesine rağmen, doğrusallıktan meydana gelen sapmalar 0.25 m ila 2 m arasında değişen uzaklıklar için  $\pm$  % 2'den azdır.



(ii) Elektrod ayırımı sonuçlarının doğrusal bağımlılığı ve gaz ısı ve basıncında yapılan düzeltmeler  $\sim 20$  Td lik bir elektrik kırılması için karakteristik bir E/N değeri olduğunu işaret etmektedir (E elektrik alanı, N ise gaz sayı yoğunluğudur; Townsend (Td)  $10^{-17}$  cm<sup>2</sup>dir.). Bu E/N değeri için atmosferik basınçta kırılma alanı,  $E \sim 5$  kV cm<sup>-1</sup>dir.

Bu kritik kırılma alanı, paralel kablolar arasındaki farklı kırılma geometrisi için Peek (1929) çalışmasında bulunan yaklaşık 4 kV cm<sup>-1</sup> 'lik alanla -ki bu alanın da 15 cm'den büyük ayrımlar için kablo ayrımları ile doğrusal olarak arttığı bulunmuştur- benzerdir.

Bununla birlikte, düz paralel elektrodlar arasında havadaki elektrikli kırılma için karakteristik E/N değeri yaklaşık 120 Td'dir ve bu değer yaklaşık 20 Td'lik çubuk-çubuk E/N değerinden yaklaşık 6 kat daha yüksektir. Düz paralel elektrodlar için sonuçlar, kırılma gerilimini Nd (d elektrod ayırımıdır) olarak veren geleneksel Paschen eğrilerinden elde edilmektedir. Hava için geleneksel Paschen eğrileri, E/N'yi atmosferik basınçta havadaki düz paralel elektrodlar için elektrod ayırımının bir işlevi olarak göstermek için sunulmuştur. Elektrod ayrımlarının 2 cm'den daha büyük olduğu bilinirken, yaklaşık 30 kV cm<sup>-1</sup>lik kritik kırılma alanına karşılık gelen kritik E/N değeri yaklaşık 120 Td'dir.

(iii) Vs değerleri çubuk-çubuk elektrodlarının boyutlarına ya da özelliklerine duyarlı değildir. CIGRE sonuçları kenarları 15 mm - 20 mm olan kare kesitli elektrodlarla birlikte alınmış ve hem yarı-yuvarlak hem de kare uçlu elektrodlar dahil edilmiştir. Sonuçlar, kullanılan elektrodların çelik veya prinç olmasına bağlı değildir.

(iv) CIGRE çalışmasının kritik E/N değerini elde etmek için gerektirdiği bir nokta, çubuk-çubuk elektrodlar arasındaki gerilimin en azından bir dakika boyunca yavaş yavaş arttırılmasıydı. Test gerilimi kırılma seviyesinde saniyede yaklaşık % 0.2'lik bir oranla arttırıldı. Lowke, diğer araştırmacıların elde ettikleri sonuçlarda, titreşim gerilimlerinin uygulanması için en üst kırılma gerilimlerinin 20 Td'lik E/N değeri ile ortaya çıkan Vs'den önemli ölçüde büyük olduğunu belirtmiştir. Vs değerleri, uygulanan titreşimin titreşimboyu kısaltıldıkça yükselirler. Titreşimde maksimum gerilim verildikten sonra sık sık kıvılcım kırılması meydana gelir.

(v) CIGRE çalışmasında, kıvılcım kırılması için kritik E/N değerinin neme karşı çok duyarlı olduğu bulunmuştur. Araştırmacılar, doğrusallaştırıldığı zaman  $1 + 10.6r$  -ki burada r

hacimce nispi su buharı konsantrasyonudur- değerinde olan bir deneysel düzeltme sabiti önermişlerdir. Böylece su buharının % 1'i kırılma gerilimini % 10.6 oranında artırır. CIGRE çalışmasında, nemliliğin yüksek olduğu durumlarda Vs'de % 30 'a varan oranlarda artış olduğu gözlenmiştir. Havanın bir özelliği olan ve çubuk-çubuk boşlukları için kırılma gerilimini belirleyen kesin E/N değerlerine ulaşmamıza neden olan, uygulanan gerilimde zaman içinde meydana gelen yavaş artış üzerindeki dikkatli kontroller ve nemliliği azaltmaya yönelik kesin düzeltmelerdir.

Mevcut elektrikli kırılma teorileri bu CIGRE sonuçlarının özelliklerini açıklamamaktadır. Townsend kırılma teorisi kırılmayı katoddaki elektronların ikincil emisyon süreçleri anlamında açıklamaktadır. Bununla birlikte, CIGRE sonuçları, elektrod özelliklerine bağımlı değildir ve Townsend teorisinin geçerli olduğundan daha büyük boşluklar ve daha yüksek basınçlar için geçerlidir. Düzensiz şarj kırılması teorisinde, kırılma için kritik E/N değeri  $\exp(\alpha d) \sim 10^8$  ile tanımlanır. Bu terim;  $\alpha/N$  ve dolayısıyla E/N'nin Nd'nin bir işlevi olduğunu ifade etmektedir, ancak CIGRE sonuçları Nd'den bağımsız bir kritik E/N değeri ortaya çıkarmaktadır.

Daha yakın zamanda öne sürülen teorilerde düzensiz şarj yayılmaları analiz edilmiş ve düzensiz şarj ucundaki aktif bölgeye enerji-denge analizleri uygulanmıştır. Lowke bu çalışmada, Dawson ve Winn'in, bir düzensiz şarj ucunda yeterli şarj için düzensiz şarjın bir sıfır alana doğru kendi kendine yayılacağını ifade ettiğini ve Gallimberti'nin bir düzensiz şarjın yayılmasının yaklaşık 2 kV cm<sup>-1</sup>lik bir alan için sabit olması gerektiğini tahmin etmiş ve düzensiz şarjın sütun bölümünde ya da pasif bölümünde yüksek iletken olduğunu ve düşük bir elektrik alanına sahip olduğu varsaydığını belirtmiştir. Bununla birlikte, atmosferik basınçta 120 Td'den düşük E/N değerlerine karşılık gelen 30 kV cm<sup>-1</sup>den düşük değerdeki alanlar için elektron ilişkisi iyonlaşmadan çok daha fazladır ve elektronlar yaklaşık 3 mm'lik uzaklıkta iliştilmelidir.

Elektron yoğunluklarını sıfıra indiren ilişme sorununu açıklamak için, gaz ısıtma etkilerinin N'yi azalttığını ve böylece iyonlaşmanın ilişmeyi aşmasını sağlamak için sütundaki E/N değerinin arttırdığına bakılmalıdır. Yapılan hesaplamalar, yaklaşık 10 µm'lik çapı olan düzensiz şarjlar için gaz ısıtmanın etkilerinin, uç düzensiz şarj akımlarının 100 mA'dan büyük olduğu bilinirken önemli olduğu ifade edilmiştir. Bu çalışmadaki hesaplamalar için, yaklaşık

10  $\mu\text{m}$ 'lik çapı olan düzensiz şarj uçları için, akımlar 100 mA'dan çok küçüktür. Ölçümleri ön-kırılma boşalılarında interferometriden kaynaklanan ısı artışlarında yapılan mevcut ölçümler sadece yaklaşık 5 K'lık ısı artışları göstermektedir.

Bu çalışmada Lowke, Morrow'un çalışmasının son detaylı numerik hesaplamalarını izleyerek, kırılma gerilimlerinin elektrod ayrılmasına doğrusal oluşunun elektrodlar arasında tektip bir elektrik alanı yaratan boşluk-şarj etkileri aracılığıyla açıklanabileceğini öne sürmüştür. Bunların ötesinde, kıvılcım kırılma geriliminin belirlenmesinde, 25 cm'den büyük elektrod ayrımları için düzensiz şarj ucunun sütunundaki elektrik alanının düzensiz şarj ucu başındaki elektrik alanına etkin olduğu da öne sürülmektedir. Son kırılmada gaz ısıtımını önem kazanmadan önce düzensiz şarj ucunun akkor halde olduğu varsayılmaktadır. Sütundaki elektrik alanı,  $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$  gaz lazerlerinin çeşitli karışım oranları için geçerli E/N değerleri üzerinde yapılan önceki çalışmalarda bulunduğu gibi, iyonlaşma oranları ile ilişme oranları eşit olan E/N değeri ile belirlenmiştir.

Bu çalışmada düzensiz şarj uçlarının korona ve ön kırılma boşalımı aktivitelerinin takdir edilir yoğunlukta (% 1)  $a^1\Delta\text{g}$  molekülleri ürettiği öne sürülmüştür. Bu yarı kılımlı moleküller  $\text{O}_2$  iyonlarından ayrılır ve elektron birleşiminin etkisini azaltmada ve kıvılcım kırılması üretmek üzere elektron yoğunluklarını iyonlaşmayla arttırdığı kritik E/N değerinin belirlenmesinde etkin bir etkiye sahiptir. Yarı kılımlı maddelerin etkileri, düzensiz şarj ucundaki nitrojen metastabilleri üzerinde ilk analizler Lowke'nin ifadesine göre, Hartmann ve Gallimberti tarafından yapılmıştır.

Bu teoride gaz ısıtımının etkileri göz önüne alınmamıştır ve kırılmanın şimşekte olduğu gibi bir öncü mekanizma aracılığıyla gerçekleştiği 5 m'den büyük boşluklardaki kırılmalar için geçerli değildir.

Havadaki tektip olmayan elektrik alanları için bir elektrikli kırılma teorisi sunulmuş ve bu teori çubuk-çubuk elektrodlar arasında atmosferik basınçta gerçekleşen kırılmanın en yeni sonuçlarını açıklamada kullanılmıştır. Düzensiz şarj uçlarındaki boşluk-şarj etkisinin düzensiz şarj ucunda iyonlaşma oranları ile net elektron ilişme oranlarının eşit olduğu E/N değeri ile tanımlanan bir değerde elektrik alanını tektip yapma eğiliminde olduğu öne sürülmüştür. Bunların ötesinde, oksijenin  $a^1\Delta\text{g}$  yarı kılımlı moleküllerinin koronada ve kıvılcım kırılmasına yol açan düzensiz şarj ucu etkinitesi ile üretildiği ve bu yarı kılımlı

moleküllerin net ilişme katsayısını azaltmada etkin bir etkisi olduğu öne sürülmüştür. Kırılma elektrik alanı yarı kılımlı moleküllerin  $O_2$  iyonlarından ayrılma yeteneğinden dolayı azalır.

$E/N = 20$  Td değeri için  $\alpha/N = 10^{-22}$   $cm^2$ 'lik bir iyonlaşma olduğu varsayılırsa, aşağıda verilen çubuk-çubuk kırılmasında deneysel olarak gözlenen özellikler açıklanabilir:

(i) Kırılma gerilimleri elektrod ayırımıyla hemen hemen doğrusal olarak artar.

(ii) Kırılma alanı, düz paralel geometri için  $E/N = 120$  Td ile kıyaslandığında  $E/N \sim 20$  Td'lik bir değer için düz paralel elektrodlar arasındaki kırılma alanının yaklaşık 1/6'sı kadardır.

(iii) Kırılma gerilimleri nemliliğe karşı çok duyarlıdır; % 1'lik bir su buharı oranı kırılma geriliminde yaklaşık % 11'lik bir artışa yol açabilir.

(iv) Kırılma gerilimleri, yarı kılımlı moleküllerin oluşması için gereken zamanın az olmasından dolayı, titreşim gerilimleri için çok daha yüksek olacaktır. Ayrıca, yarı kılımlı molekülleri oluşturmak için gereken zaman bağlı olarak, bir titreşim geriliminin maksimum değeri için gereken süre geçtikten sonra da bir kırılma meydana gelebilir.

Yarı kılımlı tavlama ve ayrılma oran sabitleri ve taşıma katsayıları ile hesaplanabilen kırılma geriliminin saptanmasını sağlayan bir kırılma kriteri türetilmiştir. /10/

### **3.8. Kararlı Halindeki Townsend Boşalıklarında Konuma Bağımlı Elektron Kümelerinin Hareketi**

Konuma bağımlı küme parametreleri ve argon gazındaki elektronların enerji dağılımı  $F(\epsilon, x)$ , bir  $\epsilon$  enerjisi ve  $x$  uzay konumunda elektronların yönü ile hücreler arasında uygun bir ilişki olduğu varsayılan bir yayma yöntemi kullanılarak tahlil edilmektedir. Elde edilen sonuçlar küme parametrelerinde iyi ölçüde yavaşlatılmış dalgalanma yapıları ortaya çıkarmıştır; ki bu sonuçlar bir Monte Carlo yöntemi ile yapılan bir araştırmada da görülmüştür. Sıfır enerjili ilk elektronlar katoddan fırlatıldığında,  $E/N = 283$  Td'de  $F(\epsilon, x)$ , elektronların ortalama enerji, sapma hızı ve benzeri değerlerinin dengeye ulaştığı uzaklıklarda bile denge konumuna ulaşamamışlardır.

Zamana ve/veya konuma bağımlı elektron enerjisi dağılımı, yayma yöntemi ve entegral yöntemleri ile elde edilmektedir. Sommerer ve arkadaşları, düz paralel elektrodlar arasında bir akkor ışınımlı helyum boşalımında konuma bağımlı elektron küme parametrelerini hesaplamışlardır. Bu hesaplamalarda, Monte Carlo yöntemiyle yapılan bir araştırmada elde edilen sonuçlarda açıkça görülen yavaşlatılmış dalgalanma yapıları görülememiştir. Bu durum; bir  $x-v$  boşluğunda -ki  $x$  katoda olan uzaklığı ve  $v$  hızı gösterir- tanımlanan hücreye doğru ve bu hücreden dışarı hareket eden elektronların sayısının hesaplanmasındaki numerik difüzyona bağlıydı. Sugawara'ya göre, Segur ve arkadaşları, entegral yöntemini kullanarak iyi yapıları göstermeyi başardılar. Bununla birlikte, bu yöntemle çok çeşitli diferansiyel denklemlerinin çözülmesi gerekmektedir; ki bu denklemler bazen çözümlere ulaşma yönünde güçlük çıkartırlar.

Bu çalışmada, elektron hareketinin hesaplanmasında ortaya çıkan numerik difüzyonu, “sabit toplam enerji” fikrini öne sürerek azaltmaya çalışılacaktır. Bu durumda, zamana bağımlı ve konuma bağımlı elektron enerji dağılımları sırasıyla ve yaklaşma ve numerik difüzyon dahil olmak üzere hiç bir zorlukla karşılaşılmadan hesaplanabilir.

Sonuç olarak, argon gazında  $E/N = 283$  Td'de düz paralel elektrodlar arasındaki sabit elektron kümelerinde iyi yavaşlatılmış dalgalanma yapıları elde edilmiştir; ki bu sonuçlar MC yöntemi ile elde edilen sonuçlarla tutarlıdır. Küme parametrelerindeki gevşetme süreci ve elektronların enerji dağılımı tartışılacaktır.

Elektron küme parametrelerinin hesaplanmasında kullanılan geleneksel bir yayma yöntemi, numerik difüzyonu azaltmak amacıyla değiştirilmiştir. Bu yöntem kullanılarak, katoda yakın küme parametrelerindeki iyi yavaşlatılmış dalgalanma yapılarının, Monte Carlo simülasyonunun sonuçları ile tutarlı olduğu gösterilmiştir. Ayrıca, küme parametrelerinin dengeli elektron enerji dağılımı değerlerine, küme parametrelerinin kendi denge değerlerine ulaştıkları uzaklıklarda bile her zaman ulaşamadıkları da gösterilmiştir. /11/

### **3.9. Civa Buharındaki Elektron Hareketlerinin Monte Carlo Simülasyonu İle Gösterimi**

Civa buharındaki elektronların hareketleri,  $10 \leq E/N \leq 2000$  Td değerleri için, sıfır darbeli bir teknik uygulanarak Monte Carlo simülasyonu ile gösterilmiştir.  $0,05 \leq \epsilon \leq 50$  eV

değerleri arasındaki elektron enerjisi için momentum iletim kesitleri literatürden alınmış ve ölçülen ve hesaplanan Townsend ilk iyonizasyon katsayısı değerleri arasında uyum sağlamak için uyarılma kesitleri elektron enerjisinin bir işlevi olarak türetilmiştir.

Elektron küme parametreleri, yani sapma hızı, iyonizasyon katsayısı ve ortalama enerji hesaplanmış ve  $E/N$  değerlerinin yayınlandığı bir çok araştırma ile tutarlı sonuçlar elde edilmiştir.

Civa buharı potansiyel olarak çok etkili bir çözülme lazer ortamıdır ve uzayda itme etkisi için iyon basıncı, boşalım lambaları ve ark redrösörleri gibi özel uygulamalarda kullanılmaktadır. Townsend'in civa buharı için ilk iyonizasyon katsayıları,  $100 \leq E/N \leq 7000$  Td değerleri için ölçülmüştür. Bu çalışmayı yapan Liu ve Raju McCuthen, Nakamura ve Lucas'ın,  $0.7 \leq E/N \leq 14$  Td değerleri için sapma hızını ölçtüklerini ve bu nedenle bu son araştırmacıların elde ettikleri sonuçların daha doğru olduğunu belirtmişlerdir.

Alçak  $E/N$  değerlerine sahip civa buharında görülen enerji kaybı aslen elastik çarpmalara bağlıdır. Bu çalışmayı yapan Liu ve Raju Frost ve Phelps'in, Boltzmann denklemlerini çözerek ve hesapladıkları sapma hızı ve difüzyon katsayısı değerlerini deneylerle elde edilen sapma hızı ve difüzyon katsayısı değerleri ile karşılaştırarak çeşitli gazlardaki düşük enerjili elektronların çarpma kesitlerini değerlendirdiğini belirtmiştir. Bu teknik değerli bir teknik değildir, çünkü düşük enerjilerdeki kesitleri ölçmede kullanılan bir ışın deneyi, çarpma kesitleri için doğru veriler üretmeyebilir.  $E/N$  yükseldikçe, elastik olmayan çarpmalar önem kazanır. Küme parametreleri de yüksek  $E/N$  değerlerinde daha doğru ölçümlenebilirler ve ölçümlenen değerlerle kuramsal değerler arasında yapılacak bir karşılaştırma bazı inelastik kesitler üretebilir. Liu ve Raju, Nakamura ve Lucas'ın Boltzmann denklemini numerik olarak çözümlenerek küme parametrelerini hesapladığını belirtmiştir. Yine de bu analiz yalnızca düşük  $E/N$  değerleri ( $\leq 50$  Td) için geçerlidir, çünkü bu araştırmacılar Boltzmann denkleminin, elektron difüzyonunun ve iyonizasyonun EEDF üzerindeki etkisini gözardı eden ve dağılım fonksiyonunun konum ve zamandan bağımsız olduğunu varsayan bir sadeleştirilmiş versiyonunu kullanmışlardır. Liu ve Raju Rockwood'un,  $0.1 \leq E/N \leq 800$  Td değerleri arası için deneysel ve kuramsal sapma hızı değerlerini karşılaştırmak (elastik çarpma kesitleri için) ve deneysel ve kuramsal iyonizasyon katsayısı değerlerini kıyaslamak (uyarılma kesitleri için) suretiyle kendi içlerinde tutarlı

elastik ve elastik olmayan çarpma kesitleri türetmek için zamandan bağımsız Boltzmann denklemini çözdüğünü ve Sakai ve arkadaşlarının  $50 \leq E/N \leq 1412$  Td değerleri için Boltzmann denklemi analizini kullanarak yarı kılımlı (metastabl) civa atomlarının iyonizasyon üzerindeki etkisini dahil ettiğini belirtmiştir. Boltzmann analizinin kullanıldığı bu kuramsal çalışmalarda, sonuca yönelik yaklaşımlar mevcuttur; örneğin, EEDF için iki terimli bir genişleme (genleşme) sıklıkla kullanılmıştır. Boltzmann yönteminin geçerliliği, bu yöntemle elde edilen sonuçların Monte Carlo simülasyonu ile elde edilen sonuçlarla karşılaştırılması yoluyla test edilebilir. İkinci yaklaşımın (Monte Carlo simülasyonu) avantajı, elektronların yarı boyunca tüm kademelerdeki hareketinin izlenebilmesidir. Araştırmacının bilgisi bakımından, civa buharı için literatürde bu tür bir araştırma hiç yapılmamıştır. Kuramsal bir çalışmanın avantajı, deneysel tekniklerin yetersiz kaldığı E/N değerlerindeki kesitlerin ele alınabilmesidir.

Bu çalışmada; Monte Carlo simülasyonunu kullanılarak  $10 \leq E/N \leq 2000$  Td değerlerindeki elektron enerjisi dağılım fonksiyonu (EEDF) kuramsal olarak araştırıldı. Ortalama çarpma süresi yaklaşımı kullanılarak, elektronların büyük çoğunluğunun (1000-5000) dengeye ulaşmak için yetecek kutuplama zamanı içindeki hareketleri gözlenmiştir. CPU zamanından kazanmak ve sonuçların doğruluğunu arttırmak için sıfır çarpma tekniği kullanılmıştır. İlgili küme parametreleri hesaplanmış ve mevcut yayınlanmış verilerle karşılaştırılmıştır. Rapor edilen uyarılma kesitlerinin deneysel ve kuramsal  $\alpha/N$  değerleri arasında tutarlılık sağlayacak ölçüde iyi olduğu gözlenmiştir. Uyarılma kesitleri uygun biçimde düzenlenmiştir. Enerji dağılım fonksiyonu, sapma hızı, ortalama enerji, iyonizasyon katsayısı ve çarpma aralıkları (sıklığı) gibi pek çok yararlı özellik sunulmuştur.

1) Monte Carlo tekniği, civa buharının küme parametrelerinin çoğunun hesaplanmasında, Boltzmann denkleminin çözümünü bulmak için varsayım yapmaya gerek olmaksızın tatmin edici sonuçlar vermektedir.

2) Düşük E/N değerleri için tutarlı olan uyarılma kesitlerinin, yüksek E/N değerlerinde (100-2000 Td)  $\alpha/N$  oranında çok uygun sonuçlar verdiği gözlenmiştir.

3) Enerji dağılım fonksiyonu yalnızca elektron enerjisinin bir işlevi olmayıp, aynı zamanda zaman ve konumun da bir işlevidir. /12/

### 3.10. Kontak Elektriklenmesinde Gaz Kesilmesi

Çeşitli maddelerin (silikon, epoksid reçineler ve kömür) metal bir plaka ile tekrar tekrar kontak yapması sonucu elektriklenmesi araştırılmaktadır. Nitrojen gazında kontak yapan parçalar birbirinden ayrılması sırasında gaz kesilmesi gözlemlendi. Elektriklenme eğrileri, gaz boşalımına bağlı olarak, kontak sayısı ile dengeye ulaşmaktadır. Boşalım yoğunluklarını ve elektrik alanları hesaplanıp elde edilen değerleri kesilme sınırları ile ilişkilendirilmiştir. Gaz kesimini başlatmak için elektronların bir tünelde geçirilmesi yöntemini bir kullanılabilecek mekanizma olarak önerilmektedir. Dinamik kontak elektrikleme süreçleri ile birlikte gaz boşalımının tanımı yapılmaktadır.

Katı maddelerin kontak ile elektrilenmesi birçok çalışmaya konu olmuştur. Katı maddelerin yüzey boşalım yoğunlukları katılar ayrıldığı zaman gaz boşalımını başlatmaya yetecek kadar yüksek olabilir. Bir kıvılcım başlatıldığı zaman yüksek miktarda enerji serbest bırakılabilir. Örneğin, bazı bölümleri zıt kutuplarla yüklenen, 200 pF'lik bir kapasitansı olan ve 10 kV'lik voltajı olan bir sistem yaklaşık 10 mJ'lik bir şerrare çakabilir; ki bu şerrare yanabilir bir gaz karışımını ateşlemeye yeterlidir. Şerrareler, katı maddelerin birbirine komşu yüzeylerindeki fazla yüklenmiş toz veya sıvı parçalarında başlatılır.

Elektrostatik kullanımının ve özelde katıların ya da gazların yüklenmesinin iki yönü vardır: Hem yararlı hem de tehlikeli olmaları. Her iki yöntem de çeşitli endüstrilerde önemlidir ve bu konu üzerinde çok sayıda bilimsel araştırma yapılmıştır. Bu yöntemlerin yararlı yönü; korona şarjı, kumaş filtrelerinin yüklenmesi, elektrostatik olarak güçlendirilen siklon ayırıcılar, toz, kömür kurumunun toplanması, kumaşların filtrelenmesi, çevresel toz ayırımı, gaz temizleme, yağ (petrol) dumanının filtrelenmesi, aerosol parçacıklarının toplanması ve minerallerin ayrılması gibi birçok endüstriyel uygulamada çok kullanılmaktadır.

Bu yöntemlerin tehlikeli yönü ise endüstriyel süreçlerde ciddi sorunlara yol açabilir; örneğin, sürtünmeden kaynaklanan şerrareler imalat tesislerinde yangın tehlikesi, kumaş ve tekstil ürünlerinin şarjında yangın ve patlama tehlikesi, toz üretiminde özellikle depolama silolarında veya toz yangın söndürücülerde toz patlaması tehlikesine yol açabilir. Şarj sorunları, toluol ve diğer izolasyon sıvılarının borularla taşınmasında ve tankerlere yüklenmesinde ortaya çıkmaktadır. Elektrostatik boşalımın tehlikeli etkilerinin özellikle



### 3.11. Bir Gaz Boşalımının Katod Bölgesindeki Pozitif İyonların Dağılımı Üzerine

$H_2$  gazı boşalımında katod bölgesindeki  $H_2^+$  iyonlarının sabit dağılımının numerik bir gösterimi, “bağlayıcı-taslak” çözüm yöntemi kullanılarak yapılmaktadır. Mevcut bir deneyin sonuçları ile çok uyumlu hesaplamalar elde edilmiştir. Sabit kesitler durumunda, tesadüfi elektrik alanı profilleri ve bir iyonizasyon kaynağı için, Boltzmann kinetik denklemi kullanılarak katod bölgesindeki iyon dağılım fonksiyonu analitik olarak çözülmüştür. Ana gaz boşalımı bölgesinin katod bölgesindeki iyonların dağılım fonksiyonları için basit bir analitik yaklaşım önerilmiştir.

Son yirmi yılda, akkor ışınımlı gaz boşalımları üzerine çok sayıda araştırma yapılmıştır. Bu ilgi, hem alçak basınçlı boşalımlardaki dengesiz kinetikler sorunun çözümüne yönelik geliştirilen numerik yöntemlere, hem de bu tür boşaltma uygulamalarının geliştirilmesine bağlıdır.

Yapılan bu çalışmaların büyük çoğunluğu, zayıf iyonize edilmiş plazmalarda yerel bir dengenin mantıken kabul edildiği ve indirgenmiş elektrik alanı gibi yerel parametrelerin var olduğu varsayıldığı durumlarda ortaya çıkan fiziksel durumların modellendirilmesine adanmıştır. Literatürde, ana parametrelerin önemli gradyentlerinin oldukça dengesiz durumlara yol açtığı varsayıldığı sınırlı sayıda makale mevcuttur. Bu kesinlikle kabuk bölgesinde görülen durumdur. 1970’lerin sonlarında ve 1980’lerin başlarında, Monte Carlo yaklaşımları kullanılarak, bu bölgedeki elektronların anizotropik hareketlerinin incelendiği pek çok araştırma yapılmıştır. Elektronların ve iyonların kendi içinde tutarlı bir elektrik alanı yoluyla birleşmesi sorunu, yeni numerik yöntemlerin geliştirilmesi ile birlikte son yıllarda ele alınmaya başlanmıştır.

Katod kılıfı bölgesine yönelik bir model oluşturulması, elektronların katodda ikinci kez yayılmaları gibi durumlarda alçak basınçlı boşalımların işleme koşullarını belirlediği için çok önemlidir. Aynı zamanda, bu bölge üzerinde yapılan detaylı bir çalışma, tüm boşalıma yönelik bütüncül ve kendi içinde tutarlı bir model oluşturulmasını sağlayacak yolu açacaktır.

Bu çalışma sınırlıdır; katod bölgesindeki iyon dağılımı sorunu ele alınmıştır. Başlangıçtaki rezonans iyon-molekül şarj transferi süreci, bir pozitif iyonun ana molekül ile etkileşiminde temel süreçlerden biridir. Bu süreç, pozitif iyonların ana molekül içindeki

dengelesiz dağılımlarının özelliklerini ve karakteristiklerini belirlemektedir. Çalışmada, numerik hesaplamalarla karşılaştırılan bir analitik çözüm sunulmaktadır ve teorik sonuçlar, bir doğru-akım hidrojen akkor ışınımlı boşalımında elde edilen deneysel sonuçlarla karşılaştırılmaktadır.

Bu çalışmada, akkor ışınımlı bir boşalımında katod bölgesindeki iyon enerji dağılımı sorunu incelenmiştir. Belirli koşullar altında (iyon-molekül çarpışmalarındaki sabit kesitler) iyon enerjisi dağılımı için bir analitik çözüm elde edilebileceği ortaya konulmuştur.

Daha genel olan sorunu çözmeye yönelik numerik bir formül geliştirilmiştir. Bir akkor ışınımlı  $H_2$  boşalımının katod bölgesindeki  $H_2^+$  enerji dağılımının sonuçları bulunmuştur. Numerik sonuçlar mevcut deneysel verilerle uyumludur. Aynı zamanda, baskın çarpışma sürecindeki kesitin kendine has biçimi,  $H_2^+/H_2$  rezonant şarj değişimi, bu numerik sonuçlarla analitik sonuçları test etme imkanı vermektedir.

Bu çalışma, bölgesel olmayan elektron dengesi ve katod bölgesindeki elektrik alanlarındaki iyon enerji dağılımları için kendi içinde tutarlı bir model oluşturulmasına yönelik ilk adımı teşkil etmektedir. /14/

### 3.12. İyonizasyon Radyasyonu İle Üretilen Elektron Sayı Yoğunluğunun Ölçümünde Sapma Yöntemi

Kararsız yüksek basınç Thomson boşalımı koşullarında işleyen elektron sayı yoğunluğu ölçüm araçları tartışılmaktadır. Elektron sayı yoğunluğunu ve Ohm Kanunu kullanılarak gerçekleştirilen dış iyonizasyonların üretkenlik oranlarını değerlendirmek için gereken koşullar nicel olarak belirtilmiştir. Bunlara ek olarak, boşluk boşalımının uygulanan elektrostatik alan üzerindeki etkileri için bir algoritma türetilmiştir. Kuramsal hesaplar ve geçmişte elde edilen bazı deneysel sonuçlar bu algoritma ile elde edilen sonuçların yeterince iyi olduğunu göstermektedir. Bu yöntemin bazı avantajları ve bazı kullanım olasılıkları vurgulanmış ve tartışılmıştır. Bu çalışmada elde edilen ve/veya özetlenen sonuçları kullanarak, Ohm Kanunu kullanılarak elde edilen ve çığ iyonizasyonunun etkilerini yansıtan diğer sonuçların yorumlanması mümkündür.

CO<sub>2</sub> laser karışımlarındaki UV radyasyonunun ürettiği fotoelektron sayı yoğunluğu ilk kez Seguin ve arkadaşları tarafından mikrodalga girişim ölçme cihazı kullanılarak doğrudan ölçülmeye çalışılmıştır. Bu ölçümler, mikrodalga ışın boyutları ile sabitlenen karışımdaki ortalama fotoelektron sayı yoğunluğu değerini bulmayı sağlamıştır. Elektron sayı yoğunluğu, kullanımı nispeten daha kolay olan bir araç olan Faraday kabı kullanılarak da ölçülmüştür. Faraday kabı kullanılarak elde edilen sonuçlar yararlıdır, ancak bu sonuçlar yarı-nitel sonuçlardır. Gaz lazerlerindeki UV ön-iyonizasyonu üzerinde yapılan sonraki araştırmalar analog prensibine dayanmaktadır.

Gaz lazer karışımlarının ön-iyonlaşmasına yönelik çok farklı ve hatta ilginç yöntemler olduğu ve bu yöntemlerin yararları bilinmektedir. Babcock ve arkadaşlarının klasik araştırmasından bu yana, iyonlaşma odası yöntemi yaygın bir biçimde kullanılmış; tek elektrostatik yöntemi ön-iyonlaşma elektron sayı yoğunluğu hakkında güvenilir veriler ortaya çıkarmıştır. İotov, son bir kaç yılda Karnyushin ve arkadaşlarının, UV ön-iyonlaşma deneylerindeki plazmanın kollektör-sapma teşhisleri için bir yöntem geliştirdiklerini; ve bu yöntem ile gaz boşalım oluşumu hakkında yararlı veriler elde edildiğini ifade etmiştir.

Kollektör-sapma yönteminin aksine, Faraday kabı prensibine dayanan dedektörler akım-voltaj özelliklerinin doğrusal bölümünde çalışmaktadırlar. Genel anlamda, bu doğrusallık Ohm Kanunu kullanılarak yapılan elektron sayı yoğunluğu ölçümlerinin doğruluğunu garantileyecek yeterli bir koşul değildir. Üst yoğunluk ve hızın fiziki anlamının ne olduğu sorusu hala gündemdedir. Ohm Kanununun genel olarak yorumlanmasının geçerliliğine bir örnek, gazın çalışma gediğinde uygulanan elektrik alanının yeterince küçük bir miktarı ile zayıf hacim iyonlaşmasıdır. Ön-iyonizasyon kaynaklarının kararlı durumu ve yüksek verimleri Ohm Kanununun elektron sayı yoğunluğunu ölçmek için kullanımı için gerekli koşulların dikkatle ve kendi içinde tutarlı bir biçimde incelenmesini gerektirmektedir. Bu tür bir incelemenin yapılmamış olması, bu yöntemle elde edilen deneysel sonuçların yarı-nitel olarak ele alınmasının ve bunun ötesinde yanlış sonuçlar elde edilmesinin nedenidir.

Bu çalışmanın temel amacı; bu nitel kriterleri sergilemek ve bu kriterlerin Ohm Kanunu kullanılarak elektron sayı yoğunluğunun tam olarak değerlendirilmesini hangi koşullarda sağlayacaklarını göstermektir. Ayrıca, araştırmacının başlıca kuramsal ve deneysel sorunları teşhis etmeye ve bu sorunları gidermeye yönelik çabaları da ifade

edilecektir. Aynı bakış açısı ile, uygulanan elektrik alanı üzerindeki boşluk boşalım etkisi olgusu da vurgulanacaktır. Bu çalışmayı yapan İotov'un açıklamasına göre Barkalov ve arkadaşları tarafından yapılan çalışmada, bu tür ölçümlerin doğruluğunu belirlemek için bazı kriterler ortaya konmuştur. Bununla birlikte, bu çalışmadaki yaklaşım, nispeten dolaysızdır ve bazı önemli unsurlar gözardı edilmiştir. Fiziki durumu berraklaştırmak için yukarıda bahsedilen çalışmada ortaya konan yanlış yorumlar tartışılacaktır. Bu çalışmada elde edilen ve/veya özetlenen sonuçları kullanarak, Ohm Kanunu kullanılarak elde edilen ve çığ iyonizasyonunun etkilerini yansıtan diğer sonuçların yorumlanması mümkün olacaktır. Akım-gerilim karakteristiklerinin doğrusal bölümünde geçerli olan elektron sayı yoğunluğu ölçümü yöntemlerine sapma yöntemleri denilebilir. /15/

### **3.13. Gaz Boşalım Sistemlerinde Elektron-Elektron Geri Saçılımının Önemi: Basit Bir Kriter**

Numune bir gazda ( $SF_6$ ) EEDF için Boltzmann denklemi çözülerek elektron-elektron geri saçılma mekanizmasına dahil edilmiştir. İonizasyon derecesi çeşitlendirilmiş ve dağılım fonksiyonu gözle görülür şekilde etkilendiğinde ionizasyon derecesi not alınmıştır. Bu, kullanılan gazda ve diğer gaz sistemlerinde elektron-elektron geri saçılımının öneminin hızlı bir göstergesini bulmada kullanılacak basit bir sapma modeli kullanılarak açıklanmıştır.

Gaz lazerinin keşfi, gaz boşalmasını modellendiren pek çok makale yazılmasına yol açmıştır. Hem Boltzmann denkleminin çözümleri hem de Monte Carlo simülasyonları geliştirilmiştir. Bu hesaplamalar için gereken veriler genellikle farklı saçılma mekanizmaları için elektron molekülü kesitlerini gerektirirken, sonuçları yalnızca elektrik alanının molekül sayısı yoğunluğuna oranına ( $E/N$ ) dayanmaktadır ve elektron konsantrasyonundan bağımsızdır. Bununla birlikte, ionizasyon derecesine dayanan egzotik mekanizmalar da mevcuttur ve bu mekanizmalar elektron-iyon ve elektron-elektron (EE) saçılımını kapsamaktadır. Bazı sistemlerde EE saçılımı, bazı deneylerde göz ardı edilebileceği görülmesine rağmen, deneysel sonuçlar üzerinde önemli bir etkiye sahiptir. Bu çalışmanın amacı; EE mekanizmasının önem kazandığı durumlarda hesaplamalarda kullanılacak basit bir kriter geliştirmektir.

Bu çalışma dört bölüme ayrılmıştır. İkinci bölümde, bir model gaz için ( $SF_6$ ) Boltzmann denklemini çözülmüş ve EE saçılımını önemli bir mekanizma haline getirmeyi sağlayan iyonizasyon derecesi belirlenmiştir. Bu iyonizasyon seviyesi, normal bir deneysel denklemde elde edilebilecek değerden yaklaşık iki kademe yüksek olmasına rağmen,  $SF_6$  araştırılabilen bir gazdır ve bu nedenle geliştirilen basit sapma modeli için gerçekçi bir test aracı olarak hizmet etmektedir.

Çalışmalarda, EE saçılımı önem kazanmaya başladığında hesaplama yapmak için kullanılabilir basit kriteri geliştirmek amacıyla saçılma oranı değerleri kullanılmıştır. Bu,  $SF_6$ 'ya uygulanarak elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Böylece elektron-elektron saçılımı mekanizması gaz boşalım sistemlerinde önem kazanmaya başladığı zaman kullanılabilir basit bir kriter geliştirilmiştir. Bu kriter  $SF_6$  gazı boşalmasına uygulanmış ve Boltzmann denklemleri kullanılarak elde edilen sonuçlara benzer sonuçlara varılmıştır. Elektron-elektron saçılımının, E/N küçük ve tepki saçılımı kesiti  $Q_m$  (moleküllerin momentum transfer geçiş kesiti) büyük olduğu durumlarda, düşük iyonizasyon seviyelerinde bile boşalımın özellikleri üzerinde önemli bir etki yapabileceği düşünülebilir. /16/

### 3.14. He-CO, He-CO-O<sub>2</sub> Karışımlarında Akışkan Sıvı Nitrojen Soğutmalı Boşalımlarda İyonizasyon Süreci

He-CO, He-CO-O<sub>2</sub> karışımlarındaki boşalımın üzerine, hızlı gaz akışlı ve nitrojen soğutmalı yüksek güçlü CO lazerinin hareketi ile tipik deneysel parametreler kullanılarak çalışmalar yapılmıştır. Gaz sıcaklığı ve titreşim sıcaklığı, bunların radyal profilleri, CO gazının titreşim yoğunluğu ve E/N değerleri ölçülmüştür. Ayrıca, E/N değerleri, elektron denge denklemleri çözümlenerek hesaplanmıştır. Ölçümle ve hesaplamayla elde edilen veriler, He-CO karışımlarındaki etkin iyonizasyon sürecinin  $CO + e \rightarrow CO^+ + 2e$  reaksiyonu olduğunu göstermektedir. He-CO-O<sub>2</sub> karışımları için,  $CO(v > 14) + CO^*(I^1\Sigma) \rightarrow C_2O_2^+ + e$  reaksiyonunun temel iyonizasyon süreci olduğu öne sürülmektedir. Bu tür mekanizma, küçük bir O<sub>2</sub> ek karışımının He-CO plazma parametreleri üzerindeki gözle görülür etkiyi açıklamamızı sağlamaktadır.

Yapısı bilinen bir gaz karışımının kendiliğinden başlayan boşalım plazmalarında, indirgenmiş elektrik alanı gücü  $E/N$ , elektronik bileşenin durumunu belirleyen temel parametredir.  $E/N$ 'nin değeri, elektron konsantrasyonu denge denklemi ile bulunur. İşte bu nedenle, etkin iyonizasyon kanalları kuramsal plazma tanımını yapmak için bilinmek zorundadır. Saf CO gazındaki bir boşalım için,  $p \sim 0.1-1$  Torr basınçta elektron etkisiyle doğrudan CO iyonizasyonunun etkin bir iyonizasyon mekanizması olduğu gösterilmiştir. Bu çalışmayı yapan Grigoryant ve arkadaşları, Ionikh ve arkadaşlarının,  $p \sim 0.1-10$  basınçta % 1 CO içeren He-CO karışımları için benzer bir sonuca ulaştığını ifade etmiştir.

Bir CO elektrik boşalımlı lazerin performansının artması için gaz karışımına küçük miktarlarda oksijen eklenmesinin yararlı olduğu çok iyi bilinmektedir. Grigoryant'ın açıklamasına göre Bhaumic ve arkadaşları ve diğer araştırmacılar, He-CO karışımlarına yapılan bu tür eklemelerin boşalım boyunca elektrik alanını ya da gerilimi düşürdüğünü bulmuşlardır. Bu etkiyi açıklamak için He-CO-O<sub>2</sub> plazmalarındaki iyonizasyon oranının, O<sub>2</sub>'nin düşük iyonizasyon potansiyeline ya da iyonizasyon süreçlerinin yarı kılımlı (metastabl) O<sub>2</sub> hali aracılığıyla görünümüne bağlı olarak, He-CO plazmalarındaki iyonizasyon oranından yüksek olduğu öne sürülmektedir. Grigoryant'a göre, Morgan ve Fisher bu etkinin nedeninin etkin CO<sup>+</sup>'nın ve CO<sub>2</sub><sup>+</sup> iyonlarının yerine O<sub>2</sub><sup>+</sup> iyonlarının geçmesi olduğuna inanmaktadırlar; ki O<sub>2</sub><sup>+</sup> iyonları nispeten düşük bir tekrar birleşme oranına sahiptir. Bu araştırmacılar, ayrıca, süperelastik elektronların CO ile çarpışmalarının ve titreşimle uyarılmış moleküllerin gerekli olabileceğini de düşünmüşlerdir. O<sub>2</sub> eklenmesi CO(v) konsantrasyonunu artırır, ki bu artış enerjetik elektronların sayısında bir artışa ve iyonizasyon oranında yükselmeye yol açar.

Bugüne kadar soruna tanımlayıcı bir çözüm getirmek yönünde bir çalışma yapılmadığı görülebilir. Bunun ötesinde, yukarıda deyinen çalışmaların büyük bir bölümünde soğutmasız boşalımlarla ilgilenilmiştir ve bir CO lazerinin etkin bir biçimde çalışabilmesi için sıvı nitrojenle soğutmanın gerektiği bilinmektedir.

Bu çalışmanın amacı, hızlı gaz akımlı ve sıvı N<sub>2</sub> soğutmalı yüksek güçlü bir CO lazeri için gereken parametrelere sahip boşalım plazmalarındaki iyonizasyon mekanizmalarını araştırmaktır. Optimize edilmiş durumlarda lazer % 30 verimlilikte 850 W'lık bir çıkışa ve % 50 verimlilikte 350 W'lık bir çıkışa sahiptir. Aşağıda belirtilen nedenden ötürü, bu çalışmada,

nispeten daha düşük oranlarla ( $Q \leq 0.31 \text{ s}^{-1}$ ) ilgilenilmektedir. Bu durum ulaşılabilecek çıkışı % 30-40 verimlilikte  $\sim 200 \text{ W}$ 'la sınırlandırmıştır.

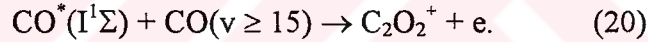
Lazerlemenin iyonizasyon mekanizmasını büyük ölçüde değiştirdiği bulunmuştur, ancak bu bir başka çalışmanın konusudur. Bu çalışmada yalnızca lazerin, rezonatör içinde mat bir ekranla engellendiği boşalımları ele alınmıştır. Ayrıca, lazerlemenin mümkün olmadığı He-CO boşalımlarına ait verileri de sunulmuştur.

CO lazerinin verimli çalışmasını sağlayacak koşullar altında sıvı  $\text{N}_2$  soğutmalı He-CO, He-CO- $\text{O}_2$  boşalımları üzerine deneysel ve kuramsal bir çalışma yapılmıştır. Çalışmanın bir sonucu olarak, boşalımda iyonizasyonun nasıl meydana geldiğini ve  $\text{O}_2$  ek karışımlarının boşalım boyunca gerilimin düşmesine niçin sebep olduğunu açıklayan bir model ortaya çıkarılmıştır.

1) He-CO boşalımıdaki etkin iyonizasyon süreçleri, CO'nun elektron etkili iyonizasyonudur.



2) Küçük miktarda oksijen eklendiği zaman (CO miktarına bağlı olarak % 1-2), CO molekülünün çok titreşimli bölümleri önemli ölçüde artar ve ek bir iyonizasyon süreci ortaya çıkar.



3) Yeni iyonizasyon sürecinin ortaya çıkması E/N değerinin artmasına yol açar. (3) süreci ve (13) reaksiyonu için görülen bu oran artışı sonucu etkin iyonizasyon mekanizması haline gelir.

4) E/N'de meydana gelen düşme, gaz basıncının artmasıyla (elektronlardan titreşimli seviyelere fraksiyonel enerji iletimi ile meydana gelen artış) birlikte, boşalım boyunca voltajın ve elektrik alanı şiddetinin düşmesine neden olur. /17/

### 3.15. Bir Helyum Gazı Boşalımının Kendi İçinde Tutarlı Modellenilmesi

İndirgenmiş elektrik alanı şiddeti E/N, uyarılmış uç konsantrasyonları ve mukabil elektrik enerjisi dağılım fonksiyonu, kendi içlerinde tutarlı bir biçimde, bir helyum gazının elektron yoğunluğuna bağımlı olarak hesaplanmıştır.

Sonuçlar; EEDF için Boltzmann denklemleri, uyarılmış atomik uçlar için denge denklemleri ve yüklenmiş parçalar için denge denklemleri eş zamanlı çözümlenerek elde edilmiştir.

Süperelastik darbelerin boşalım özellikleri üzerindeki etkileri test edilmiştir. Elde edilen sonuçlar, etkin iyonizasyon oranlarını ve elektron sisteminden helyum atomlarının farklı serbestlik seviyelerine güç transferi verilerini hesaplamak için kullanılmıştır.

Bu çalışmayı yapan Ledig ve Schröder helyum gazındaki alçak basınçlı mikrodalga boşalımları için, Ferreira ve arkadaşları, Boltzmann denklemini ve yüklenmiş parçalar için süreklilik denklemleri ile iletim denklemlerini eş zamanlı çözümlenerek kendiliğinden güçlenen bir boşalmanın elektrik alanı şiddetini hesapladığını ifade etmiştir. Araştırmacılar, geliştirdikleri modelin uyarılmış uçlara karşı aşırı duyarlı olduğunu bulmalarına rağmen, oran denge denklemlerini modele dahil etmemişlerdir. Ledig ve Schröder argon gazındaki alçak basınçlı mikrodalga boşalımları için Ferreira ve arkadaşlarının, diğer denklemlere ek olarak argonun uyarılmış uçları için denge denklemlerini de çözdüğünü belirtmiştir. Argon gazındaki radyo frekansı (RF) boşalımı için Boltzmann elektron denklemi, tarafından uyarılmış uç yoğunluğu için ortaya çıkarılan bir dizi oran denklemi ile eş zamanlı çözümlenmiştir. Ledig ve Schröder Gorse ve arkadaşlarının, Boltzmann elektron denklemini ve CO boşalımları ve He-CO karışımlarının boşalımları için moleküler denge denklemlerini tekrar eden bir süreçle eş zamanlı çözdüklerini ifade etmişlerdir.

Ledig ve Schröder Masek ve Ruzicka'nın bir helyum boşalımı için akım ve gerilimin özelliklerini, uyarılmış uçların dengesini ve yükleme iletkenlerinin dengesini göz önüne alarak hesapladığını belirtmiştir. Uyarılma oranları EEDF aracılığıyla hesaplandı. EEDF, Boltzmann denklemi çözümlenerek ve uyarılmış uçlarla elektron çarpışmaları göz ardı edilerek (soğuk gaz yaklaşımı) hesaplanmıştır.

Bu çalışmada, yukarıda belirtilen moleküler gaz hesaplarına benzer şekilde, uyarılmış atomların elektronlara çarpması yoluyla süperelastik kademe uyarımı darbelerinin ve kademe iyonizasyon süreçlerinin iletken dengesi üzerindeki etkileri kendi içinde tutarlı bir biçimde hesaplanacaktır. Bu süreçlerin EEDF üzerindeki etkileri göz önüne alınacaktır.

Böylece, helyum gazı boşalımı için, indirgenmiş elektrik alanı şiddeti  $E/N$ 'yi, uyarılmış atomik uçları ile mukabil EEDF'yi kendi içlerinde tutarlı bir biçimde hesaplanmıştır. Elde



edilen sonuçlar; uyarılmış üçleme seviyesi He( $2^3S$ )deki elektron etkili kademe iyonizasyon süreçlerinin ve uyarılmış helyum atomlarının iki kez çarpmaları ile sağlanan iyonizasyon süreçlerinin boşalımın negatif iç direnci için önemli olduklarını göstermektedir. Moleküler gaz boşalımlarının aksine, süperelastik çarpmalar, boşalım özellikleri üzerinde gözardı edilebilir bir etkiye sahiptir. Bu nedenle, elde edilen sonuçlar, uyarılmış helyum atomlarının EEDF üzerindeki etkisini gözardı edildiği olan sonuçlarla tutarlıdır. /18/

### 3.16. Bir Termodinamik Minimumu Olarak DC Gaz Boşalım Yapısı

Paschen minimumunun sağ tarafındaki boşalım yarığı içindeki akkor ışınımlı bir boşalımın oluşumu, normal ışınımla ilgili akımdaki bir artışla birlikte yarık potansiyelinin azalmasına yol açan bir kararsızlık gösterir. Bu makalede sunulan analiz, kararlı boşalımın belirli bir elektron çığı için uygulanan potansiyelin azaltılmasıyla sağlandığı gösterilmektedir. Bu hareketi açıklığa kavuşturmak için bir termodinamik yorum öne sürülmüştür. Sonuç olarak, radyal duvarlarla sınırlanmayan normal bir akkor ışınımlı boşalımın çok iyi bilinen bir özelliği için, yani akımı, akım yoğunluğunu arttırmaktan ziyade kesitini yükseltmekle artırma özelliğini izah eden bir açıklama bulunmuştur.

İki levha arasında bir DC elektrik boşalımı geliştirmek konusunun analizi üzerine bir çok çalışma yapılmıştır. Temel başlangıç mekanizması, uzun süre önce, sırasıyla elektron iyonizasyonu katsayısı ve ikincil yayım katsayısı olan  $\alpha$  ve  $\gamma$  katsayılarını kullanan Townsend tarafından öne sürülmüştür. Bu katsayılardan,  $Nd$  ürününün çeşitli değerleri (burada  $N$  gaz yoğunluğu ve  $d$  açıklık aralığıdır), paralel levhalar arasındaki gaz içinden iletiminin  $V_t$  başlangıç potansiyeli çıkartılır.  $V_t$  noktası, Paschen eğrisidir ve bunun minimumu, Paschen minimumudur.

Potansiyel, belli bir  $Nd$  değeri için Paschen minimumunun sağındaki  $V_t$  başlangıç noktasına ulaştığı zaman, boşalım akımı artar ve boşalım potansiyeli  $V_t$  başlangıç noktasında kalmayıp,  $V_g$  akkor ışınımlı boşalım potansiyeline doğru kayar. Bu geçiş üzerine de pek çok deneysel ve kuramsal çalışma yapılmıştır. Alan dağılımının katod düşüşü olarak adlandırılan bölgeye olan uzaklığın artması ile birlikte azaldığı ve daha sonra negatif akkor olarak adlandırılan nötrleştirilmiş plazma bölgesinde çok küçük bir biçimde kaldığı ortaya çıkarılmıştır. Bu alan dağılımı çeşitli araştırmacılar tarafından onaylanmıştır. Bu çalışmayı

yapan Moussou ve Marode, Llewellyn Jones ve Ward tarafından,  $V_g$  potansiyelinin değerinin fiziksel anlamını açıklamak için bazı yorumlar yaptığını açıklamıştır. Akkor yapısı bir optimum iyonizasyon durumu ile ilişkilidir.

Bu alışmada Moussou ve Marode, Llewellyn Jones ve Ward araştırmalarını bir adım daha ileri gütürölmesi gerektiğini ifade etmiştir. Fiziksel temel fikirlerini kullanarak kendi kendine gelişen boşalımın gelişimini nitel bir yolla inceleyecek ve akkor boşalımının bir termodinamik uç değer olarak görülebileceğini gösterilmeye çalışılacaktır. Bu tahliller varyasyonel analize dayanarak yeni boşalım modelleri oluşturulması için yeni bir yaklaşımın temeli olabilir.

Bu makalede, akkor boşalımının kararlılık noktası, genel olarak kabul edilen bir alan dağılımı temelinde açıklanmıştır. Bu alan yapısının çerçevesi içerisinde,  $\gamma$ 'nın alan değerinden bağımsız olduğu ve elektronik çığ boyutunun sabit ve  $(1/\gamma) + 1$ 'e eşit olduğu varsayılarak, yarık potansiyelinin minimum değeri hesaplanmıştır. Bu, akkor boşalımının koordinatları Paschen minimumuna yakın olan bir katod düşüşüne yol açtığı görüşünü onaylamaktadır.

Bu yapıyı boşalım içindeki entropi (dağılma) akımının azaltılması gerektiğini ifade eden bir termodinamik prensibi ile ilişkilendiren daha genel bir açıklama da öne sürülmüştür. Bu görüş, ek olarak, bağlanmamış paralel levha boşalımındaki akımın potansiyelde meydana gelen bir artışla değil, sabit potansiyelde bulunan bir kesiti tarafından yükseltildiği yönündeki deneysel gözlemi de açıklamayı sağlamaktadır.

Bu analiz, boşalım problemlerinin varyasyonel formülasyonunu kullanarak boşalım modeli oluşturma konusunda alternatif bir yöntem sağlayabilir. /19/

## 4. DENEL ÇALIŞMA

### 4.1. Amaç

Bu denel çalışmada, düzlemsel elektrot düzeneklerindeki şerrare mekanizması yardımıyla değişik frekanslarda şerrare gerilimleri ve şerrare elektrik alanlarının küre yarıçapı sabit ( $r = 10$  cm) olmak üzere; şerrare uzaklığına göre davranışları incelenmektedir. Küreler arasındaki mesafe küre yarıçapına göre çok küçük olduğundan deney düzeneği, düzlemsel elektrot düzeneği olarak kabul edilmiştir. Böylece düzlemsel elektrotlardaki şerrare olayları açıklanacaktır.

### 4.2. Deneyde Kullanılan Cihazlar

- 2 Adet 0,1 / 10 kV, 50 VA, 50 Hz, 1 Sınıfı ölçü transformatörü
- 1 Adet 0-220 V, 0.5 kVA, 50 Hz oto transformatör
- 5 Adet 8 k $\Omega$ /VAC avometre
- 3 M $\Omega$  luk koruma direnci
- 54 M $\Omega$  luk ön direnç
- 2 Adet uzaklığı ayarlanabilir düzlemsel elektrot
- 1 Adet civalı basınç ölçer
- 3 Adet 30 kHz, 40 kHz ve 77 kHz osilatör
- 1 Adet osiloskop, OS-9040D, 40 Mhz
- 1 Adet 40 W flüoresant lamba
- 1 Adet 40 W balast
- 1 Adet 40 W starter
- 1 Adet sentil

### 4.3. Deneyin Yapılışı

Deney, düzlemsel elektrotlar arasındaki uzaklığın tablolarda verilen uzaklıklara göre ayarlanması yardımıyla 50 Hz şebeke frekansında ve floresant lambaya 50 Hz, 30 kHz, 40 kHz ve 77 kHz frekanslarında elektrotlara gerilim uygulanarak yapılmıştır.

Düzlemsel elektrotlara gerilim veren transformatörün gerilim sahası, iki adet gerilim ölçü transformatörünün seri bağlanıp ters kullanılmasıyla genişletilmiştir. Yani ölçü transformatörlerinin sekonder uçlarına 0 V dan başlayarak oto transformatörüyle gerilim yükseltilmiştir. Primer uçlardan böylece yüksek gerilim elde edilmiştir. Düzlemsel elektrotlarda sentil yardımıyla ayarlanan uzaklıkta şerrare olduğu anda şerrare gerilimi değerleri seri bağlı voltmetreden okunmuştur.

Düzlemsel elektrotlar arasındaki uzaklığın artmasıyla şerrare gerilimi yükseldiğinden, ölçme sahasını genişletmek için iç dirençleri 8 kΩ/VAC olan dört adet voltmetre ve 54 MΩ'luk direnç seri bağlanmıştır. Ayrıca düzlemsel elektrot düzeneğinden akacak akımı sınırlamak içinde 3 MΩ'luk koruma direnci devreye seri bağlanmıştır.

Şekil 2'deki ACAR Şerrare Mekanizmasında düzlemsel elektrotlara uygulanan gerilim sonucu meydana gelen şerrare gerilimi aşağıdaki şekilde hesaplanır.

$I_s$  : Şerrare anında voltmetre yolundan akan akım (A)

$U_v$  : Voltmetreler üzerine düşen toplam gerilim (V)

$R_v$  : 1000 V kademesinde voltmetrelerin iç dirençleri toplamı (MΩ)

$R_\delta$  : Ön direnç (MΩ)

Şerrare anında voltmetre yolundan akacak akım;

$$I_s = \frac{U_v}{R_v} \quad (21)$$

şeklinde hesaplanır.

Şerrare anında meydana gelen akım voltmetre yolundan akacağı için, düzlemsel elektrotlara uygulanan gerilim;

$$U_s = (R_\delta + R_v)I_s$$

$$U_s = \frac{R_\delta + R_v}{R_v} \cdot U_v \quad (22)$$

şeklinde hesaplanır.

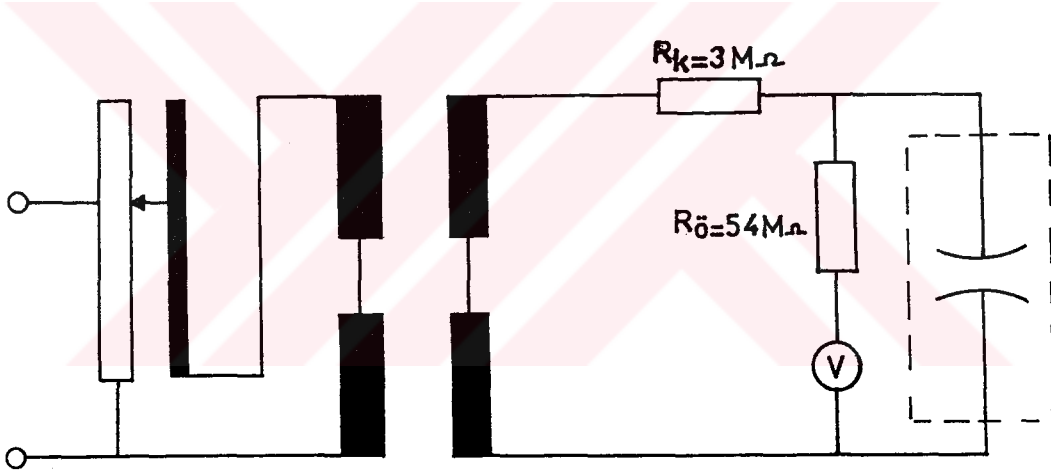
Bu denel çalışmada  $R_\delta$  ve  $R_v$  dirençlerinin değerleri bilindiğinden şerrare gerilimi;

$$U_{\text{ş}} = 2,6875 U_v \quad (23)$$

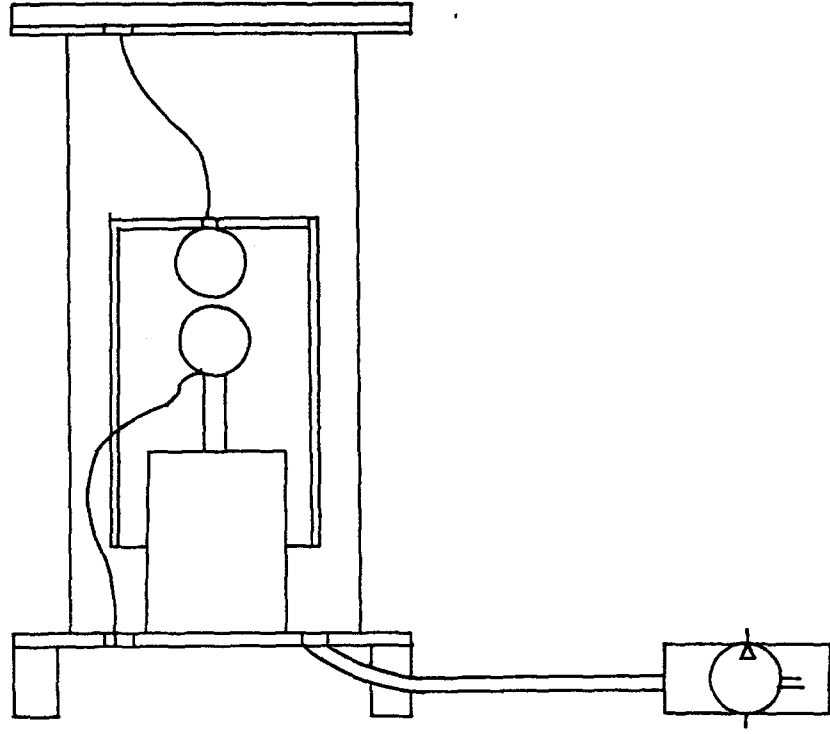
şeklinde hesaplanır.

Denel çalışmanın ana konusunu oluşturan ikinci bölümde ise tüp şeklinde iç yüzeyi ışık vermeyi sağlayan bir madde ile kaplanmış, alçak basınçlı, civa buharlı floresan lambaya starterli ve startersiz durumda 50 Hz, 30 kHz, 40 kHz ve 77 kHz frekanslarında gerilim uygulanmıştır. Floresan lamba içinde şerrarenin oluşmasıyla, yani osilasyon başlayınca osiloskop yardımıyla frekans okunmuştur. Osiloskobun gerilim ölçme sahası şerrare geriliminden küçük olduğundan şerrare geriliminin genliği yüksek frekansta ölçülememiştir.

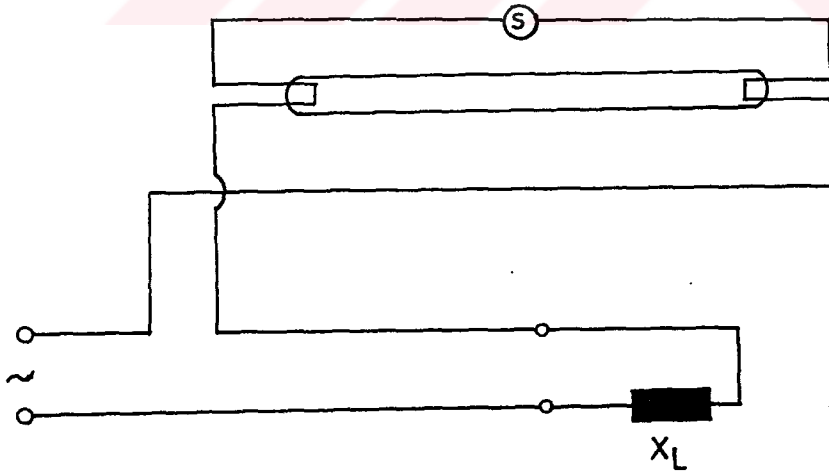
#### 4.3.1. Deney Düzeneği



Şekil 4.1 : Düzlemsel elektrot düzeneğinin elektriksel bağlantısı.

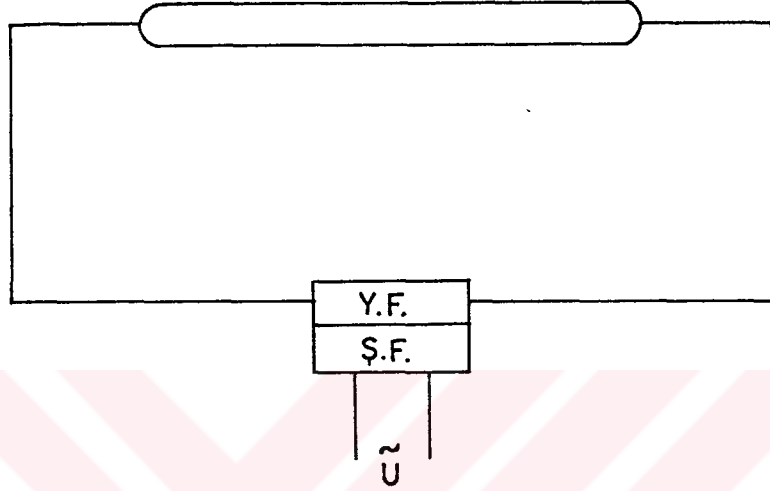


Şekil 4.2 : Düzlemsel elektrot düzeneği.



Şekil 4.3 : 50 Hz şebeke frekansında floresan lamba bağlantı şeması.

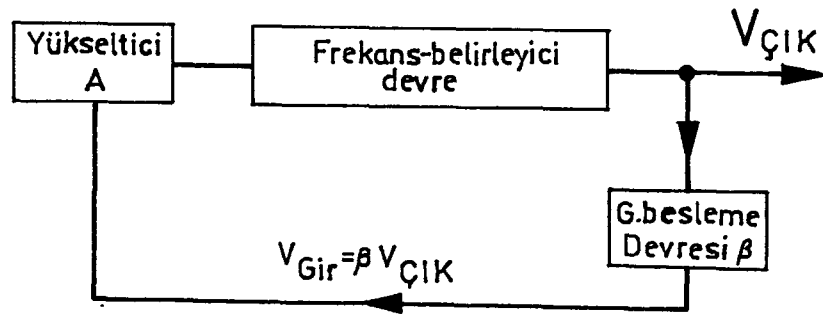
Şekil 4'teki devrede starterin görevi, uçlarına gerilim uygulandığında starter içindeki gazda deşarj başlar ve şerrare oluşur. Deşarj direncinin büyük olmasından dolayı elektrotlar kısa devre olur. Böylece floresan lambanın elektrotlarından akım geçer ve elektrotlar ısınır. Starter daha sonra açık devre olarak devreden çıkar. Bu devrede bir bobin olan balastın görevi ise ısınmış olan gazın tutuşmasını sağlamak ve akımı sınırlamaktır.



Ş.F. : Şebeke Frekansı

Y.F. : Yüksek Frekans

Şekil 4.4 : Yüksek frekansta çalışan floresan lambanın bağlantı şeması



Şekil 4.5 : Yüksek frekans üreten osilatör devresinin prensip şeması.

#### 4.3.2. Deney Protokolları

Düzlemsel elektrotlarda elektrotlar arası uzaklığa bağlı şerrare gerilimi ölçümleri, yüksek gerilim tehlikesine karşı iki kişi yardımıyla yapılmıştır. Şerrare gerilimi ölçüm değerleri not edilmiştir. Ölçümler 22-23-24-25 Ağustos 1996 tarihleri arasında yapılmıştır. Ölçümler sırasında deney ortamındaki oda sıcaklığı değerleri ve Denizli Meteoroloji Müdürlüğü'nden alınan atmosfer basıncı değerleri Tablo 1'dedir. Yüksek frekanstaki ölçümler 31.10.1996 tarihinde yapılmıştır. Ölçümler sırasındaki oda sıcaklığı 22 °C'dir.

Tarih	Oda Sıcaklığı (C°)	Atmosfer Basıncı	
		(Milibar)	(Torr)
22.08.1996	30 °C	963	722,25
23.08.1996	30 °C	960,3	720,225
24.08.1996	30 °C	963,8	722,85
25.08.1996	30 °C	964	723

**Tablo 4.1.1 :** Ölçümler sırasındaki deney şartları.

Tarih	Oda Sıcaklığı	Şerrare Frekansı			
		50 Hz	30 kHz	40 kHz	77 kHz
31.10.1996	22 °C	50 Hz	30 kHz	40 kHz	77 kHz

**Tablo 4.1.2 :** Yüksek frekansta yapılan ölçümler sırasındaki deney şartları.



## DENEY PROTOKOLU

Deney Adı : Düzlemsel Elektrotlarda Şerrare Gerilimi Ölçümü  
 Yer : Yüksek Gerilim Lab.  
 Tarih : 22.08.1996  
 Şartlar : 963 milibar, 30 °C

ÖLÇÜMLER			HESAPLAR			SONUÇLAR		
P (Torr)	d (cm)	$U_v$ (V)	$U_s$ (V)	P.d (Torr.cm)	$U_{\dot{s}}$ (V)	$U_{\dot{s}max}$ (V)	$E_{\dot{s}max}$ (V/m)	$E_{\dot{s}max/p}$ (V/Torr.cm)
722,25	0,025	88	137	18,056	225	318	12.720	17,61
722,25	0,05	420	643	36,11	1.063	1.504	30.080	41,65
722,25	0,075	750	1.150	54,17	1.900	2.687	35.826	49,6
722,25	0,1	1.060	1.640	72,22	2.700	3.818	38.180	52,86

**Tablo 4.1.3 : Düzlemsel elektrotlarda şerrare gerilimi ölçümü**

### DENEY PROTOKOLU

Deney Adı : Düzlemsel Elektrotlarda Şerrare Gerilimi Ölçümü  
 Yer : Yüksek Gerilim Lab.  
 Tarih : 23.08.1996  
 Şartlar : 960,3 milibar, 30 °C

ÖLÇÜMLER			HESAPLAR			SONUÇLAR		
P (Torr)	d (cm)	$U_v$ (V)	$U_0$ (V)	P.d (Torr.cm)	$U_ş$ (V)	$U_{şmax}$ (V)	$E_{şmax}$ (V/m)	$E_{şmax/p}$ (V/Torr.cm)
720,225	0,125	1.140	1.760	90,03	2.900	4.101	32.808	45.55
720,225	0,15	1.320	2.040	108,03	3.360	4.751	31.673	43,3
720,225	0,175	1.495	2.305	126,04	3.800	5.374	30.708	42,64
720,225	0,2	1.910	2.940	144,05	4.850	6.859	34.295	47.62

**Tablo 4.1.4 : Düzlemsel elektrotlarda şerrare gerilimi ölçümü**

## DENEY PROTOKOLU

Deney Adı : Düzlemsel Elektrotlarda Şerrare Gerilimi Ölçümü  
 Yer : Yüksek Gerilim Lab.  
 Tarih : 24.08.1996  
 Şartlar : 963,8 milibar, 30 °C

ÖLÇÜMLER			HESAPLAR			SONUÇLAR		
P (Torr)	d (cm)	$U_v$ (V)	$U_0$ (V)	P.d (Torr.cm)	$U_ş$ (V)	$U_{şmax}$ (V)	$E_{şmax}$ (V/m)	$E_{şmax/p}$ (V/Torr.cm)
722,85	0,225	2.040	3.140	162,65	5.180	7.325	32.555	45.04
722,85	0,25	2.400	3.703	180,07	6.103	8.631	34.524	47.76
722,85	0,275	2.535	3.915	198,8	6.450	9.121	33.167	45,89
722,85	0,3	2.900	4.475	216,8	7.375	10.430	34.766	48,11

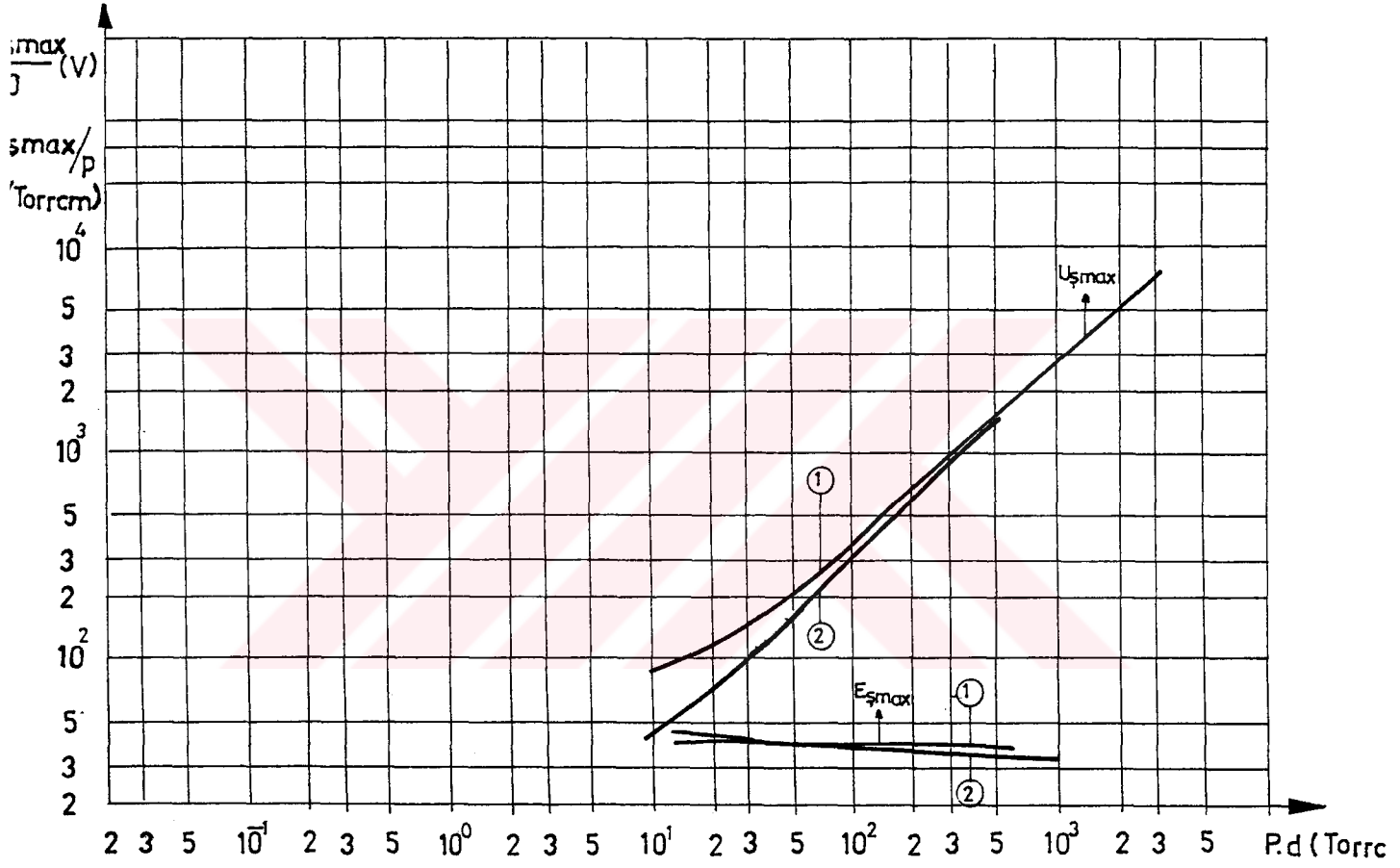
Tablo 4.1.5 : Düzlemsel elektrotlarda şerrare gerilimi ölçümü

### DENEY PROTOKOLU

Deney Adı : Düzlemsel Elektrotlarda Şerrare Gerilimi Ölçümü  
 Yer : Yüksek Gerilim Lab.  
 Tarih : 25.08.1996  
 Şartlar : 964 milibar, 30 °C

ÖLÇÜMLER			HESAPLAR			SONUÇLAR		
P (Torr)	d (cm)	$U_v$ (V)	$U_a$ (V)	P.d (Torr.cm)	$U_s$ (V)	$U_{smax}$ (V)	$E_{smax}$ (V/m)	$E_{smax/p}$ (V/Torr.cm)
723	0,325	2.995	4.625	235	7.620	10.776	33.157	45.86
723	0,35	2.910	5.024	253,05	7.934	11.220	32.057	44,34
723	0,375	3.315	5.119	271,12	8.434	11.998	31.995	44,25
723	0,4	3.520	5.430	289,2	8.950	12.657	31.642	43.76

**Tablo 4.1.6** : Düzlemsel elektrotlarda şerrare gerilimi ölçümü



1) ACAR Eğrisi

2) Deneysel Sonuçlarına Göre Elde Edilen Eğri.

Şekil 4.6 :  $U_{\text{max}}$  ve  $E_{\text{max}}$ 'in  $p \cdot d$ 'ye göre değişimi.

**KAYNAKLAR**

1. ÖZKAYA, M., Yüksek Gerilim Tekniği, İ.T.Ü. Kütüphanesi, Sayı: 1359, 1988.
2. ACAR, Ü., Küresel Elektrotlarda Şerrare Olayı, D.E.Ü. Mühendislik Mimarlık Fakültesi Yüksek Gerilim Laboratuvarı Raporları, 1985.
3. ACAR, Ü., Dissertation Zur Erlangung Des Grades Eines Doktor-Ingenieurs der Abteilung Für Elektrotechnik an der Ruhr-Universität, Untersuchung über das elektrische Durchschlagsverhalten von Luft bei Plattenanordnungen und über die Gültigkeit einiger bekannten Zündkriterien, Bochum 1975.
4. BESTMAN, A.R., "Analytical Solutions for Ozone Generation By Point-to-plane Corona Discharge", J. Physic D: Applied Physics, No: 25, 1992, s.195-197.
5. SUZUKI, M., ve diğerleri., "Momentum Transfer Cross Section of Xenon Deduced From Electron Drift Velocity Data", J. Physic D: Applied Physics, No: 25, 1992, s.50-56
6. NEMIROVSKII, A.Z. ve PUCHKAREV, V.F., "Arc Voltage as a Function of Cathode Thermophysical Properties", J. Physic D: Applied Physics, No: 25, 1992, s.798-802
7. DATE, H. ve diğerleri., "Transport Coefficients Defined by Arrival-Time Spektra of Electron Swarms in Methane Gas", J. Physic D: Applied Physics, No: 25, 1992, s.42-49
8. KRYLOV, Victor V., "On the Theory of Surface Acoustic Wave Generation by Electric Spark Discharges", J. Physic D: Applied Physics, No: 25, 1992, s.155-161
9. VRHOVAC, S.B. ve diğerleri., "Electron Energy Distribution Functions in Weakly Ionized Argon", J. Physic D: Applied Physics, No: 25, 1992, s.217-225

10. LOWKE, J.J., "Theory of Electrical Breakdown in Air - The Role of Metastable Oxygen Molecules", J. Physic D: Applied Physics, No: 25, 1992, s.202-210
11. SUGAWARA, H. ve diğerleri., "Position-Dependent Electron Swarm Behaviour in Steady-State Townsend Discharges", J. Physic D: Applied Physics, No: 25, 1992, s.1483-1487
12. LIU, Jianfen ve RAJU, G. R. Govinda., "Monte Carlo Simulation of Electron Motion in Mercury Vapour", J. Physic D: Applied Physics, No: 25, 1992, s.167-172
13. KWETKUS, Bernhard A. ve diğerleri., "Gas Breakdown in Contact Electrification", J. Physic D: Applied Physics, No: 25, 1992, s.139-146
14. KONOVALOV, V. P. ve diğerleri., "On the Distribution of Positive Ions in the Cathode Region of a Gas Discharge", J. Physic D: Applied Physics, No: 25, 1992, s.1073-1079
15. IOTOV, Iohan N., "Drift Method of Measuring Electron Number Density Produced by Ionizing Radiation", J. Physic D: Applied Physics, No: 25, 1992, s.945-952
16. MILSOM, P. K., "The Importance of Electron-Electron Scattering in Gas Discharge Systems: a Simple Criterion", J. Physic D: Applied Physics, No: 25, 1992, s.1086-1090
17. GRIGOR'YAN, G.M. ve diğerleri., "Ionization Processes in Flowing Liquid Nitrogen Cooled Discharges in He-CO, He-CO-O<sub>2</sub> Mixtures", J. Physic D: Applied Physics, No: 25, 1992, s.1064-1072
18. LEDIG, Torsten ve SCHRODER, Bernd., "Self-Consistent Modelling of a Helium Gas Discharge", J. Physic D: Applied Physics, No: 25, 1992, s.1080-1085

19. MOUSSOU, P. ve MARODE, E., "The DC Gas Discharge Structure as a Thermodynamic Minimum", J. Physic D: Applied Physics, No: 25, 1992, s.1205-1209





## ÖZGEÇMİŞ

1967 yılında Denizli'nin Babadağ ilçesinde doğdu. Lise öğrenimini Sarayköy Lisesi'nde tamamladı. 1984 yılında Yıldız Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Elektrik Mühendisliği Bölümü'nü kazandı. Bu bölümden 1989 yılında mezun oldu.

1988-1989 yılları arasında Enka-Kutlutaş ortak girişimi olan Eltes A.Ş.'de proje ve şantiye kısımlarında çalıştı. Askerlik hizmetiin 1990-1992 yılları arasında yaptı. 1989-1994 yılları arasında Sümerbank Denizli Pamuklu Sanayi İşletmesi'nde Enerji Mühendisi ve Üretim Mühendisi olarak çalıştı. 1994 yılından beri Pamukkale Üniversitesi Denizli Meslek Yüksek Okulu'nda Öğretim Görevlisi olarak çalışmaya başladı. İngilizce bilen BÜYÜKTUNA evli ve bir çocuk sahibidir.

Aralık -1996, DENİZLİ