



**YARIİLETKEN GAZ BOŞALMA SİSTEMİNDE PLAZMA
SÜREÇLERİNİN MODELLENMESİ VE UYGULANMASI**

Evrin TANRIVERDİ

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANA BİLİM DALI**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

MART 2021

ETİK BEYAN

Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Tez Yazım Kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- Tez içinde sunduğum verileri, bilgileri ve dokümanları akademik ve etik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- Tüm bilgi, belge, değerlendirme ve sonuçları bilimsel etik ve ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- Tez çalışmada yararlandığım eserlerin tümüne uygun atıfta bulunarak kaynak gösterdiğimi,
- Kullanılan verilerde herhangi bir değişiklik yapmadığımı,
- Bu tezde sunduğum çalışmanın özgün olduğunu,

bildirir, aksi bir durumda aleyhime doğabilecek tüm hak kayıplarını kabullendiğimi beyan ederim.

Evrin TANRIVERDİ
11/03/2021

YARIİLETKEN GAZ BOŞALMA SİSTEMİNDE PLAZMA SÜREÇLERİNİN MODELLENMESİ VE UYGULANMASI

(Doktora Tezi)

Evrin TANRIVERDİ

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Mart 2021

ÖZET

Çalışmamızda kızılötesi görüntü çevirici sistemlerinin DC argon plazma sistemleri kullanılarak farklı değerlerdeki değişimlerin incelenmesi gerçekleştirilmiştir. DC Argon plazma sistemlerinde farklı yarıiletken malzemeler katot olarak kullanılmış, SnO₂ kaplı cam plaka ise anot olarak tanımlanmıştır. Farklı basınç (p) ve elektrotlarası mesafe (d) için hem teorik olarak hem deneysel olarak araştırmalar yapılmıştır. Plazma oluşumu için sistemimizde Argon ve hava gazı kullanılmıştır. Teorik hesaplamalarda özellikle düşük basınç değerlerinde plazma parametreleri kullanılarak farklı p ve d değerine göre çok değişkenli değerler gözlenirken atmosferik basınç seviyesinde veya yakın bir değerinde p ve d değerlerine bağlı olarak anlamlı bir değişiklik olmadığı gözlemlendi. Teorik olarak elektron sıcaklığı, ortalama elektron enerjisi, mobilite, elektriksel potansiyel, yüzeysel yük yoğunluğu, termal hız, uzaysal yük yoğunluğu, elektron yoğunluğu ve Townsend katsayıları hesaplanmıştır, deneysel olarak ise akım voltaj karakteristiklerinin farklı yarıiletken katot, p, d ve yarıiletken katot çapları için ölçümler yapılmıştır. İkincil emisyon katsayı değerleri teorik olarak ölçülerek farklı parametrelere bağlı olarak plazma sisteminin paschen eğrisi belirlenmiştir. Buradan elde edilen sonuçlarla plazma sisteminin çalışma gerilimi belirlenerek en verimli akım-voltaj karakteristiğinin nasıl olması gerektiği belirlenmiştir. Deneysel çalışmalarda uygulanan voltaj 200 - 2000V arasındadır; teorik çalışmalarımızda ise COMSOL Multiphysics programının AC-DC modülü ve Plazma modülü kullanılarak çalışmalar tamamlanmıştır.

Bilim Kodu : 20219

Anahtar Kelimeler : DC argon plazma, ikincil elektron emisyon katsayısı, COMSOL, Paschen eğrisi

Sayfa Adedi : 139

Danışman : Prof. Dr. Hatice Hilal KURT

MODELING AND APPLICATION OF PLASMA PROCESSES
IN SEMICONDUCTOR GAS DISCHARGE SYSTEM

(Ph. D. Thesis)

Evrim TANRIVERDİ

GAZİ UNIVERSITY

GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

March 2021

ABSTRACT

In this study, we have investigated the changes in the infrared values by using DC argon plasma and air systems. In DC Argon plasma systems, different semiconductor materials are used as cathode and SnO₂ coated glass plate is defined as an anode. Both theoretically and experimentally researches have been made for different pressures (p) and electrode distance (d). In theoretical calculations, Argon gas was used in our system for plasma formation. Multivariate values were observed for different p and d values by using plasma parameters, especially at low-pressure values, but no significant change was observed at atmospheric pressure level or close for theoretical calculations depending on the p and d values. Theoretically, electron temperature, average electron energy, mobility, electrical potential, surface charge density, thermal velocity, spatial charge density, electron density and Townsend coefficients were calculated. By measuring the secondary emission coefficient values, the Paschen curves of the plasma system are determined based on the different parameters. The results obtained here determined the operating voltage of the plasma system and how the most efficient current-voltage characteristic should be. The voltage applied in experimental studies is between 200 V – 2000 V and our theoretical studies have been completed by using AC-DC module and Plasma module of COMSOL Multiphysics program.

Science Code : 20219

Key Words : DC argon plasma, secondary electron emission coefficient, COMSOL, Paschen curve

Page Number : 139

Supervisor : Prof. Dr. Hatice Hilal KURT

TEŞEKKÜR

Tezimin tüm aşamalarına hem teorik hem de deneysel olarak büyük bir katkı sunan, bilgi birikimini ve tecrübesini her daim benimle paylaşarak çalışmamın tamamlanmasında emeği geçen Prof. Dr. Hatice Hilal KURT hocama şükranlarımı sunarım. Tezimin ilerleyişindeki yardımlarından dolayı Prof. Dr. Erol KURT hocama da müteşekkirim.

Ayrıca tez sürecimde gösterdiği insanüstü çaba ve fedakârlıkla manevi olarak her zaman yanımda olan sevgili eşim Dr. Seda UYANIK TANRIVERDİ'ye teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	iv
ABSTRACT	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	ix
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	x
SİMGELER ve KISALTMALAR	xv
1. GİRİŞ	1
2. TEORİK ARAŞTIRMA.....	33
2.1. Comsol	33
2.1.1. Geometri kısmı.....	33
2.1.2. Plazma kısmı	34
2.1.3. Mesh örgü kısmı.....	34
2.1.4 Analiz kısmı	35
2.1.5. Sonuçlar	35
2.1.6. Raporlama	35
2.2. Comsol Programı Kullanılarak Elde Edilen Teorik Simülasyon Sonuçları.....	35
3. KIZILÖTESİ BİR DÖNÜŞTÜRÜCÜ SİSTEMİNDE GAAS VE GAP YARIİLETKEN KATOTLARIN ÖZELLİKLERİ	63
3.1. Giriş.....	63
3.2. Deneysel Çalışmalar.....	65
4. BİR PLAZMA – YARIİLETKEN SİSTEMİNDE ZnS ve ZnSe YARIİLETKENLERİNİN ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİ.....	79
4.1. Giriş.....	79
4.2. Sonuçlar ve Tartışma.....	82
4.3. Deneysel Sonuçlar.....	93

Sayfa

4.4. Sonuç.....	97
5. ARGON DOLU BİR GAP'LI SİSTEMDE KIRILMA VOLTAJININ TEORİK VE DENEYSEL KEŞFİ.....	99
5.1. Giriş.....	99
5.2. Teori	100
5.3. Deneysel Prosedürler	102
5.4. Sonuçlar ve Tartışmalar	103
5.4.1. Teorik sonuçlar.....	103
5.4.2. Deneysel sonuçlar	111
5.5. Sonuçlar.....	112
6. CDS MALZEMESİNİN IR UYARIMI ALTINDA MİKROPLAZMA HÜCRESİNDEKİ OPTİK VE ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİ	113
6.1. Deneysel Sistem	114
6.2. Deneysel Sonuçlar.....	114
6.3. Sonuçlar ve Tartışmalar	115
7. SONUÇLAR ve TARTIŞMA	125
KAYNAKLAR	129
ÖZGEÇMİŞ	137

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 1. Dc boşalmasının seçilen aydınlanma zonlarına göre renkleri.....	11

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 1.1. Yarıiletken Gaz Boşalmasının yapısının şematik tanımı	1
Şekil 1.2. a) Voltaj kaynağını gösteren bir devre diyagramı, direnç değerlerinin akış kontrolünü sağlayan devre ve DC boşalımı. b) Gaz boşalma bölgelerini gösteren akım – voltaj karakteristiği (karanlık alan, glow boşalma ve ark boşalması).....	2
Şekil 1.3. DC boşalması için uygulanan voltajın yük boşalma akımı	6
Şekil 1.4. Anot ve Katot arasında oluşan DC Glow Boşalma Şeması	8
Şekil 1.5. Pozitif bölgeyle nitrogen bir DC glow boşalmasının yapısı	10
Şekil 1.6. Kırılma voltaj gerilimi a) Düşük gerilimli boşalma boşluğunda bir katotta elektron oluşumu. b) İyonlar ve daha fazla elektronlarla yaratılan nötral moleküllerin iyonize olmasıyla anoda doğru hareketin gerçekleşmesi. c) Elektronlar görüldüğünde nispeten hareketsiz iyonlar geride kalır. anotta emilir, elektrik alanını arttırır ve daha fazla iyonlaşmanın oluşması	12
Şekil 1.7. DC glow boşalmasında farklı pozitif bölge örnekleri.....	14
Şekil 1.8. Kırılma voltaj (V_b) gerilimlerinin pL azalan elektrotlar arası farkta birkaç genel gazın çizelge 1'deki verilere bağlı olarak $\gamma_{see} = 0.1$ olacak şekilde kullanılması	21
Şekil 1.9. Farklı gazlar için Paschen eğrileri.	30
Şekil 2.1. 160 Torr Basınç ve $d = 50 \mu m$ için elektron yoğunluğu desenleri: a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP	36
Şekil 2.2. 160 Torr basınç ve $d = 50 \mu m$ için elektron akım yoğunluğu desenleri a) GaAs b)ZnSe c) CdS d) GaP e) InP	37
Şekil 2.2. (devam) 160 Torr basınç ve $d = 50 \mu m$ için elektron akım yoğunluğu desenleri a) GaAs b)ZnSe c) CdS d) GaP e) InP	38
Şekil 2.3. 160 Torr basınç ve $d = 50 \mu m$ için uzaysal yük yoğunluğu desenleri a) GaAs b)ZnSe c) CdS d) GaP e) InP	39
Şekil 2.4. 220 Torr basınç ve $d = 50 \mu m$ için elektron yoğunluğu desenleri a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP	40

Şekil	Sayfa
Şekil 2.5. 220 Torr basınç ve $d = 50 \mu\text{m}$ için elektron akım yoğunluğu desenleri a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP	42
Şekil 2.6. 220 Torr basınç ve $d = 50 \mu\text{m}$ için uzaysal yük yoğunluğu desenleri a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP	43
Şekil 2.7. 300 Torr basınç ve $d = 50 \mu\text{m}$ için elektron yoğunluğu desenleri a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP	45
Şekil 2.8. 300 Torr basınç ve $d = 50 \mu\text{m}$ için elektron akım yoğunluğu desenleri a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP	46
Şekil 2.9. 300 Torr basınç ve $d = 50 \mu\text{m}$ için uzaysal yük yoğunluğu desenleri a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP	48
Şekil 2.10. 100 Torr basınç ve $d = 100 \mu\text{m}$ için elektron yoğunluğu desenleri a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP	49
Şekil 2.11. 100 Torr basınç ve $d = 100 \mu\text{m}$ için elektron akım yoğunluğu desenleri a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP	51
Şekil 2.12. 100 Torr basınç ve $d = 100 \mu\text{m}$ için uzaysal yük yoğunluğu desenleri a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP	52
Şekil 2.13. 160 Torr basınç ve $d = 100 \mu\text{m}$ için elektron yoğunluğu desenleri a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP	53
Şekil 2.14. 160 Torr basınç ve $d = 100 \mu\text{m}$ için elektron akım yoğunluğu desenleri a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP	55
Şekil 2.15. 160 Torr basınç ve $d = 100 \mu\text{m}$ için uzaysal yük yoğunluğu desenleri a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP	56
Şekil 2.16. 220 Torr basınç ve $d = 100 \mu\text{m}$ için elektron yoğunluğu desenleri a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP	58
Şekil 2.17. 220 Torr basınç ve $d = 100 \mu\text{m}$ için elektron akım yoğunluğu desenleri a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP	59
Şekil 2.18. 220 Torr basınç ve $d = 100 \mu\text{m}$ için uzaysal yük yoğunluğu desenleri a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP	61
Şekil 3.1. Kızılötesi bir görüntü çeviricinin gaz boşalma hücresi	66
Şekil 3.2. Farklı aydınlatma şiddetlerinin akım voltaj karakteristikleri (AVK)	68

Şekil	Sayfa
Şekil 3.3. 13 kPa’da farklı aydınlatma şiddetleri için AVK ve YIK eğrileri a) GaAs ve GaP için AVK değerleri b) GaAs ve GaP için YIK eğrileri	70
Şekil 3.4. Farklı d ve D değerleri için 8kPa’daki AVK değerleri a) GaP için b) GaAs için.....	71
Şekil 3.5. 50 µm elektrotlararası mesafe için farklı aydınlatma şiddetleri altındaki AVK değerleri a) GaP b) GaAs.....	73
Şekil 3.6. 10 kPa ve 50µm elektrotlararası mesafe için a) GaP için AVK’leri b) GaP için YIK’leri c) GaAs için AVK’leri d) GaAs için YIK’leri	74
Şekil 3.7. Ortalama Elektron Enerji Dağılımı a) GaAs için b) GaP için	75
Şekil 3.8. Belirli basınç altında 300 µm ve 500 µm için yüzey yük yoğunluğu grafikleri a) GaAs için b) GaP için.....	75
Şekil 3.9. IR görüntü çeviricilerince elektron termal hız değerleri a) GaAs b) GaP	77
Şekil 4.1. Simülasyon Hücresi a) Hücrenin kesişim bölgesi b) Argon dolu plazma hücresi	79
Şekil 4.2. p=98.8 kPa d=500 µm 1000V’daki elektriksel potansiyel a) ZnSe b) ZnS..	80
Şekil 4.3. ZnSe ve ZnS için bir plazma- yarıiletken hücresindeki uzaysal elektron yoğunluğu.....	82
Şekil 4.4. Argon plazmasındaki elektron mobilitesi a) ZnSe elektrot b) ZnS elektrot.....	84
Şekil 4.5. Aynı plazma parametre değerleri için uzaysal yük yoğunluğu a) ZnSe b) ZnS	85
Şekil 4.6. Farklı elektrotlararası mesafe ve uygulanan voltaja göre yüzeysel yük yoğunluğu a) ZnSe b) ZnS	86
Şekil 4.7. D=15mm ve farklı d değerleri için aynı katot çapındaki elektron yoğunluğunun eğrileri a) ZnSe b) ZnS.....	87
Şekil 4.8. Farklı elektrotlararası d mesafe için ZnSe ve ZnS elektrotlu gaz boşalmahücresinde elektronların termal hızları a) ZnSe b) ZnS.....	88
Şekil 4.9. Oda sıcaklığında Argon plazma sistemindeki Paschen eğrileri a) ZnSe katot b) ZnS Katot	89

Şekil	Sayfa
Şekil 4.10. Farklı d ve uygulanan voltaja göre ikincil elektron emisyon dağılımları a) ZnS için b) ZnSe için	91
Şekil 4.11. Ortalama elektron enerjisinin eğrileri a) ZnSe b) ZnS	92
Şekil 4.12. a) Yarıiletken plazma hücresinin IR görüntü çeviricisi için olan sistemi b) ZnSe ve ZnS elektrotlarının gaz plazma sistemi	95
Şekil 4.13. Karanlık ve güçlü aydınlatma altında plazma yarıiletken hücresinin AVK değerleri	96
Şekil 4.14. Yarıiletken – plazma hücresinde farklı basınçlar altında akım voltaj karakteristik fonksiyonları a) ZnSe b) ZnS.....	97
Şekil 5.1. a) Mesh yapısı b) Elektrotların hücredeki görünümü	103
Şekil 5.2. GaP yarıiletken katotta gaz boşalma aygıtı	104
Şekil 5.3. Uzaysal yük yoğunluğu	104
Şekil 5.4. Farklı elektrotlarası geçiş ve potansiyelin farklı değerleri için elektron termal hız – basınç eğrisi.....	105
Şekil 5.5. Elektron yoğunluğu – gaz basıncı a) Genel bölüm b) Daha düşük bölüm.....	106
Şekil 5.6. Elektrotlarası geçiş ve uygulanan voltaj için ikincil elektron emisyonu – gaz basıncı eğrisi	107
Şekil 5.7. $D=15\text{mm}$ 'de elektrotlararası farklı geçiş d için teorik paschen eğrisi.....	107
Şekil 5.8. T_d için γ katsayısı ($1\text{ Td} = 10^{-21}\text{ V m}^2$)	108
Şekil 5.9. $\alpha/N - E/N$ eğrisi ($1\text{ Td} = 10^{-21}\text{ V m}^2$)	108
Şekil 5.10. $D=15\text{mm}$ 'de farklı elektrotlararası geçişler için deneysel Paschen Eğrisi	109
Şekil 5.11. Farklı voltaj uygulamaları için akım-voltaj karakteristiği a) 2 kPa ve b) 101 kPa	110
Şekil 6.1. Mikroboşalma hücresi	114
Şekil 6.2. CdS için FTIR spektrumu.....	116

Şekil	Sayfa
Şekil 6.3. a) Düşük magnifikasyonda CdS'in SEM görüntüsü. b)Yüksek magnifikasyonda CdS'in SEM görüntüsü.	118
Şekil 6.4. a) $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ tarama yüzeyinde CdS'in yüzey pürüzlülüğünün AFM görüntüsü b) AFM görüntüsünün 3 boyutlu gösterimi.....	119
Şekil 6.5. Zayıf aydınlanma şiddeti L1 ve karanlık durumundaki akımın kaotik ve bifurkasyon davranışı	119
Şekil 6.6. a) 18,53 kPa için karanlık, L ₁ (zayıf infrared aydınlanma şiddeti) ve L ₃ (kuvvetli infrared aydınlatma şiddeti) için akım-voltaj eğrisi. b) 23,19 kPa için karanlık, L1 (zayıf infrared aydınlanma şiddeti) ve L3 (kuvvetli infrared aydınlatma şiddeti) için akım-voltaj eğrisi. c) 38,66kPa için karanlık, L1 (zayıf infrared aydınlanma şiddeti) ve L3 (kuvvetli infrared aydınlatma şiddeti) için akım-voltaj eğrisi. d) Filamentli CdS yüzeyinin görüntüsü.	120
Şekil 6.7. 450V'da p =15.99 kPa için ortalama elektron enerjisi. D CdS elektrodun çapını, elektrotlar arası mesafeyi gösterir.....	122
Şekil 6.8.a) 6.66 kPa'daki elektron yoğunluğu b) 15.99 kPa'daki elektron yoğunluğu.....	122

SİMGELER ve KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış bazı simgeler ve kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler

Açıklamalar

v_{mi}	İyon momentum geçiş frekansı
ϑ_{iz}	Elektron etkisi iyonlaşma hızı
γ_{see}	İkincil elektron emisyon katsayısı
ε	İyonlaşma potansiyeli
$\varepsilon_{ex, I}$	Uyarma enerjisi
ε_{iz}	İyonlaşma enerjisi

Kısaltmalar

Açıklamalar

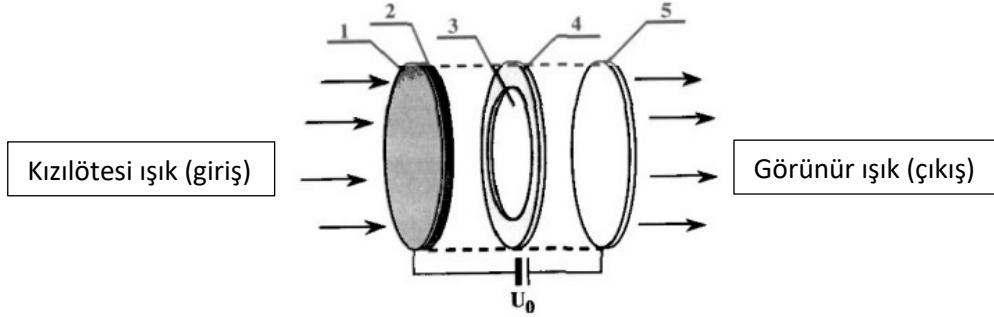
AC	Alternatif akım
D_a	Ambipolar difüzyon katsayısı
DC	Doğru akım
D_i	İyon difüzyon katsayısı
I_d	Yük boşalma akımı
I_e	Elektron akımı
I_i	İyon akımı
In	İndiyum
$k_{ex, I}$	Uyarma katsayısı
k_{iz}	Elektron bombardımanı iyonizasyon oran katsayısı
KÖ	Kızılötesi
M_i	İyon kütlesi
Pa	Paskal
R	Direnç
Si	Silikon
T_e	Elektron sıcaklığı
V_s	Voltaj kaynağı çıkışı
Zn	Çinko

1. GİRİŞ

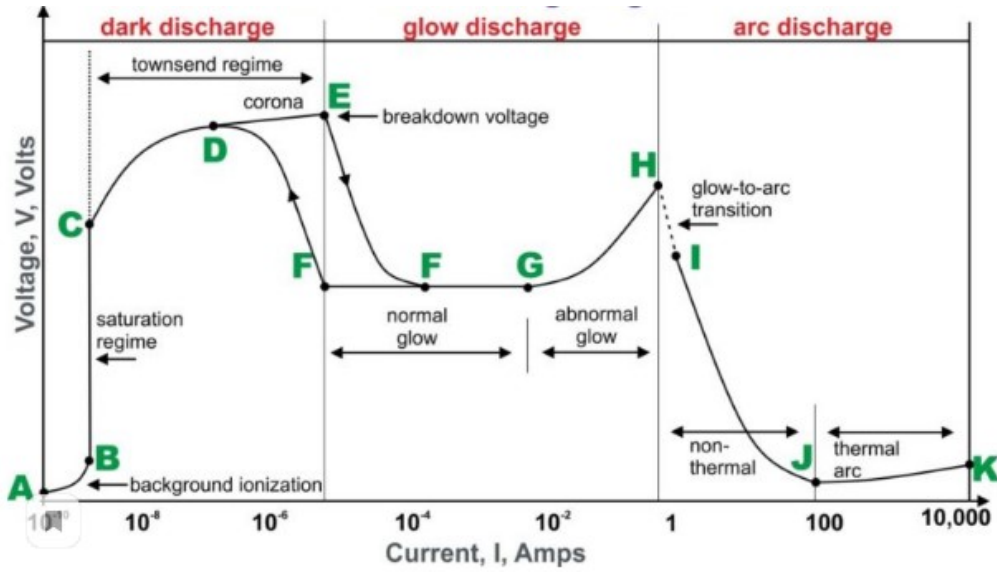
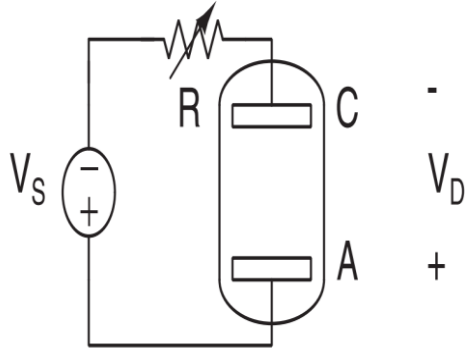
Araştırmamızın amacı yarıiletken katot kullanarak gaz boşalma hücresinin hem teorik olarak hem de deneysel olarak inceleyerek kızılötesi görüntü (KÖ) çevirici geliştirmek olacaktır. Optik ile ilgili araştırmalarda görüntü çeviriciler büyük bir öneme sahiptir. Özellikle yüksek hızlı görüntülemeye dayalı olarak hem akademik hem de sanayiye yönelik araştırmalar devam etmektedir. Görüntü hızının fazla olması farklı görüntülenecek materyaller ortaya çıkaracaktır.

Yarıiletken gaz boşalma hücresinin yapısı yüksek hızlı bir streak kamera kullanılarak ölçülmüştür (Abroyan, Eremeev ve Petrov, 1967). Yarıiletken gaz boşalma sistemimizin kaba görüntüsü sistemimiz içerisinde görülmüştür.

Kasymov ve Paritskii tarafından DC argon plazmasında kızılötesi yeni bir görüntü çevirici önerilmiştir. Bu sistemde yüksek dielektrik özelliği olarak kullanılan ışığa duyarlı bir yarıiletken katotun olduğu sistemde gaz boşalma bölgelerinde akım yoğunluğunun olduğu gözlenmiştir. Bu DC Argon sisteminde serbest yük yoğunluğunun düşük olmasından dolayı da akım miktarı düşük olur. Townsend rejimi de 10^{-6} A gibi çok düşük akımlarda oluşur.



Şekil 1.1. Yarıiletken Gaz Boşalmasının yapısının şematik tanımı 1) Kızılötesi şeffaf boron kontak 2) Si(Zn) veya Si (In) fotoiletken elektrot 3) gaz yük boşalması 4) dielektrik yapı 5) şeffaf cam ince tabaka



Şekil 1.2. a) Voltaj kaynağını gösteren bir devre diyagramı, direnç değerlerinin akış kontrolünü sağlayan devre ve DC boşalımı. b) Gaz boşalma bölgelerini gösteren akım – voltaj karakteristiği (karanlık alan, glow boşalma ve ark boşalması)

Karanlık bölge

Akım voltaj karakteristiğindeki A ve E arasındaki bölge karanlık boşalma olarak adlandırılır; çünkü korona boşalması ve kırılmanın kendisi hariç boşalma gözle görülemez.

A-B; sürecin *zemin* iyonizasyon safhasında uygulanan elektrik alan, background radyasyonun oluşturduğu iyonizasyon sonucu oluşan elektron ve iyonları sürükler. Kozmik ışınlar, radyoaktif mineraller ve diğer kaynakların background radyasyonu, havada atmosfer basıncında sabit ve ölçülebilir düzeyde iyonizasyon meydana getirir. Uygulanan elektrik alanda iyonlar ve elektronlar zayıf bir akım oluşturarak elektrotlara doğru hareket ederler.

B-C; eğer elektrotlar arasındaki voltaj yeterince arttırılırsa, sonuçta tüm elektron ve iyonlar sürüklenirler ve akım doyuma ulaşır. Doyum bölgesinde voltaj artarken akım sabit kalır. Akım ışımaya lineer olarak bağlıdır.

C-E; düşük basınçlı boşalma tüpü boyunca uygulanan voltaj C noktasının ötesine arttırılırsa, akım exponansiyel olarak artacaktır. Elektrik alan şimdi yeterince yüksektir böylece gaz içindeki mevcut elektronlar nötr bir atomu iyonlaştırmak için anota ulaşmadan önce yeterince enerji kazanırlar. Elektrik alan daha da kuvvetli olursa, ikincil bir elektronda elektron ve iyon üretiminde bir çığa yol açarak nötr bir atomu iyonlaştırabilir. Akımın eksponansiyel olarak arttığı bu bölgeye *Townsend boşalması* denir.

D-E; yüksek elektrik alan bölgelerinde, Townsend karanlık boşalmalarında meydana gelen *korona boşalmaları*, sivri noktaların, keskin kenarların ve tellerin yakınlarında elektrik kırılmadan önce meydana gelir. Eğer koronal akımlar çok yüksekse, korona boşalmaları teknik olarak gözle görülebilir “*glow boşalmaları*” olabilir. Düşük akımlar için, karanlık boşalmalarla uygun olarak tüm korona karanlıktır.

E elektriksel kırılma iyon ya da foton çarpması sonucu katottan yayınlanan ikincil elektronlar dolayısıyla, Townsend modunda meydana gelir. U_K kırılma voltajında, akım 10^4 | 10^8 lik bir çarpanla artabilir ve genellikle sadece plakalar arasına bağlanan güç kaynağının iç direnci ile sınırlandırılır. Eğer güç kaynağının iç direnci çok yüksekse, boşalma tüpü gazın kırılması için yeterli akımı süremez ve gaz korona modunda kalır. Eğer güç kaynağının iç direnci oldukça küçükse, gaz U_K voltajında kırılmaya uğrayacaktır ve normal glow moduna girecektir. Belirli bir gaz ve elektrot malzemesi için kırılma voltajı Paschen kanunu olarak ifade edilen pL çarpımına bağlıdır.

Glow boşalması

F-G; E’ den F’ ye süresiz geçişten sonra, gaz *normal glow moduna* girer ki bu modda voltaj akımdan hemen hemen bağımsızdır. Bu modda elektrodun akım yoğunluğu toplam akımdan bağımsızdır. Bu şu anlama gelir; düşük akımlarda plazma katot yüzeyinin çok küçük bir kısmı ile kontak halindedir. Eğer akım F den G ye artarsa, plazma G noktasında tüm katot

yüzeyini kaplayıncaya kadar, plazma tarafından kaplanan katot kesri artar. *G-H; normal-üstü glow* modunda katot akım yoğunluğunu doğal değerinin üzerine çıkarmak ve istenen akımı sağlamak için voltaj, toplam akım arttıkça önemli ölçüde artar.

G noktasından başlayıp sola hareket edilirse, akım-voltaj karakteristiğinde bir histeris biçimi gözlenir. Boşalma, oldukça düşük akımlarda kendini korur (devam eder) ve F noktasındakinden daha büyük akım yoğunluklarında Townsend bölgesine doğru gerisin geriye geçiş yapar.

Ark boşalması

H - K; H noktasında elektrotlar o kadar sıcaktır ki katot, termiyonik olarak elektron salar. Eğer DC güç kaynağı yeterince düşük iç dirence sahipse, boşalma glow-ark geçine uğrar. H - I; I dan K ya kadar olan bölge ark boşalmasıdır ki boşalma voltajı burada akım arttıkça azalır ve bu süreç J noktasında büyük akımlara ulaşıncaya kadar devam eder. Bu noktadan sonra voltaj, akımla birlikte yavaş yavaş artar.

DC gaz boşalması basit ve çok kolay tekrarlanabilen bir plazma kaynağıdır. Genellikle uzun silindirik bardağa benzeyen içerisi bir gaz ile doldurulmuş bir tarafı anot ve bir tarafı katot olacak şekilde configure edilmiş bir yapıdadır. İki elektrot arasında gaz doldurularak DC bir voltaj uygulanmasıyla plazma yaratılır. DC boşalmasıyla ilgili çalışmalarda 200 yıldır devam eden bir yoğun araştırma bulunmaktadır. Zayıf iyonize bir plazmadan sağlanan DC boşalmasının hem farklı uygulamalarına hem de plazmanın özelliklerine tarihsel olarak baktığımızda DC boşalması özellikle de DC glow boşalması çok önemlidir. Gazın olduğu bir ortamda elektrik akımının akışı gaz boşalmasını ifade eder. Bunun gerçekleştiği durumda, gaz atomlarının ve moleküllerinin bazıları iyonlaşmış olurlar. Ayrıca bu akımı sürdürülebilmek için elektrik alanının olması gerekir. Boşalmanın uzunluğu boyunca bir güç sağlanarak akım oluşur. DC boşalmasında, hem iyonlarla hem de elektronlarla oluşan akım katottan yayılarak plazma hacmi boyunca yaratılır. Bu nedenle, elektrot yüzeyleriyle yüklü parçacıkların etkileşimi de dikkate alınmasıyla kapsamlı bir DC boşalma akımının tanımından bahsedebiliriz.

Elektrik ve manyetik alan altındaki sistemlerde elektronlar ve iyonların yüklenmesiyle oluşan sıcaklık değeri nötr parçacıklara göre olan sıcaklık değerlerinden daha yüksek olur.

Enerji dağılımında bu tür sıcaklıklar için ortalama bir enerjiye bağlı bir ölçüdür diyebiliriz. Genel olarak plazma türlerinin farklı sıcaklık ortalamalarına sahip olmasından dolayı farklı parçacık türlerinde de termal denge olmaz. Bundan dolayı elektronlar, ağır parçacıklardan (iyonlar, atomlar ve moleküller) daha yüksek sıcaklıktadır. Başka birdeyişle T_e (elektron sıcaklığı) $\gg T_i$ (iyon sıcaklığı) , T_g (nötral gaz sıcaklığı) dır.

Türler arasında termal denklik ve plazma türlerinin sıcaklığının etkisi gaz basıncındaki en önemli parametrelerden biridir. Düşük basınç altında sadece bir kaç çarpışma ve verimsiz türler arasında enerji transferi oluşur. Yüksek basınçta türlerin birbirine yakın sıcaklıklarında plazma oluştuğu gözlenmiştir. Ortalama serbest yol bir parçacığın diğer parçacıklarla yaptığı çarpışmalar boyunca aldığı ortalama mesafedir ve gaz basıncıyla çarpışmalardaki etkin kesitin (tesir kesidinin) fonksiyonudur.

Bu çalışmamızın temel hedefi DC boşalma özellikleri ve buna bağlı görüntü çevirici sistemlerinin teorik ve deneysel olarak incelenmesinin yapılabilmesidir. DC boşalmasının birçok uygulaması bulunmaktadır. Akım – voltaj bağıntısını geliştirirerek akımdaki artışın gözlenmesi DC boşalmasını tanımlayan etmenlerdendir.

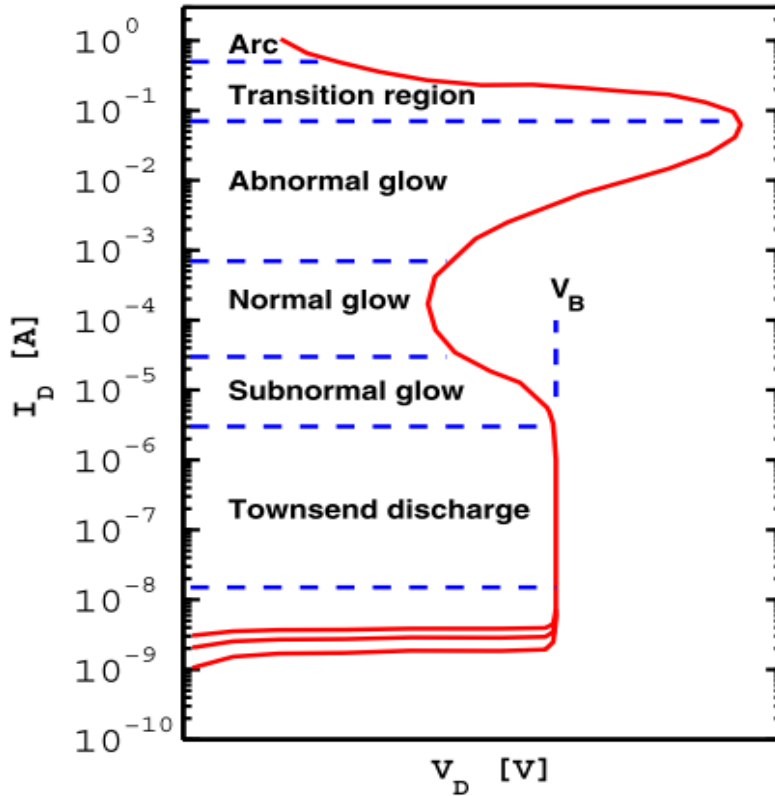
DC boşalması

Cam bir kaba iki paralel elektrot yerleştirilir, V_D (voltaj) uygulanır, L (mesafe) ile ayrılır. p basıncında gaz ile dolum yapıldıktan sonra elektrotlararası bir boşluk olur. İki elektrot arasındaki boşalma tipi a) çalışma gazının basıncı üzerine b) çalışma gazı üzerine c) uygulanan voltaja d) boşalmanın geometrisine bağlıdır. DC boşalma akımı ve uygulanan voltaj arasındaki bağıntının tartışılması farklı makelelerde incelenmiştir. (Druyvesteyn ve Peninng, 1940; Francis, 1956; Ingold, 1978) ve bunun dışında ders kitapları olarak Howatson, 1976; Raizer, 1991; Roth, 1995) yayınlamıştır. DC boşalmasının tarihçesine gittiğimiz zaman ilk araştırmalar (Brown, 1978) tarafından yapılarak plazma fiziğinin açıklaması belirtilmiştir. Boşalma akımı ve voltaj arasındaki bağıntı düşük basınç altında Şekil 1’de gösterilmektedir. Boşalma sırasında seri bir dirençle bağlanılır, Şekil 2’deki diyagramın gösterdiği devreyle beraber akımın kontrolü gösterilmektedir. Boşalma voltajı aşağıdaki gibidir:

$$V_D = V_s - I_D * R \quad (1.1)$$

(V_s voltaj kaynağının çıkışındaki voltaj, I_D yük boşalma akımı, R direnç).

Voltaj ilk uygulandığı zaman akım çok düşüktür, bu akım farklı statistgele olan kaynaklardan katkılanarak oluşuyor örneğin kozmik ışınlar gibi. Başlangıçta akım artışı ne kadar olursa olsun voltaj sabit kalmaktadır. Elektronların bombardımanı (ikincil elektronlar gibi) veya gaz atomlarıyla çarpışmasıyla yüklü parçacıklardan sonunda yüksek bir enerjinin oluşması, gerilimin artmasına neden olur. Yüklü parçacıkların miktarı daha fazla olduğunda akım artar, ancak bu durum güç kaynağının çıkış empedansı ile sınırlıdır ve sabit kalır. Bu bölgeye genel olarak Townsend boşalma bölgesi adı verilir. Bu bölgede genel olarak çok küçük akım ve homojen bir elektrik alan dağılımı mevcuttur. Townsend boşalması elektron yoğunluğu düşük olduğu için ışıma gözlenmez ve bundan ötürü uyarılmış atomların yoğunluğu görünür ışıktan yayılanlarından bile daha küçüktür. Ayrıca kendi kendine iyonlaşma sağlamadığından kendi kendine sürekli bir gaz boşalması oluşmaz. Gazın kendisinde veya negatif bir elektrottan elektron üretmek için bir miktar dış yardım gerektirir. Akım küçük ve elektron yoğunluğu çok düşük olduğundan, gaz boşalması sırasında içeriye etki edecek elektrik alanda sistemin karakteristik boyu L olarak tanımlanır. Deby uzunluğu sistemin karakteristik L uzunluğu ile karşılaştırılacak kadar büyüktür.



Şekil 1.3. DC boşalması için uygulanan voltajın yük boşalma akımı

Gerilim daha da artarsa, akım artar ve nihayetinde bu bir iyonlaşma zincirine yol açar. Mevcut gerilimin birkaç iyonlaşmayla beraber keskin bir şekilde artışı gözlemlenir. Akım arttıkça elektrik alan yapısında deformasyon oluşarak elektrotların önünde elektronlar ve iyonlar birikir.

Artan akıma bağlı olarak artan elektron yoğunluğuyla birlikte uzay yük yoğunluğu deformasyonu meydana gelir ve deby uzunluğu azalır ve yüksek elektrik alan kuvvetine sahip bir tabaka katotun yakınında oluşur. Bu breakdown noktası olarak adlandırılan ve subnormal glow bölgesine geçişi tanımlayan bir noktadır. Bu nokta gazın cinsine, basıncına ve elektrotlar arası mesafeye bağlıdır.

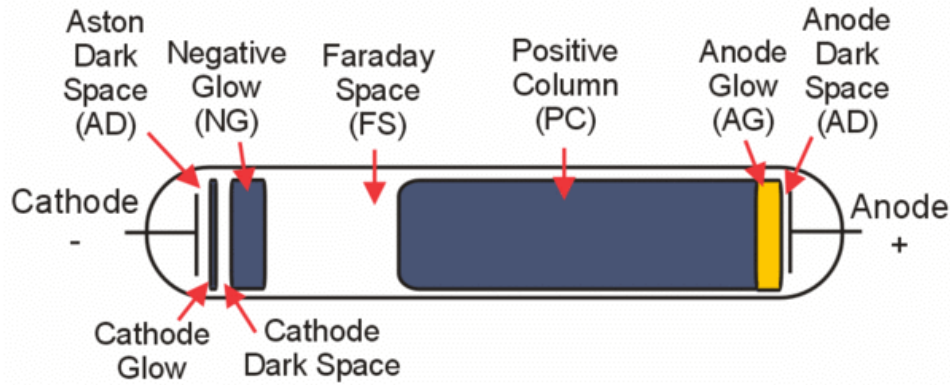
Bir kere kırılma oluştuğunda, boşalma kendini besleyen hale gelir ve gaz ışıma yapar ve glow formunu alır. Plazma sisteminde iyonlar negatif elektrotlara doğru hızlanır. Başka bir deyişle uygulanan voltajın değeri katottaki elektron bombardımanı sonucu oluşan değerle karşılaştırılabilir. Negatif katottan ivmelenen ikincil iyonlar yayınlanır ve bunlar çalışma gazının atomlarını iyonize edecek kadar yeterli enerjiyi kazanırlar. Yani ne kadar çok pozitif iyon katotu bombalarsa o kadar fazla ikincil elektron oluşur.

Elektron sayısı yüksek olduğunda yeterli miktarda iyon üretililebilir. Elektronların sayısı ile eşit miktarda iyon üretilmesi boşalmanın kendi kendine oluşması anlamına gelmektedir. Bu durumda boşalmanın azalmasına karşın oluşan gerilim ve akım aniden artar. Akım şimdi sadece çıkış gücü direnciyle değil boşalma direncine de bağlıdır. Bu normal bir glow veya DC glow boşalması olarak adlandırılır. İyon bombardımanı başlangıçta homojen olarak katot yüzeyinde dağılmamıştır. Boşalma akımı en uygun akım yoğunluğu ile düzenlenir ve akım daha da artarsa akım yoğunluğu katot yüzeyine daha yakın olur. Katot bölgesine yakın bölgede homojen bir elektron yoğunluğu oluşur. Bu durumda plazma homojen hale gelir. Bu noktada Xenon daki bir DC mikroyük boşalması için homojen bir plazma yapısından yapısal plazma yapısına doğru geçişte kritik bir değer altındaki noktada güç azalır (Schoenbach, 2004). Plazma deseni konsantrik dairedeki düzenlenmiş filamentli yapılardan oluşur. Akımdaki azalmayla birlikte filamentlerin sayısı boşalma yok olmadan önceki minimum değere kadar azalır. Filamentlerin sayısı ve rotasyonel simetrisinin derecesi gaz basıncına bağlıdır.

İyon bombardıma ile mevcut tüm katot yüzeyleri kaplandığında, uygulanan güçteki daha fazla artış hem voltaj hem de akımda bir artışa neden oluşturur. Bu bölge anormal (abnormal) glow boşalması olarak adlandırılır ve bu bölge püskürtme (sputtering) için kullanılan bir moddur.

Anormal glow boşalması, normal glow boşalmasına çok benziyor fakat daha yoğun bir parlaklık vardır ve katot yakınlardaki elektron yoğunluğu daha fazladır. Katot yakınında bazı yapılar vardır. Akım yoğunluğu, anormal glow seviyesinden daha da yukarı seviyelere arttırılırsa boşalma ark moduna geçer. Katotu bombalayan iyonların kinetik enerjisi katot atomlarının titreşim uyarımına aktarılır, böylece katot yüzeyini ısıtır.

Katot yüzeyi yeterince ısınırsa, elektronlar termiyonik emisyon yoluyla yayınlanır ve gaz boşalması ark boşalma geçişine geçer ve bu ise düşük voltaj yüksek akım ile karakterize edilen bir plazma durumudur.



Şekil 1.4. Anot ve Katot arasında oluşan DC Glow Boşalma Şeması (Staack, 2008)

Özetlemek gerekirse DC boşalmalar 3 formda sınıflandırılabilir:

- Townsend boşalması ($> 10^{-6}$ A)
- Glow boşalması ($10^{-6} - 10^{-1}$ A)
- Ark boşalması ($> 10^{-1}$ A)

DC glow boşalması

Zaman içerisinde, DC glow boşalma geometrisinin yapısı içinde yaygın olarak kullanılarak hem boşalma fiziği hem de atom - molekül fiziği içinde bu boşalma yaygınca kullanılarak

plazma üretim metodu haline getirildi. Düşük basınçlı DC glow boşalması Şekil 1.4'te gösterildiği gibi çok farklı bir görünüme sahiptir. Burada herbir bölgenin rolü ve yapısı tartışıldı (Druyvesteyn ve Penning, 1940; Francis, 1956; Ingold, 1978; Roth, 1995) ve Raizer gibi ders kitapları (Raizer, 1991). Şekil 1.3'te görüldüğü gibi μA 'den birkaç yüz mA 'e kadar olan bölgede yük boşalma akımı görülmektedir. Bunun dışında 0,5 - 300 Pa aralığında basınç değerlerine sahiptir. Düşük basınç glow boşalmasında oluşan plazma pekçok farklı özellik örneğin anot ve katot arasında şekil 1.4'te gösterildiği gibi değişen parlaklık ve renkte bantlar sergiler. Bu yapı geniş bir çalışma aralığında görünür. Şekil 1.4'te DC glow boşalmasının yapısının bir kısmı gösterilmiştir.

Katot elektriksel olarak iletken olan bir metal yapıdadır. Katot yüzeyinin pozitif iyonlarla bombardıman edilmesi sonucunda katottan elektron yayınlanır. Buna ikincil elektron yayını denir. Katot ve anot arasındaki potansiyel fark genel olarak eşit dağılmaz. Katotun hemen yanındaki bölge birincil karanlık bölge ya da aston karanlık bölgesidir. Bu bölge kuvvetli bir elektrik alana ve negatif uzay yüküne sahiptir. İkincil elektronun birikmesiyle katotta Aston karanlık uzayı veya birincil karanlık uzayı oluşur. Katottan hızlandırılma aşamaları olduğunda yavaş elektronların birikmesi oluşarak bu bölgede negatif bir yüzey yüklenmesi ve güçlü bir elektrik alan oluşur.

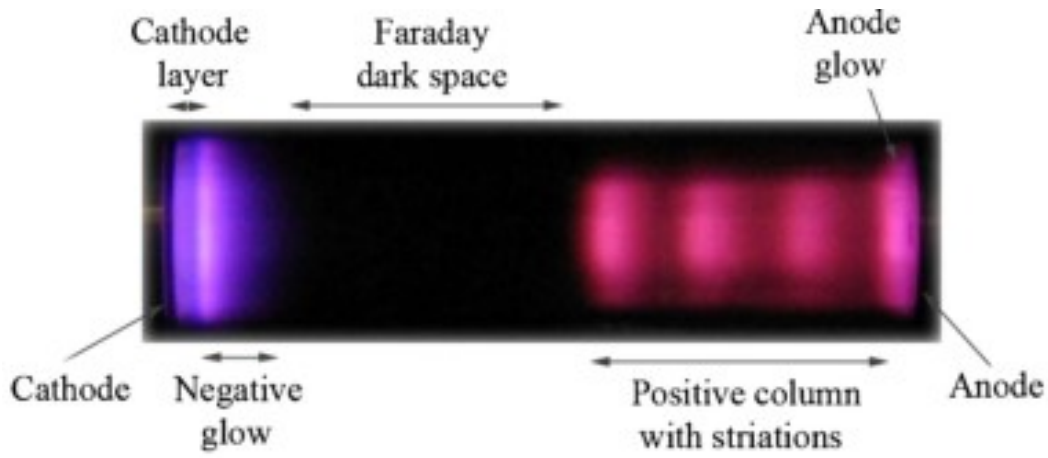
Düzenli bir yüksek iyon yoğunluğuyla Şekil 1.5'te katot yüzeyinde parlak kırmızımsı veya turuncu Aston karanlık uzayında katot glowu olarak görülür.

Burada, ikincil elektronlar katottan çok yüksek hızlarda salınır yani yüksek ivmeye sahiptirler. Bu yüksek enerjili elektronlar katottan belirli bir mesafede (ki bu ortalama serbest yola karşılık gelir) ve sonuç olarak katot glowunu oluştururlar. Yayınlanan ışımının rengi hem katot materyaline hem de çalışma gazına bağlıdır. Katod glow'unun eksenel boyu gaz basıncı ve gazın doğasına bağlıdır.

Katod glowu elektrik alanının orta büyüklükte, uzay yükünün pozitif ve oldukça yüksek yoğunluklu olduğu katot karanlık uzayı (catode dark space) (Crookes veya Hittorf) tarafından takip edilir. Bu karanlık alanda pozitif iyonlar katoda karşı hızlandırılır. İyonların mobilitesi elektronlarınkinden küçük olduğu için bu karanlık bölge daha çok iyonlardan oluşur. Katot karanlık bölgesini negatif glow bölgesi takip eder. Negatif glow tüm alanı boyunca en parlak ışımaya şiddetine sahip olan bölgedir. Bu bölgede iyonizasyon ve uyarma

çarpışmalarına yol açar. Burada elektrik alanı oldukça düşüktür ve akım neredeyse tamamen elektron tarafından üretilir.

Şekil 1.5'te DC glow boşalmasının eksenî boyunca potansiyel, elektrik alan, parçacık yoğunluğu, akım yoğunluğunu ve uzay yükünü DC glow boşalma eksenî boyunca uzaysal olarak gösterir. Burada verilen plazma parametrelerinin uzaysal varyasyonu, 5 cm boşalmasına karşı 400V potansiyel uygulandığı zaman 50 Pa'da argon boşalmasının hücre simülasyonunda gösterilmiştir (Jørgensen, 2001).



Şekil 1.5. Pozitif bölgeyle nitrogen bir DC glow boşalmasının yapısı

Şekil 1.5'te potansiyel profili belirlenirken, plazma hacminde elektrotların yakınında ve hemen hemen sıfır potansiyel değerlerinde elektrik alan büyüktür. Böylece potansiyellerin tamamına yakını katodun önünde birkaç mm'den küçüktür. Şekil 1.6 c'de elektronların bittiği bölgeyi ve Şekil 1.6 b'de uzaysal yükün iyon yoğunluğundan elektron yoğunluğuna değişim gösterilmiştir. Plazma hacminde plazma kuasi-nötron, elektron ve iyon yoğunluğu aynıdır. Uzaysal yük yoğunluğu Şekil 1.6 b'de elektrikselsel alan dağılımı da gösterilmiştir. Burada boşalmaya karşın voltajın azalması tartışılabilir.

Negatif glow, elektronun enerjisinin yanısıra elektrik alanın zayıf olduğu Faraday karanlık alanın devamında oluşur. Elektronların iyonlarla kombinasyon sağlaması ve gazın atom veya moleküllerle uyarılmasıyla elektronlarda yeterli enerjiyi oluşturamaz. Böylece Şekil 1.5'te karanlık bir bölge oluşur. Faraday karanlık alanında pozitif bölge oluşur. Pozitif bölgeler çok zayıf elektrik alandaki kuasi nötral plazmalardır. Pozitif bölge, Şekil 1.5'teki gibi çizgi biçimindeyken uzun homojen bir glow oluşur. Pozitif bölge, negatif glow bölgesi ve anot

arasında iletim yolu olan bir kuasi-nötral plazmadır. Genellikle pozitif bölgenin sonunda karanlık bir boşluk oluşur ve anot yüzeyinde bir glow oluşur. Anot karanlık bölgesi, pozitif bölgeden anoda akan elektronlar nedeniyle negatif uzay yüküne sahiptir. Anot yakınında elektronlar çekilir ve hızlandırılır ancak iyonlar itilir. Şekil 1.5'teki gibi hızlandırılan elektronlar atomlar veya moleküllerle uyarılır bu yüzden anot glow bölgesinde parlak bir bölge gözlenir. Pozitif glowdaki elektronların sürüklenme hızı düşüktür çünkü elektrik alan zayıftır ve tipik olarak elektronların termal hızından azdır. Akımı sürdürmek için pozitif bölgeyle ilgili kısmın pozitif olması gereklidir. Çift tabakalı bir oluşum durumundadır ancak bu bölgede voltaj çok küçük bir şekilde azalır ve bütün boşalma dinamiğinin değişiminde az da olsa önemli bir rol oynar.

Bütün bölgelerdeki rengin, şiddete, boyuta gaz basıncına, uygulanan voltaja, çalışılan gaza bağımlılığı vardır. Bazı özellikleri ise belirli parametreler bölgesinde yok sayılabilir. Farklı gazlar karakteristik bir renkle gösterilebilir. DC glow boşalmasının değişik bölgelerinde ışımının farklı bölgelerinden yayınlanan yayınının renkleri görülebilir (Çizelge 1).

Basınç azalırsa, katot karanlık uzayı pozitif bölge lehine genişler. Bu elektronların verimli bir iyonizasyon üretmek için daha uzağa hareket etme zorunluluğundan (ortalama serbest yol daha uzundur) kaynaklanır. 0.05 - 0.1 bölgesinde ikincil elektron emisyonu oluşması için her bir ikincil elektron glow boşalmasını sürdürmek için yaklaşık olarak 10-20 iyon üretmek zorundadır. Katottaki boşalma akımında elektron akımı I_e , iyon akımına I_i ve γ_{see} ikincil elektron emisyon katsayısıdır.

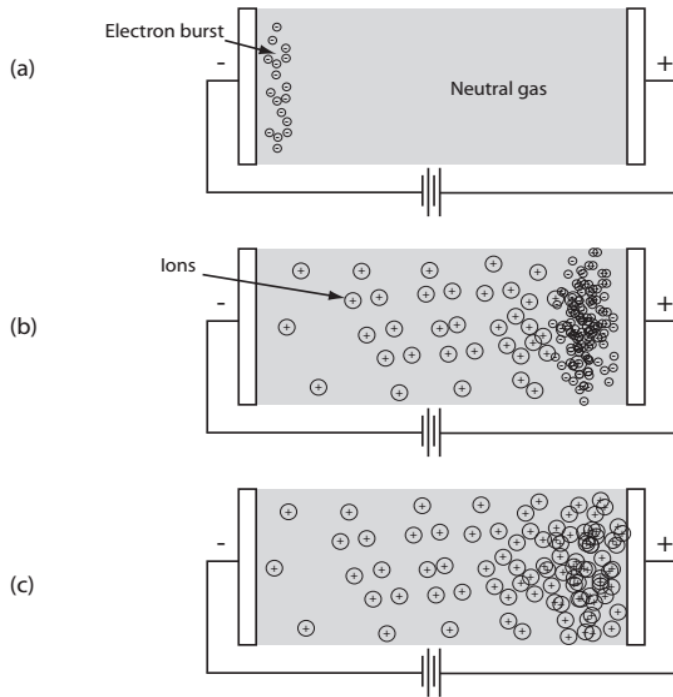
Çizelge 1.1. DC boşalmasının seçilen aydınlanma zonlarına göre renkleri

Gas	Cathode layers	Negative glow	Positive column
He	red	pink	red/pink
Ne	yellow	orange	red/brown
Ar	pink	dark blue	dark red
H ₂	red/brown	pale blue	pink
O ₂	red	yellowish/white	pale yellow/pink center
N ₂	pink	blue	red/yellow
Air	pink	blue	red/yellow

$$I_D = I_e + I_i = I_i(1 + \gamma_{see}) \quad (1.2)$$

Fakat bu formülün baskın kısmı iyon kaynaklı boşalma akımıdır. Böylece katotta akımın büyük bir kısmı katoda doğru akan iyonlar tarafından taşınırken, negatif glow ve faraday karanlık boşalmasını da kapsayan boşalmanın diğer bölgelerinde akım elektron tarafından taşınır. Bu katot dark bölgesindeki iyonizasyon sürecinin boşalmanın devamı için vazgeçilmez olduğunu gösterir.

Bundan başka negatif glow ve katot alan arasındaki sınırdaki sınırdaki sadece elektron demetleri taşınmasıyla boşalma akımı oluşur ve iyonların çoğunun çarpılmasıyla oluşur. Anot ve katot arasındaki fark ve ortalama serbest yolda kaç tane iyon olması gerektiği ikincil elektron emisyon değerine bağlıdır. Bu bağlantı niteliksel olarak Paschen kanunu ile ifade edilir ve bu kanun V_B kırılma voltajı ile bağlantılıdır.

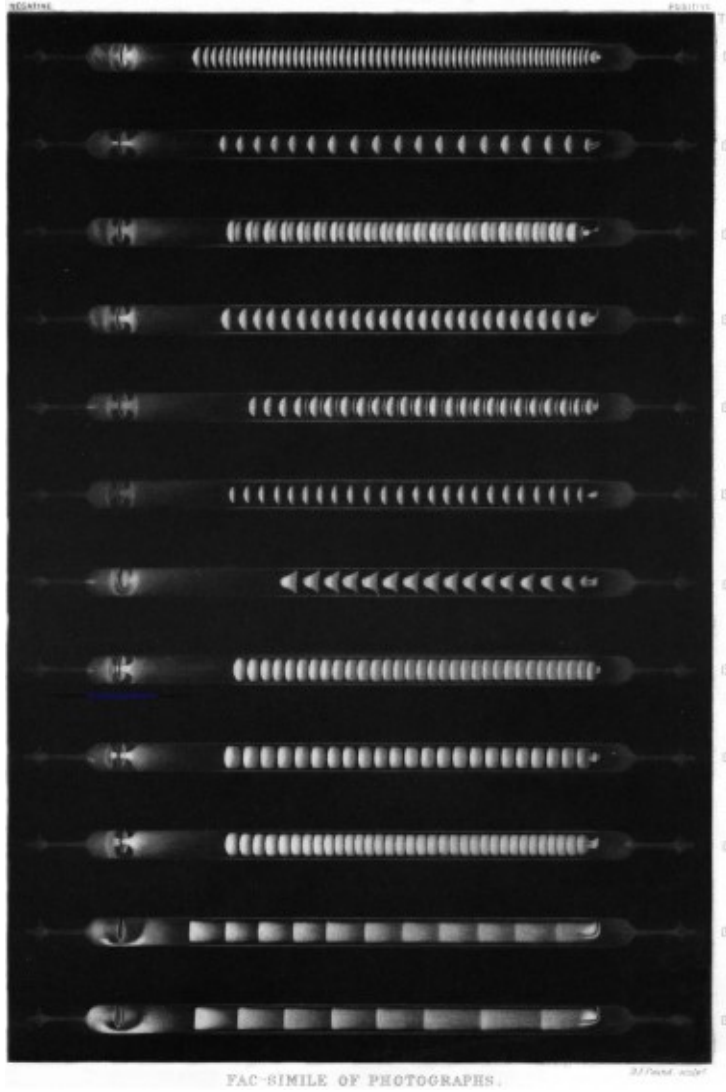


Şekil 1.6. Kırılma voltaj gerilimi a) düşük gerilimli boşalma boşluğunda bir katotta elektron oluşumu (b) İyonlar ve daha fazla elektronlarla yaratılan nötral moleküllerin iyonize olmasıyla anoda doğru hareketin gerçekleşmesi. (c) Elektronlar görüldüğünde nispeten hareketsiz iyonlar geride kalır. anotta emilir, elektrik alanını arttırır ve daha fazla iyonlaşmanın oluşması

Pozitif bölge

Pozitif bölge kuasi bir nötral plazma oluşturur. Katot yakınlarında kurulan elektronların oluşturduğu akım, iletkenliği sürdürmek için tek şarttır. Belirli bir eksen boyunca olan akımın korunması ve iletim olmayan duvarlardaki bağlanma genellikle silindirik bir geometride zayıf bir iyonize plazma olursa pozitif bölgededir. Pozitif bölge eksensel olarak homojen ve azimutal olarak simetrik ve sadece farklı radyal değerleri için farklı parametrelere sahiptir.

Bölgenin özellikleri bölgenin boyundan bağımsızdır. Yüklü parçacıkların bölge tüplerindeki duvarlarda azalmasıyla boşalmasının radyal yapısı homojen olmaz. Atomlar yeterince yüksek bir enerji seviyesine ulaştığı zaman pozitif bölge parlak olur ve böylece atomlar uyarılır. Pozitif bölgenin rengi gazın karakteristiğine bağlıdır ve genel olarak negatif glowun değerleriyle aynı değildir. Pozitif bölgeler tipik olarak 10^{15} - 10^{16} m⁻³ aralığında elektron veya iyon yoğunluğuna sahiptir.



Şekil 1.7. DC glow boşalmasında farklı pozitif bölge örnekleri (De La Rue ve Müller, 1880)

Potansiyel radyal olarak azalır ve böylece iyonlar elektronları duvara doğru dışa doğru sürerken tuzaklar. Sabit durumda örgü bir yapıda elektron uyarım iyonizasyonu yaratılarak elektron-iyon çifti arasında bir denge sağlanır. Pozitif bölge içinde tübün duvarlarındaki difüzyon ve rekombinasyon kayıpları sadece iyonizasyonla kompanze edilebilir. Boşalma, gaz basıncı ve akım akışının geometrisi bu reaksiyonların düzenine bağlıdır.

Schottky'nin 1924 yılında klasik ambipolar ve Langmuir, Tonks'un 1929'da serbest düşüş teorisi pozitif bölgenin teorik iyileştirilmelerinin çoğunun temelini oluşturmaktadır. Ingold'un 1978 yılında yapmış olduğu yayında pozitif bölgenin nasıl olduğunu belirtmiştir ve Roth dâhil olmak üzere pedagojik amaçlar için (Roth, 1995; Cherrington, 1979; Lieberman ve Lichtenberg, 2005) ders kitaplarında tanımlanmıştır. Bu iyileştirmede

belirtilen yaklaşımlarda, elektron enerji dağılımı Maxwellian olduğu varsayıldığında Boltzman denklemi çözülemedi ve çalışılan gazda herbir iyonlaşma aşaması tek elektron kaynağıdır. Elektronlar, eksensel olarak elektrik alana ve ortalama elektron enerjisine denk olduğu varsayılır. Pozitif bölgenin içerisinde elektrik alan, elektron ve iyon yoğunluğu gibi ifadelerin miktarları tüp duvarındaki radyal fark ve boylamsal pozisyonundan bağımsız olduğu kabul edilir. Dolayısıyla, yüksek enerjiye sahip elektronların nötronlarla çarpışmasındaki iyonizasyonuyla, yüklü parçacıkların üretimi ile yeniden kombinasyonla olan tüp duvarlarının karşısındaki difüzyonuyla, yüklü parçacıkların kaybı arasında bir denge vardır. Bu durum aşağıdaki parçacık dengesi ile ifade edilir.

$$-\nabla \cdot D_a \nabla n = \vartheta_{iz} n \quad (1.3)$$

$n = n_e = n_i$ plazma yoğunluğu, D_a ambipolar difüzyon katsayısı, $\vartheta_{iz} = k_{iz} n_g$ elektron çarpma iyonizasyon oranı ve k_{iz} elektron çarpma iyonizasyon oran katsayısıdır. Elektron bombardımanı iyonlaşma oranı katsayısı aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$k_{iz} = \sigma_0 \vartheta_e \left(1 + \frac{2T_e}{\varepsilon_{iz}} \right) \exp \left(-\frac{\varepsilon_{iz}}{T_e} \right) \quad (1.4)$$

$\sigma_0 = \pi(e/4 \pi \epsilon_0 \varepsilon_{iz})^2$, ε iyonlaşma potansiyelidir ve ε_{iz} ifadesini Thomson kesiti olarak tanımlayabiliriz.

$\varepsilon = \varepsilon_{iz}$ civarında genişlemiştir ve $\vartheta_e = (8eTe/\pi m)^{1/2} T_e$ sıcaklığında bir Maxwellian hız dağılımı ile elektronların hızı (Lieberman ve Lichtenberg 2005 sayfa 71 ve 79) ifade edilmiştir. Böylece tanımlamalara bağlı olarak elektron gazının ortalama enerjisini elektron sıcaklığı terimi olarak kullanabiliriz. Elektron sıcaklığını burada T sembolü olarak kullanabiliriz.

Elektron ve iyonların akısı yalıtkan bir duvar için eşittir ve plazmada kararlı bir duruma ulaşılır. Elektronlar belirgin olarak iyonlardan daha hafif olduğunda çok daha yüksek mobiliteye sahip olur. Buna bağlı olarak hareketlilikle lokal olarak bir akı dengesi yaratılmış olur. Kararlı durumda iyon ve elektron difüzyonunun tüp duvarındaki tanımı ambipolar difüzyon katsayısı olarak adlandırılır (Lieberman ve Lichtenberg, 2005: 135-6; Roth, 1995: 157-8).

Elektronların mobilitesi iyonların mobilitelerinden çok daha büyük olduğu zaman $D_a \sim D_i(1 + T_e/T_i)$; $D_i = eT_i/M_i v_{mi}$ iyon difüzyon katsayısı, M_i iyon kütlesi, $v_{mi} = n_g k_{mi}$ iyon momentum geçiş frekansı ve k_{mi} iyon momentum geçiş oranı katsayısı olarak ifade edilir. Bunun ardından silindirik koordinatlarda iyon parçacıkların denge eşitliği Bessel's denklemleri kullanılarak yazılabilir (Schottky, 1924; Cobine, 1958).

$$\frac{d^2 n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn}{dr} + \frac{v_{iz}}{D_a} n = 0 \quad (1.5)$$

Bessel denkleminin çözümü olduğu

$$n(r) = n_0 J_0 \left(r \sqrt{\frac{\vartheta_{iz}}{D_a}} \right) \quad (1.6)$$

Buradaki J_0 , sıfırıncı mertebeden bir Bessel fonksiyonudur ve sonrası boşalma akımı terimi ile belirlenmiş olan n_0 , boşalma ekseninde plazma yoğunluğudur, daha sonrası boşalma akımı açısından belirlenecektir. Eğer iyon nötr ortalama serbest yol ve tabaka kalınlığı, hem bölge (tüp) yarıçapı küçük hem de $\lambda_i, s \ll R$, sonrasında $n(R) \approx 0$ ve Bessel fonksiyonunun sıfırıncı derecesinin ilki sıfırken $X_{01} \approx 2.405$ olduğunda şöyle olur:

$$\sqrt{\frac{\vartheta_{iz}}{D_a}} = \frac{X_{01}}{R} \quad (1.7)$$

Hem iyonizasyon oranı v_{iz} ve ambipolar difüzyon katsayısı D_a elektron sıcaklığına bağlıdır. Denklem (1.4) deki eşitlik Denklem (1.7) içerisinde türetilirse aşağıdaki gibi T_e için çözüm olabilir.

$$\frac{\sigma_0 \vartheta_e e^{(1 + \frac{2T_e}{\varepsilon_{iz}})}}{e T_e \frac{T_e}{k_{mi} M_i}} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{iz}}{T_e}\right) = \left(\frac{X_{01}}{R n_g}\right)^2 \quad (1.8)$$

$T_e \ll \varepsilon_{iz}$ ve $\vartheta_e \propto \sqrt{T_e}$ yaklaşımı yapılırsa şu ifade elde edilir:

$$\frac{\exp(\frac{\varepsilon_{iz}}{T_e})}{\sqrt{T_e}} \propto (R p)^2 \quad (1.9)$$

Yukardaki ifade gibi gazın türüne göre orantılılık sabiti değişir. Yani verilen bir gaz için (ε_{iz} ve M_i), elektron sıcaklığı basıncın yarıçapına bağlı özel bir fonksiyondur ve plazma yoğunluğu veya boşalma akımından bağımsız olur. Bu bağlantı sadece elektronun ortalama serbest yolu tüp yarıçapıyla karşılaştırıldığında küçük kalır.

Elektrik alanın (E), difüzyon kayıplarının varlığında korunması gerekir. Elektrik alanını belirlemek için güç dengesini uyguluyoruz. Omik güç soğurulması aşağıdaki eşitlikle verilir:

$$P_{abs} = 2\pi \int_0^R \tau_r J \cdot E r dr \quad (1.10)$$

ve tüp duvarlarındaki iyon kaybı nedeniyle kaybedilen güç

$$P_{loss} = 2\pi R \tau_r e \varepsilon_T \quad (1.11)$$

$$\text{Burada } e \varepsilon_T = e(\varepsilon_c + \varepsilon_i + \varepsilon_e) \quad (1.12)$$

Her bir yaratılan elektron-iyon çiftinin toplam enerjisidir. $\varepsilon_i + \varepsilon_e$ her bir iyon çiftinin duvardaki kaybının kinetik enerjisidir.

Maxwellian elektron enerji dağılımı ve yalıtkan bir duvarda, ε_c her bir elektron-iyon çiftinin çarpışmasındaki kayıp ε_{iz} iyonlaşma enerjisidir, $\varepsilon_{ex, i}$ ve $k_{ex, i}$ uyarma enerjisi ve i.'nci uyarım reaksiyonu için oran katsayısıdır.

$$\varepsilon_i + \varepsilon_e = \frac{1}{2} T_e \ln(M_i/2\pi m_e) + 2T_e \quad (1.13)$$

$$\varepsilon_c = \varepsilon_{iz} + \sum_i^Z n \varepsilon_{ex, i} \frac{k_{ex, i}}{k_{iz}} + \frac{k_{el}}{k_{iz}} \frac{3m_e}{M_i} T_e \quad (1.14)$$

Sırasıyla, k_{el} elastik saçılma oranı katsayısıdır. Pozitif bölge boyunca elektrik alan soğurulan ve kayıp güç eşitliğiyle belirlenir ve radyal yoğunluğa bağlı çözümü Denklem (1.10) da belirlenerek sabit bir mobilitede $\mu_e = e/m_e v_m$ ve sabit bir elektrik alanda, m_e elektron kütlesi, $k_m n_g = v_m$ elektron nötr çarpışma frekansı, k_m elektron nötr çarpışma oranı katsayısı (T_e 'ye bağlı) ve akım yoğunluğu $J = en\mu_e E$ olduğunda aşağıdaki gibi bir eşitlik oluşur.

$$en_0\mu_e E^2 2\pi \int_0^R n J_0 \left(r \sqrt{\frac{\vartheta_{iz}}{D_a}} \right) r dr = 2\pi R (D_a \vartheta_{iz})^{1/2} n_0 J_1 \left(R \sqrt{\frac{\vartheta_{iz}}{D_a}} \right) e \varepsilon_T \quad (1.15)$$

Elde ettiğimiz eşitsizliği E elektrik alanına göre ifade edersek de aşağıda gibi bir ifade elde ederiz.

$$E = \left(\frac{\vartheta_{iz} \varepsilon_T}{\mu_e} \right)^{1/2} = \left(\frac{m_e}{e} \vartheta_{iz} \vartheta_m \varepsilon_T \right)^{1/2} \quad (1.16)$$

Elektron sıcaklığı ve gazın cinsine bağlı olarak sağ el kuralına göre yazılırsa da aşağıdaki ifade elde edilir:

$$\frac{E}{n_g} = \left(\frac{m_e}{e} k_{iz} k_m \varepsilon_T \right)^{1/2} \quad (1.17)$$

Belirli bir basınç - yarıçap için, boylamsal bir elektrik alan ve bundan dolayı boşalma boyunca voltaj azalımı sabitlenir ve boşalma akımından bağımsız olur. Analizleri biraz basitleştiresek bile, bu sonuç kontrol edilebilir pozitif bölgenin boşalmaları için geçerlidir.

Denklem (1.16) ve Denklem (1.17) ifadesini kullanarak v_{iz} yi elimine edip ambipolar difüzyon katsayısını değiştirirsek şu denklemi elde ederiz:

$$E = \frac{x_{01}}{R} \left(\frac{D_a \varepsilon_T}{\mu_e} \right)^{1/2} = \frac{x_{01}}{R} \left(\frac{m_e k_m}{M_i k_{mi}} \varepsilon_T T_e \right)^{1/2} \quad (1.18)$$

Denklem (1.17)'de elektrik alan sadece T_e 'ye bağlıdır ve nötr gaz basıncından bağımsızdır. Yukardaki belirtildiği gibi plazma yoğunluğu n_0 'ın belirlenmesi gerekir. Denklem (1.14)'ün boşalma kesitine ilave edilmesinin ardından aşağıdaki ifade elde edilir:

$$I = 2\pi e n_0 \left(\frac{R^2}{x_{01}} \right) J_1(x_{01}) \mu_e E \quad (1.19)$$

Denklem (1.16) ve (1.18)'nin elektrik alanı boşalma akımından bağımsız olur oysa ölçümler genellikle boşalma akımının artmasıyla Elektrik alan E'nin azaldığını göstermektedir (Ingold, 1978). Buna negatif voltaj akımı adı verilir ve akım yoğunluğu arttığı zaman elastik çarpışmalar yoluyla elektronlardan nötronlara enerji geçişinde artış olur. Böylece, gaz sıcaklığı daha yüksektir ve boşalma merkezinde nötr gaz yoğunluğu tüp duvarındakinden

daha düşüktür ve böylece boşalma merkezinde daha yüksek bir elektron mobilitesi mevcuttur (Ecker ve Zöller, 1964).

Diğer bir mekanizmada ise pozitif bölgedeki çoklu aşamadaki iyonizasyon negatif bir voltaj-akım eğrisine yol açar. Gerçekte, elektron enerjisi dağılımı Maxwellian değildir, pozitif kolonun kenarı yakınlarında daha yüksek ortalama elektron enerjisi vardır, iyonizasyonun herbir aşaması sadece iyonizasyon mesafesine bağlı değildir ve bu boşalmalardaki elektronların ortalama enerjisinde anlamlı bir radyal varyasyon vardır (Uhrlandt ve Winkler, 1996). Elektron enerji dağılımı Maxwellian olduğunda pL 'nin küçük değerleri için bölgesel bir yaklaşım vardır.

pL 'nin yüksek değerleri için boşalma merkezlerinde ortalama elektron enerjisi plazmanın kenarından belirgin olarak daha yüksek olur. Bunun nedeni daha yüksek elektron enerjisi potansiyel enerji piklerini aşarken daha düşük enerjiye sahip elektronlar potansiyel içerisinde kalır. Ancak tamamen kinetik bir durum olursa radyal yoğunluğundaki değişim daha kompleks olur. Bunun yerine pozitif bölgede kinetik metodla ilgili farklı yaklaşımlar yapılmıştır. Bölgesel olmayan ilk yaklaşımlar 1954 yılında Bernstein ve Holstein tarafından önerilmiştir. Bu yaklaşımlar Boltzmann denkleminin bağımlı çözüm için verimli bir metottur ancak elektronların enerjisinin relaksasyon boyu boşalmanın boyutlarının aştığı durumlarda bu durumda geçerlidir (Bernstein ve Holstein, 1954; Busch ve Kortshagen, 1995; Tsendin, 1995). Basıncın düşük olduğu bu metotta gösterilmiştir. Bu metot toplam elektron enerjisinin sabit olduğunu varsayar ve elektron kinetiğinin tamamı ortalama kinetik enerjiyle belirlenen toplam elektron enerjisinin homojen dağılımıyla tanımlanabilir. Sonra ortalama enerjisinin, aksenal bir alan olmasa bile pozitif bölge boyunca geçiş katsayısı ve çarpışma frekansı radyal olarak değişebilir. Bölgesel olmayan moment metodu 1997 yılında Ingold tarafından tanımlanmıştır ve daha yüksek basınç durumlarında farklı yaklaşımlarla karşılaştırılmıştır. Tanımlanmış gazda radyal ısı akışı olursa, moment denklemleriyle yeterince tanımlanmış bazı basınç değerlerinde pozitif bölgenin özelliklerinin durumu da olabilirler. Buna ek olarak elektron geçiş katsayısı ve bağlantılı çarpışma frekansı, farklı ortalama enerjilerin radyal olarak birbirine bağımlı olmasına da izin verirler. Düşük basınç pozitif bölge boşalmasında genel güç dengesinde sürüklenen radyal elektron ısı akışı pozitif bölgenin hücre simülasyonunda önemli bir etkidir.

DC glow boşalmadaki pozitif bölgesinin akış modeli üzerine yapılan araştırmaları 2007 yılında Alves yapmıştır. Boltzman çözümüyle lokal bir ortalama enerji yaklaşımı kullanılarak elektron geçiş parametreleri ve oran katsayıları hesaplanılır. Sonuçta, plazma hacminde hemen hemen sabit elektron ortalama enerjisi vardır. Hacimdeki güç dengesi joule ısıısıyla ve boşalma boyunca olan çarpışmalarla baskılanır.

Düşük basınçta DC plazma

Elektriksel kırılma bir gaz boşalmasında önemli bir durumdur. Elektriksel kırılma nötral bir gazdan kendi kendine boşalmaya geçene kadar tanımlanan bir aşamadır. Böylece elektriksel alanın uygulamasında, iletim durumunda gaz geçişi yalıtkan duruma gelir. Kırılma aşaması yüksek bir transient ve iyi bir zaman çözünürlüğü getirir (Wagenaars, Perriens, Brok, Bowden, Veldhuizen ve Kroesen, 2006). Düşük basınç altında kırılma oluşumları zamana bağlı görüntüleme sistemlerinde kullanılabilir, kırılma gerilimi esnasında iyonizasyonun önünde güçlü bir elektrik alan oluşarak direkt ölçüm yapılabilir. Anodun önünde ışık emisyon bölgesinin biçimi kaydedilir. Anottan katoda doğru kırılma gerilimi ile beraber ışığın hareketi başlar. Zaman aralıkları iyon sürüklenme hızının ana olarak belirttiği kırılma aşamalarını da içerir. Katottan ikincil elektron emisyonu nedeniyle boşalma geçişlerinde geliştirilen sürekli bir elektron çığına yönelik incelemeler araştırıldı. Bu çığ, uzay yükünün yükseltilmesi nedeniyle elektrot geçişlerinde potansiyelin modifikasyonu ve boşalma ile gazın uyarılması nedeniyle ışık yayınımına neden oluşturur. Düşük basınçlarda glow boşaltımı içerisinde Townsend kırılma gerilimiyle elektronların çığı sağlanarak kırılma aşamalarının kontrolü ile sonuçlandırılır. Buradan, elektrotlar arası mesafesi azaltılarak pL fonksiyonu kırılma voltajına bağlı olarak türetilir. Buna bağlı olarak oluşan eğriye Paschen eğrisi denir. Benzer tartışmalar farklı makalelerde de belirtilmiştir (Lieberman ve Lichtenberg, 2005; Roth, 1995; Sivoš, Škoro, Marić, Malović ve Petrović, 2015).

Elektron yoğunluğu ve dağılımı katottan ekponansiyel olarak büyür. Böylece elektron dağılımındaki artış elektron dağılımı ile orantılıdır veya

$$\frac{d\tau_e}{dz} = \alpha d\tau_e, \quad (1.20)$$

$$\alpha(z) = 1/\lambda_{iz} \quad (1.21)$$

τ_e = elektron dağılımı,

α = Townsend'in birinci iyonizasyon katsayısı (bir elektronun her bir boyundaki iyonizasyon çarpışmasının sayısı)

λ_{iz} = iyonizasyon için ortalama serbest yol

Birinci Townsend katsayısı ya da iyonizasyon katsayısı gaz basıncı ve hızlandırılmış alanın komplike bir fonksiyonudur. Boşalma eksenini boyunca elektron dağılımı (elektrik alanın yönelimi)

$$\tau_e(z) = \tau_e(0) \exp\left[\int_0^z \tau \alpha(z) dz\right] \quad (1.22)$$

$$\tau_i(0) - \tau_i(L) = \tau_e(0) \left\{ \exp\left[\int_0^L \tau_i \alpha(z) dz\right] - 1 \right\} \quad (1.23)$$

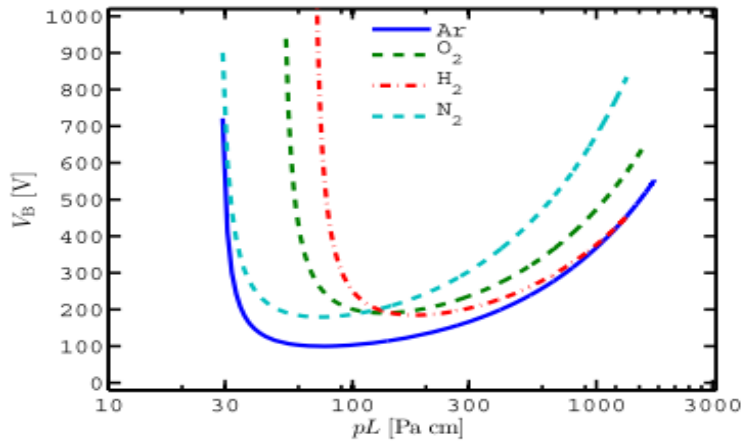
Boşalma kendi kendine olursa sonrasında aşağıdaki sonuç elde edilir:

$$\tau_e(0) = \gamma_{see} \tau_i(0) \text{ ve } \tau_i(L) = 0 \quad (1.24)$$

$$\exp\left[\int_0^L \tau_i \alpha(z) dz\right] = 1 + (1/\gamma_{see}) \quad (1.25)$$

Bir vakum bölgesinde sabit bir E elektrik alanı ve elektron sürüklenme hızı $\mu_e E$ 'dir. Bundan dolayı elektron enerjisi ϵ sabittir. DC bir boşalmanın kırılma voltajında hemen yukardaki denklemin her iki taraftan logaritmasını aldığımız zaman aşağıdaki ifade ortaya çıkar:

$$\alpha L = \ln(1 + 1/\gamma_{see}) \quad (1.26)$$



Şekil 1.8. Kırılma voltaj (V_b) gerilimlerinin pL azalan elektrotlar arası farkta birkaç genel gazın çizelge 1'deki verilere bağlı olarak $\gamma_{see} = 0.1$ olacak şekilde kullanılması toplam yük dağılımına bağlı olarak yazılacak olursa (Das, Dalei ve Barik, 2018)

İyonizasyon katsayısı genellikle $\alpha/p = A \exp(-Bp/E)$ biçimindedir. A ve B farklı basınçlarda farklı gazlar için deneysel olarak hesaplanmış sabitlerdir. Çizelge 1’de de değerleri görülmektedir.

Kırılma voltajını $V_b = EL$ olarak yazdığımızda

$$ApL \exp(-BpL/V_B) = \ln(1 + 1/\gamma_{see}) \quad (1.27)$$

$$V_B = BpL / \ln(APL) - \ln[\ln(1 + 1/\gamma_{see})] \quad (1.28)$$

Şekil 1.9’da birkaç genel gaz için Paschen eğrileri gösterilmiştir. Bu eğriler plazma kırılma gerilimi için optimum basınçta belirli bir sabit L için gösterilmiştir. Paschen eğrileri her bir gaz karışımına veya gaza göre değişmektedir. En düşük basınçta iyonizasyon oluştuğu için yeterli bir enerjiye ulaştığında daha yüksek basınçlarda elastik çarpışmalar elektronlarla önlenirken, düşük basınçta düşük elektronlu nötron çarpışma olasılıkları nedeniyle iyonizasyon aşaması efektif değildir. Hidrojen ve havada boşalma davranışı ilk olarak De La Rue ve Müller tarafından 1880 yılında rapor edilmiştir. Paschen eğrisi farklı gazların DC boşalması için ölçülmüştür. Su buharı (Škoro, Marić, Malović, Graham ve Petrović, 2011; Škoro, Marić ve Petrović, 2008; Becker, Schoenbach ve Eden, 2006), nitrojen (Miller, 1963; Lisovski, Yakovin ve Yegorenkov, 2000) ve karbon tetraflorit (Lisovski, Derevianko ve Yegorenkov, 2015) çeşitli bilim insanları tarafından ölçülmüştür. Aslında elektrotlararası mesafe ve basıncın sonunda en uygun parametreler karakterize edilmiştir. Örneğin en düşük basınçta anot ve katot arasındaki fark yani elektrotlararası mesafe aynıken daha yüksek basınçla karşılaştırıldığında daha uzun bir boşalma oluşmuştur. Elektrotların pL oranları uzaydaki gaz atomlarının veya moleküllerinin sayısına bağlıdır. En düşük basınçta elektronun ortalama serbest yolu büyüktür ve elektronların çoğu gaz atomları veya moleküllerle çarpışmadan anota ulaşır. Böylece V_B ’nin daha yüksek değerinde daha yüksek basınçta gazın kırılma gerilimi için yeterli elektron seviyesinde gerekli üretim olur. Daha yüksek basınçlarda elektronun ortalama serbest yolu kısa oluyor. Gaz molekülleriyle belirli frekanstaki çarpışma esnasında elektrik alandan gaz atomları veya molekülleri iyonize olur ancak yeterli enerji kazancına ulaşamazlar. Bunun için V_B basınç arttıkça artar, pL’nin değeri minimum kırılma gerilimi ile bulunur.

$$(pL)_{\min} = \exp \frac{1}{A} \ln(1 + 1/\gamma_{see}) \quad (1.29)$$

$$V_{B,min} = \exp(1)(B/A) \ln(1 + 1/\gamma_{see}) = \exp \frac{B}{A} \ln(1 + 1/\gamma_{see}) \quad (1.30)$$

Düşük basınçlı bir DC glow boşalmasında katot bölgesi boyunca ayarlanır ve pd_c 'nin minimum değeri için Paschen'in minimum değeri olduğunda $pd_c \approx (pL)_{min}$ denklemi kullanılabilir.

Boyuttan bağımsız olarak uygulanan voltajla eşit akım taşınması iki gaz boşalmasının eşit olması durumunda benzer olduğu söylenebilir.

Belirli koşullar altında verilen bir A boşalmasının çalışmasında benzer yapıları durumlar söz konusudur; B boşalmasının gaz yoğunluğuyla çalışabilmesi a faktörüyle olur ve lineer boyutta $1/a$ faktörüyle çarpılır. Sonra yüzey yük yoğunluğu ve akım yoğunluğu için a^2 faktörü ile ölçeklendirilir. Benzer akımlar için yani benzer boşalmalar için eşit akım gereksinimi $\alpha_A L_A = \alpha_B L_B$ veya $\alpha_B = \alpha_A / a$ 'dir. Ayrıca, V_D her iki boşalma için aynı olduğundan, $E_B = E_A / a$ 'dir. Sonra basınç $p_B = p_A / a$ gibi ölçeklenir ve $\alpha_B / p_B = (\alpha_A / a) (p_A / a) = \alpha_A / p_A$ yani α / p değişmezdir. Benzer şekilde, benzer boşalmalar için, pL_c değişmezdir ve E/p veya E/n_g değişmezdir. E/p oranı, enerjinin bir ölçüsüdür. Tipik olarak çarpışmalar arasında yüklü bir parçacık kazancı olup azalan bir elektrik alanı bulunur. Örnek vermek gerekirse Paschen eğrisi, kırılma koşulları ve mevcut büyümeye bağlı olarak ölçeklendirilerek parametreleri E ve pL değerlerine (Phelps, 2001) bağlıdır. Boşalma gerilimi akım yoğunluğunun azaldığı bir fonksiyon olarak ifade edilebilir. J / p^2 ve (Škoro ve diğerleri, 2008) J / p^2 'yi ölçekleme yasası arasındaki geçişi tanımak için kullanılabileceğini gösterdi. Townsend boşalması, normal ışıma ve anormal ışıma olarak V_D - I_D karakteristiğinde şekil 1.2.'deki gibi gösterilmiştir.

İkincil elektronlar

Metalik bir yüzeyden iyonların veya nötron bombardımanının sonucunda ikincil elektronların salınımı boşalma fiziği için önemli bir rol oynamaktadır. Elektron salınımıyla katot yüzeyinden çıkan elektronun enerjisi yaklaşık birkaç eV'dir. Katotlar negatif potansiyel değerinde tutularak, ikincil elektronların katot yüzeyinden ayrılması için gerekli hızlandırılan elektronların enerjisiyle katot yüzeyindeki iyonların potansiyel enerjisi azaltılarak eşit hale getirilir. Daha fazla ikincil elektronlar katottan salınarak nötr gazın

iyonizasyonu ve iyonların oluşumuyla bu elektronlar taşınır. Onlarca yıldır hem teorik hem de deneysel olarak iyon ve nötr olmaya neden olan ikincil elektron emisyonu ile ilgili çalışmalar devam etmektedir. (Parilis ve Kishinevskii, 1960; Abroyan, Ereemeev ve Petrov, 1967; Hasselkamp, 1992).

İkincil elektron emisyon verimi veya katsayısı γ_{see} , her bir iyon veya nötron başına salınan ikincil elektron sayısı olarak tanımlanır. Çarpışan elektronların düşük enerjileri için ikincil elektron emisyon enerji verimi uyarılan parçacıkların hızından bağımsızdır. Katot yüzeyindeki bir elektronun iyon ve atomların potansiyel enerjilerinden gelen geçiş nedeniyle oluşan elektron emisyonu uyarımla elde edilen parçacıkların hızı, ikincil elektron emisyon katsayısından gelen enerji değerinin küçük olmasından dolayı bundan bağımsız olur. Sabit ikincil elektron emisyon katsayısı uygulanan bir Auger oluşumunun potansiyel yayınına bağlıdır. Yüzlerce eV değerinden keV değerine doğru iyon ve nötron enerjisinin etkilenmesiyle oluşan enerji bağımlı bölüme kinetik yayılım denir. Kinetik yayılım, daha yüksek enerjilerdeki etkiyle ve birkaç yüz eV eşik enerjisindeki toplam verime katkıda bulunmasıyla başlayan katottaki bir elektronun yeterli kinetik enerjisinin bombardıman edilen bir parçacığa geçiş yaptığı zaman kinetik emisyon oluşur. Hem deneysel hem de teorik verilerin gösterdiği bilgilere göre eşik seviyesini geçtikten sonraki ikincil elektron emisyon katsayılarının lineer bağımlı bir yapıda olduğu gözlenmiştir (Parilis ve Kishinevskii, 1960; Abroyan ve diğerleri, 1967; Cawthron, 1971; Baragiola, Alonso, Ferron ve Oliva-Florio, 1979; Hasselkamp, 1992). Daha yüksek enerjili verilerde, deneysel veriler bombardıman hızının artmasıyla elektron veriminin azalmaya başladığını göstermektedir. H^+ için 100 keV civarındaki bombardımanda enerji oluşumu olur (Hasselkamp, 1992).

İki farklı mekanizma arasında oluşan bir durumdur, bu yüzden toplam elektron yayılım verimi

$$\gamma_{\text{see}} = \gamma_p + \gamma_k, \quad (1.31)$$

şeklinde gösterilir. γ_p ve γ_k sırasıyla potansiyel ve kinetik yayınımdan toplam verime kadar olan katkılardır. Buna ek olarak sıkışan parçacıkların enerjisi katot materyalindeki ikincil elektron emisyon verimine bağlıdır. Bunun yanı sıra nadiren de olsa 1 keV'in altındaki bir iyon enerjisinde 0.2 değerini almaktadır. Katodun durumuna bakılacak olursa burada kesinlikle ikincil elektron emisyon verimine etki eden iyonların mevcudiyeti söz konusudur.

Temiz metaller, elektron bombardımanı farklı elektron volt enerjileri uygulanan kontamine olmuş kirli metallere göre daha düşük bir kinetik emisyonu sahiptir (Phelps ve Petrović, 1999).

Townsend boşalma teorisi

Townsend boşalması, yeterince güçlü bir elektrik alanda hızlandırılan, çığ çarpanının artmasıyla gazdaki elektriksel iletkenliğin artışı veren serbest elektronların gaz iyonizasyon aşamasıdır. Serbest yüklerin sayısının azalması veya elektrik alanın zayıflaması Townsend boşalmasını durdurur. Townsend boşalması adını John Sealy Townsend'den aldı ve ayrıca yaygın olarak "Townsend çığ" olarak da bilinir.

Çığ, yeterince yüksek bir elektrik alanda elektronları içeren bir bölgedeki zincirleme bir reaksiyondur. Bu reaksiyon, hava gibi iyonize edilebilen bir ortamda meydana gelir. Cihazlarda bir atomun veya bir molekülün uygulanan bir elektrik alanda iyonlaştırılmasıyla, pozitif iyon, katoda doğru sürüklenirken, serbest elektron, anoda doğru sürüklenir. Eğer elektrik alanı yeterince güçlüyse, elektronlar daha fazla serbest yük bırakmak için yeterli enerjiyi kazanır.

Başka bir atom veya molekül ile elektronların çarpışmasıyla da yeterli enerji seviyesine gelmesiyle daha fazla elektron serbest kalır. İki serbest elektron başka bir çarpışma oluşmadan önce elektrik alanında biraz ilerledikten ve enerji kazandıktan sonra birlikte hareket eder.

Bu etkili bir şekilde elektron oluşumunun zincir reaksiyonudur. Elektronların sayısı anoda doğru her bir çarpışmada 2^n olacak şekilde sayısı artarak hareket eder. Burada n çarpışmadır. Bir çığın çarpanların miktarının limiti "Raether Limiti" olarak bilinir. (Kao, Chih-cheng ve Liu, 2009).

Townsend üç katsayı önerdi:

Birinci Townsend iyonizasyon katsayısı α

İkinci Townsend iyonizasyon katsayısı β

Üçüncü Townsend iyonizasyon katsayısı γ

Birinci Townsend iyonlaşma katsayısı α , elektron-iyon çiftlerinin sayısını ifade eder. Katottan anota doğru hareket eden bir elektron tarafından birim uzunluk (örneğin metre) başına üretilir. Townsend (1.32) olarak nitelendirdi

$$\frac{I}{I_0} = e^{\alpha \cdot d} \quad (1.32)$$

I gaz boşalma sistemi içindeki akım; I_0 katottaki fotoelektrik akım; d elektrotlararası mesafedir.

Ortalama serbest yol λ ve iyonlaşma olasılığı anlamında, ilk Townsend α katsayısı, basınç ve hızlanma alanının bir fonksiyonudur. Katsayısı α aşağıdaki gibi davranır.

$$\alpha = \frac{const}{\lambda_e} \exp\left(-\frac{E_{ion}}{E\lambda_e}\right) \quad (1.33)$$

λ_e , nötrleri saçan elektron yayması için ortalama serbest yol olduğunda, E_{λ_e} ; genellikle çarpışmalar arasındaki elektrik alandaki enerji kazancıdır ve E iyon atomları iyonlaştırmak için gereken enerjidir. Elektron saçılması için ortalama serbest yolun ters yönde basınçla ilgili olduğuna dikkat edilmelidir:

$$\alpha = (sabit/\lambda_e) \exp (-E_{iyon}/E\lambda_e) \quad (1.34)$$

Burada A ve B , deneysel olarak belirlenen onaylanmış durumda sabittir.

$$\alpha = A * p * \exp (-B*p*d/V) \quad (1.35)$$

Herhangi bir gaz için bir dizi voltaj ve basınç değeri için kabaca sabit olduğu bulunmuştur. Daha sonraki deneyler, akımın formül tarafından tahmin edilenden daha hızlı arttığını ortaya koymuştur.

Fenomeni açıklamak için iki farklı etki göz önünde bulunduruldu. İkinci Townsend katsayısı β birim uzunluk başına üretilen elektron-iyon çiftlerinin sayısını ifade eder. Anottan katoda geçen bir iyonla ve üçüncü Townsend katsayısı γ ;

Bir iyonun etkisiyle katotta üretilen elektronların sayısı

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial \phi_e}{\partial x} = S_e \quad (1.36)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial \phi_i}{\partial x} = S_i$$

n_e ve n_i elektron ve iyon yoğunlukları ise, Φ_e ve Φ_i elektron ve iyon akılarıdır S_e ve S_i , yavaş elektron ve iyonların kaynak fonksiyonlarıdır. Akılar sürüklenme difüzyon yaklaşımı temelinde hesaplanır:

$$\phi_e = -\mu_e n_e E - D_e \left(\frac{\partial n_e}{\partial x} \right) \quad (1.37)$$

$$\phi_i = -\mu_i n_i E - D_i \left(\frac{\partial n_i}{\partial x} \right)$$

μ_e ve μ_i elektron ve iyonların mobiliteleridir. D_e ve D_i elektron ve iyonların difüzyon katsayılarıdır. Townsend teorisinde, elektron atomu (α) ve iyon atomu (β) iyonizasyon çarpışmalarından elektronlar ve iyonlar gelir. Sonra kaynak fonksiyonu gelir.

$$S_e = S_i = \alpha \phi_e + \beta \phi_i \quad (1.38)$$

Devre akımıyla elektriksel dağılımın ilişkisi

$$\Phi = \frac{1}{e} \quad (1.39)$$

Daha sonra, devre akım yoğunluğu I ile parçacık akısı arasındaki ilişkiyi bulabiliriz:

$$\Phi_{\text{total}} = \Phi_e + \Phi_i = \frac{1}{e} \quad (1.40)$$

Sadece kararlı ve düzgün gaz boşalması tartışılmıştır. Düşük basınç durumunda, difüzyon kısmının da ihmal edilebileceğini varsayabiliriz. İlk koşul,

$$\text{Katotta, } x=0, V_0 = 0, \phi_e = I_0 / e + \gamma(1 - \phi_e) \quad (1.41)$$

$$\text{Anotta, } x=d, V_d = U_{\text{lamp}}, \phi_i = 0, \phi_e = \phi \quad (1.42)$$

x pozisyonunda birim alandaki elektron akımı anotta $i_e(x) = I$ olduğunda

$I = (i_0(\alpha-\beta)e^{(\alpha-\beta)d}) / \alpha(1+\gamma) - (\alpha\gamma + \beta)e^{(\alpha-\beta)d}$ burada i_0 başlangıç ya da background akımıdır. Uzaysal serbest yüklerin yoğunluğuna buradan karar verilebilir. Genel olarak konuşmak gerekirse, yaklaşık 10^{-12} A oldukça küçüktür. Çünkü genellikle iyonları diğer atomlarla uyarmak için binlerce eV enerjisine ihtiyaç duyarlar, çarpışmadan önce bunu başarmak çok küçük bir ihtimaldir. β ihmal edildiğinde,

$$I = \frac{I_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (1.43)$$

Townsend teorisinde gaz boşalması kendi kendine sürdürülürse, I_0 sıfır olur. Buna bağlı olarak;

$$\frac{1}{\gamma} = e^{\alpha d} - 1 \quad (1.44)$$

Kırılma gerilimi ise şöyle ifade edilir:

$$V_{\text{kırılma}} = \frac{B * p * d}{\ln \ln (A * p * d) - \ln(\ln \ln (1 + \frac{1}{\gamma}))} \quad (1.45)$$

$p * d$ çarpanı paschen eğrisi türetilirken kullanılır. Paschen eğrisi gazın bir fonksiyonudur. Minimum değerde kırılma gerilimi oluşmaz. Kararlı durum gaz boşalmalarının temelleri ile ilgili ilk açıklaması şu şekilde yapılmıştır:

Townsend tipi boşalmada, iki elektrotun karşısında bir voltaj yerleştirilerek gazla dolu bir yük boşalma geçişi olur. Elektronlar, yüksek enerjili müon etkileşimleri gibi daha fazla elektron üretmek için elektrik alanda ve iyonize edici çarpışmalar nedeniyle hızlandırılarak doğal aşamalar nedeniyle boşlukta bulunur.

$$dn_e / dx = \alpha(E, p)n_e \quad (1.46)$$

n_e , birim hacim başına parçacıklar içindeki elektron yoğunluğudur. α , sayısı tek bir elektronun maruz kaldığı birim uzunluk başına iyonlaşma sayısı, E elektrik alan ve p basınçtır.

$$\alpha = A p e^{-B p / E}, \quad (1.47)$$

Burada A ve B , verilen bir gazın ampirik katsayı karakteristiğidir. Elektron üretiminin aşaması ikincil emisyon katsayısı γ olarak gösterilir.

Denklem (1.48), elektron kaybını açıkça göstermektedir, ancak rekombinasyon ve difüzyon, ampirik katsayılarla eklenebilir.

Elektron çarpanları için kazanç katsayısının verilen n_e 'deki çözümü:

$$n_e(x) / n_e(0) = \exp \left[\int_0^x n \alpha(x) dx \right] - 1 \quad (1.48)$$

Her bir iyonlaştırıcı çarpışma bir elektron ve bir iyon ürettiğinden, Denklem [1.49]'deki gibi katottan başlayarak anoda doğru bir d mesafe boyunca iyonlar üretir. Bu iyonlar sonunda katoda doğru geri dönecektir.

$$\exp \left[\int_0^d n \alpha(x) dx \right] - 1 \quad (1.49)$$

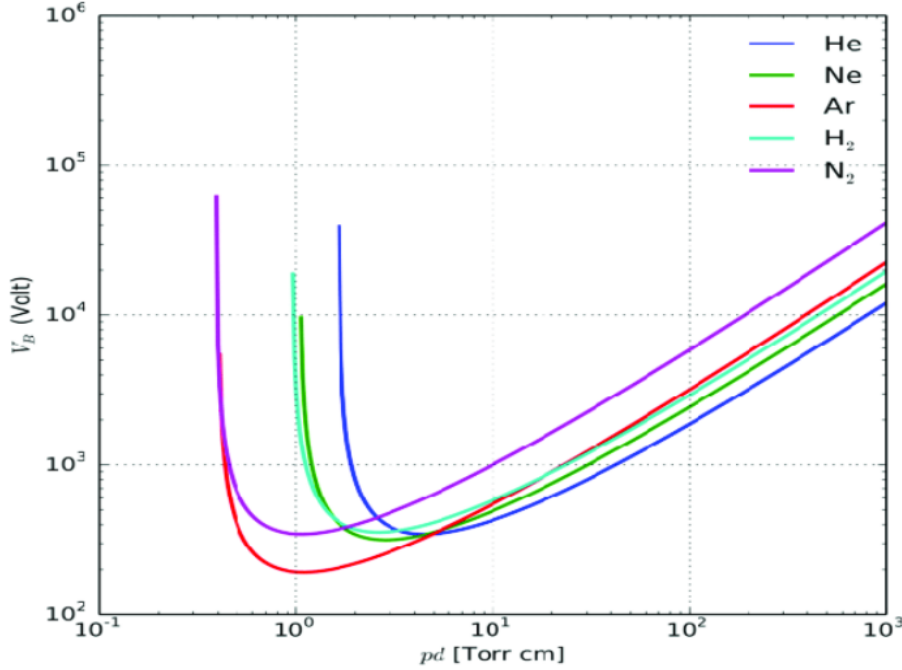
Bu yüzeyle etkili olan iyonlar ikincil elektronları serbest bırakacaktır. İkincil elektron emisyon katsayısı, γ , yayılan elektronların iyonlarıyla orantılıdır. Böylece, katottaki her bir elektron nihayetinde katotta ikincil elektronları üretmeye yarar.

$$\mu = \gamma \left[\exp \exp \left(\int_0^d n \alpha(x) dx \right) - 1 \right] \quad (1.50)$$

Kırılma parametresini μ olarak adlandırırız. İkincil elektronların herbiri başlangıçtaki elektronlarla aynı düzeyde üretilir. Daha fazla elektron üretilerek de durum böyle devam eder. Bunun için

$$\mu > 1 \quad (1.51)$$

ise geçişlerdeki akım hızla artacaktır. Bu tanımlama Townsend tarafından kırılma akım kriteri olarak adlandırılmıştır (Doughty, Hartog, Lawler, 1987). Kriterler katod materyalin fonksiyonu, elektrot ayrılması ve şekli, gaz yoğunluğu, nötral yoğunluğu ve elektrik alandır.



Şekil 1.9. Farklı gazlar için Paschen eğrileri. (S. P. Das, G. Dalei ve A. Barik, 2018)

Böylece, paralel plakalı elektrotlar arası belirli bir basınçta belirli bir gazla doldurulduğundaki durumlarda farklı voltaj değerlerine göre Paschen eğrilerini gösterebiliriz. Bu eğrilerin minimum değerlerine kırılma voltajı denir. $\mu = 1$ değeri olduğunda elektrik alanı $E_0 = V / d$ aralığı boyunca ve kırılma gerilimi V_B , gaz basıncı ve aralık genişliği arasında V için çözümü olan bir ilişkisi vardır.

$$V_B = B \cdot pd / (\ln(A / \ln(1 + 1/\gamma)) + \ln pd) \quad (1.52)$$

Nötral gaz basıncının ve elektrotlararası mesafenin çarpımı olan pd kırılma kriterleri için ölçeklendirme parametresidir.

Paschen eğrilerinde, pd 'nin bir fonksiyonu olarak kırılma geriliminin grafikleri farklı gazlar için Şekil 2.1'de çizilmiştir. Kırılma voltajının boşalma sırasındaki voltaj değeri az olursa veya $\mu < 1$ ise kırılma gerilimi olması gereken değerden düşüktür diyebiliriz. Kırılma voltajının pd değeri için minimum değerlerini hesaplırsak:

$$(pd)_{\min} = \frac{e}{A} \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right) \quad (1.53)$$

Düşük kırılma gerilimi böylece düşünülebilir.

$$V_{\min} = \frac{eB}{A} \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right) \quad (1.54)$$

Hem yüzey materyali ve hem de gaz katsayısının fonksiyonunun doğal logaritmasının tabanı e dir. Minimumda azalan elektrik alan (E/p) gazın fonksiyonuna eşit olur.

$$\left(\frac{E}{p}\right)_{\min} = B \quad (1.55)$$

2. TEORİK ARAŞTIRMA

2.1. Comsol

Dünyanın en çok tercih edilen analiz programlarından biri olan Comsol Multiphysics gerek akademik araştırmalarda gerekse büyük ölçekli küresel firmalar tarafından tercih edilen çok önemli bir programdır. Deneysel araştırmalarımızın daha kısa zamanda sonuçlanmasında, maliyet avantajı sağlamasında ve çok pahalı olabilecek araştırmaların daha kısa sürede tamamlanacak olmasına neden oluşturmamasından dolayı bizim için önemli bir tercih sebebi olmuştur.

Comsol programında kullanım amacına göre farklı modüller kullanılabilmektedir. Araştırmalarımız da DC Argon plazma sisteminin incelenmesi söz konusu olduğu için AC/DC modülü ile plazma modülü beraber kullanılmıştır. Sistemimizde yarıiletken materyaller katot olarak tanımlanmış, SnO₂ kaplı cam ise anot olarak tanımlanmıştır. İlk olarak geometrik yapı oluşturulmuştur. Daha sonra materyal kütüphanesinden argon gazı ve malzemeler tanımlanmıştır.

Java temelli yazılan programın kullanım arayüzünde farklı sınıflar oluşturulmuştur. Bu sınıfların ilki genel tanımlamalar ve materyal tanımlamalarıdır. Genel tanımlamalar kısmında parametreler kısmında tanımlamak istediğimiz parametrenin adı, ifade edilişi, değeri ve açıklama kısmı bulunmaktadır. İkinci kısımda ise tanımlamalar, geometri, plazma ve Mesh (örgü) kısmı bulunmaktadır. Tanımlamalar kısmında değerler bölümünde kullanılacak yarıiletkene bağlı olarak elektron mobilitesi, uygulama voltajı, iş fonksiyonu, gaz basıncı değerleri girilmiştir. Bunun dışında katot, anot, duvarlar, katot olmayan duvarlar ve sınır sistemleri için değerler girilmiştir.

2.1.1. Geometri kısmı

Tasarımın yapıldığı formun oluşturulduğu kısımdır. Farklı geometrilere sahip diğer problemlerde 3 boyutlu modellemesi tamamlanmış tasarımları da sistemimizde tanımlatabiliyoruz. Her türlü yapının çizildiği kısımdır. Entegre her türlü şekiller burada tanımlanır. Koordinat eksenlerinden boyutlarına yapısına kadar burada tanımlanır.

2.1.2. Plazma kısmı

Plazma sistemimizde kullanılacak gazın her bir reaksiyonunun tanımlandığı dosyaları sistemimize tanıtılarak plazma sistemimizde oluşturulan kontakt yapılar, topraklamanın yapıldığı yer, yalıtkan yapılması gereken yüzeyler burada tanımlanır. Kullanılacak gazın bütün reaksiyonları zamana bağlı olarak burada tanımlanır. Tanımlanan gaza göre bütün reaksiyon aşamaları, reaksiyon sırasında oluşan her bir atom, iyon veya elektron sistem içerisinde tanımlanır. Burada reaksiyon sırasında oluşan her bir elektronun enerjisinin zamana bağlı olarak değişimi gösterilir. Ayrıca ortalama enerjisine bağlı olarak townsend katsayısının değişim verileri de burada tanımlanır. Reaksiyonların tersinmez veya tersinir olması tanımlanır. Reaksiyon sırasında kaybedilen enerji miktarları belirlenir. Reaksiyonun uyarılmaya, iyonizasyona veya başka bileşik oluşturup oluşturmadığı sistemde tanımlanır. Reaksiyon öncesi ve sonrası sırasında ikincil elektronun ortalama enerjisinin iş fonksiyonuna bağlı olarak değişimi ve ikincil emisyon katsayısı değerleri sistemde belirlenir. Bu bölgede sistemimiz için gerekli topraklama değerleri, anot, katot kısımlar, plazma sisteminin duvarları, elektriksel potansiyel değerleri, yalıtkan kısımlar sistemimizde tanımlanır. Tanımlanan bu gaz yapısının hangi geometrik yapı içerisinde ise ona göre sisteme tanıtılır. Analiz sırasında zamana bağlı olarak oluşan bütün reaksiyon bilgileri bu kısımda tanımlanmıştır.

2.1.3. Mesh örgü kısmı

Tasarımı yapılacak sistemimizin tamamının yüksek kaliteli olacak şekilde mesh yapısı düzenlenmiştir. Analiz öncesi sonlu eleman analizi olarak tanımlanan mesh yapısının teorik hesaplamaların deneysel verilere daha yakın sonuçlar vermesi açısından olmazsa olmaz çalışmalardan biridir. Burada Mapped tipi Mesh yapısı tercih edilmiştir. Bunun tercih edilmesinin en önemli nedeni elektromanyetik dalganın bütün sistem boyunca yöneliminin analizde en optimum şartlarda incelenecek olmasından dolayıdır. Diğer mesh türlerine göre analiz verileri daha doğru bir yaklaşım olduğu için tercih edilmiştir. Anot, katot sistemi arasındaki elektrotlarası mesafe aralığında oluşan DC argon plazma sisteminin tamamında sonlu eleman analizi yapılması gerekir.

2.1.4 Analiz kısmı

Burada yapılacak analizimizin zamana bağlı, zamandan bağımsız, frekans bağımlı, özdeğere çözümlemesi veya FFT çözümlemesine göre seçim yapılır. DC plazma sisteminin analiz çalışma yapısı zamana bağlı çözümleme metoduna göre çalıştırılmaktadır. Analiz sonuçlarımız incelenecek sınır değerleri aralığındaki zaman aralığına göre belirlenip çalıştırılmasıyla sistemimizin analiz çalıştırma kısmı tamamlanır.

2.1.5. Sonuçlar

Analiz sonuçlarımızı bir, iki ve üç boyutlu olarak görebiliriz. Burada plazma sistemimiz için gerekli termal hız, ikincil elektron katsayısı, townsend katsayıları, elektron yoğunluğu, elektron akım yoğunluğu, ortalama elektron enerjisi, sürüklenme hızı, elektriksel potansiyel dağılımı, elektron sıcaklık dağılımı, gaz iyon sayısı yoğunluğu, uyarılmış gaz iyon sayısı yoğunluğu gibi değerler hesaplanır. Buradan elde ettiğimiz değerlerin excel dosyasına aktarılmasında söz konusudur. Bu çalışmalardan elde ettiğimiz teorik deneyleri de deneysel verilerle kıyaslamamız mümkün olmaktadır.

2.1.6. Raporlama

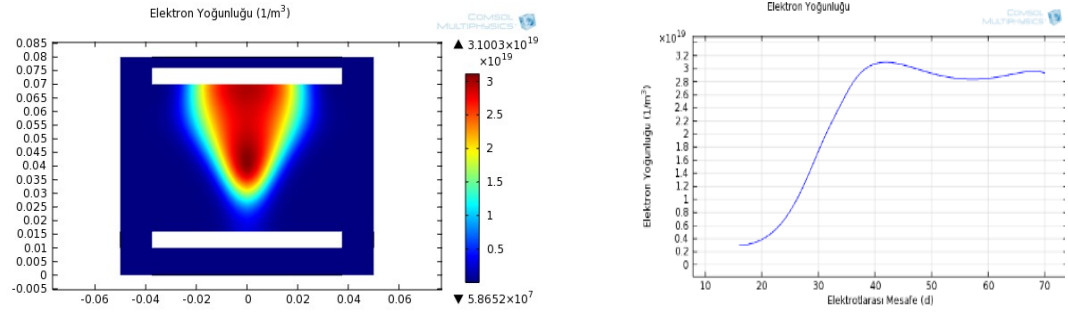
Buradan elde edilecek bütün analiz verilerinin tamamını raporlama olarak alabiliriz. Comsol programında yapılan araştırmaların en büyük önemi bilgisayar ortamında bir laboratuvar ortamı oluşturarak çok daha az deneyi az maliyetle çok daha verimli olacak şekilde ortaya çıkartacak olmasıdır.

Comsol programında farklı yarıiletkenlerin katot olarak kullanılmasıyla elde elde farklı DC gaz boşalma verileri argon gazı için aşağıda gösterilmiştir:

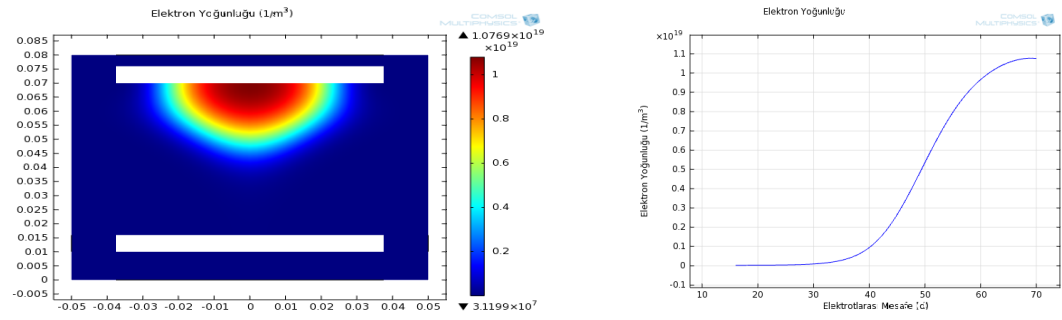
2.2. Comsol Programı Kullanılarak Elde Edilen Teorik Simülasyon Sonuçları

Elektrotlararası mesafe $d = 50 \mu\text{m}$ ve $p = 100 \text{ Torr}$ için GaAs, ZnSe, CdS, GaP ve InP materyalleri için sonuçlar:

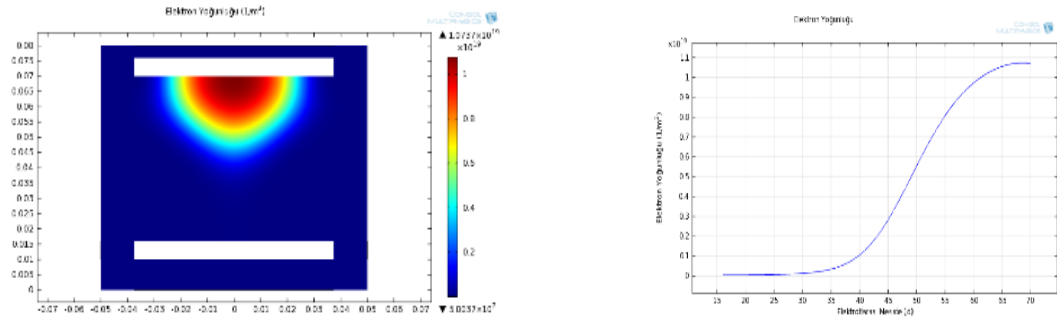
a)



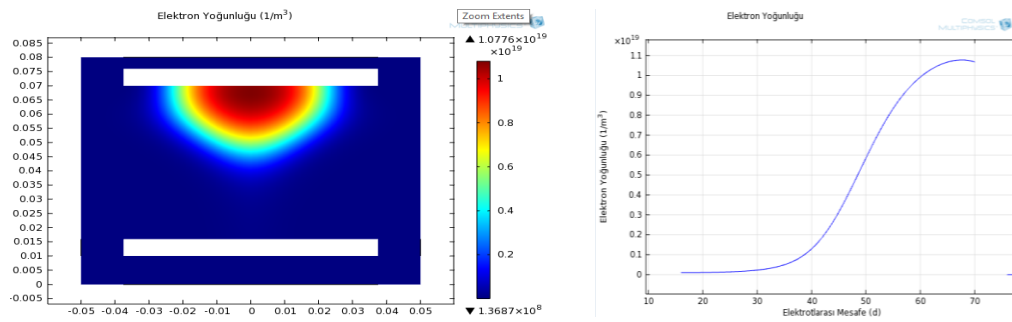
b)



c)

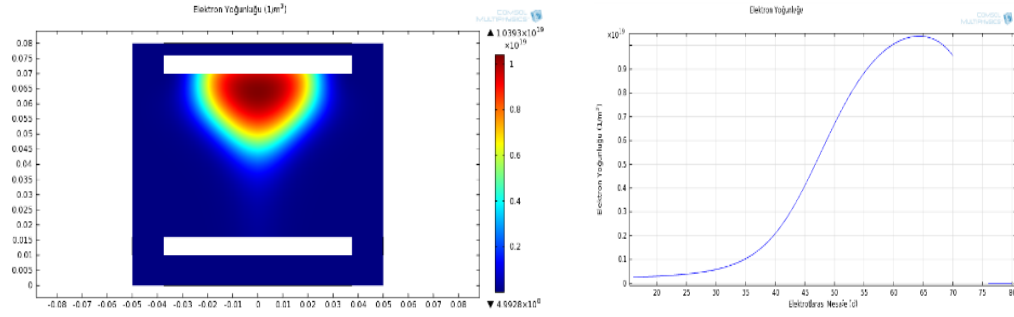


d)



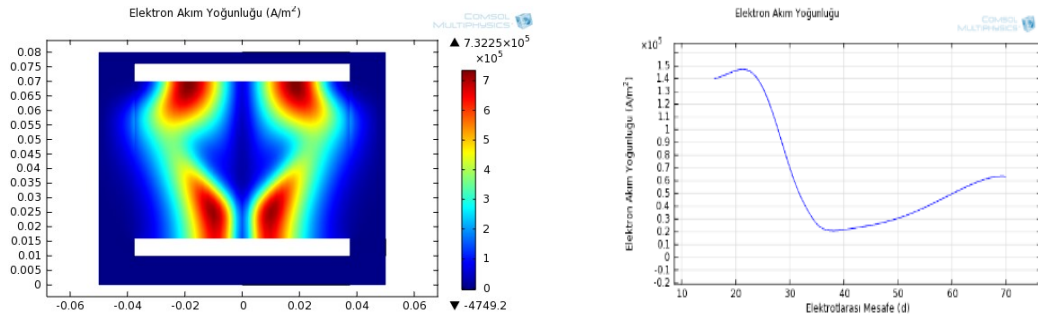
Şekil 2.1. 160 Torr Basınç ve $d = 50 \mu\text{m}$ için elektron yoğunluğu desenleri:
a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

e)

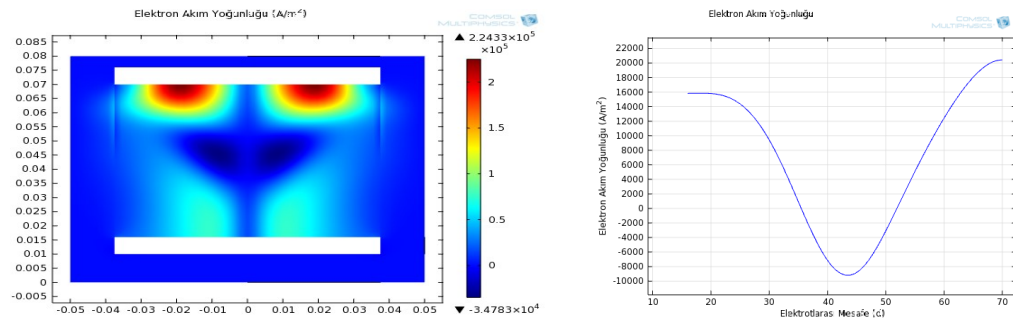


Şekil 2.1. (devam) 160 Torr Basınç ve $d = 50 \mu\text{m}$ için elektron yoğunluğu desenleri:
a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

a)

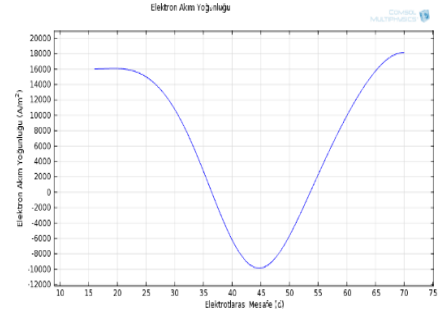
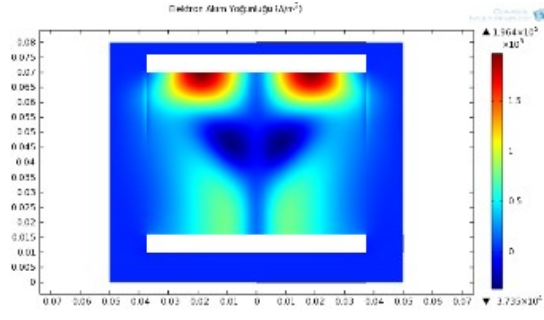


b)

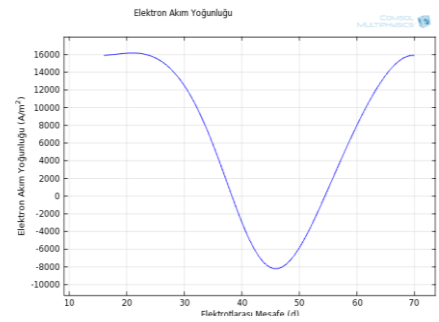
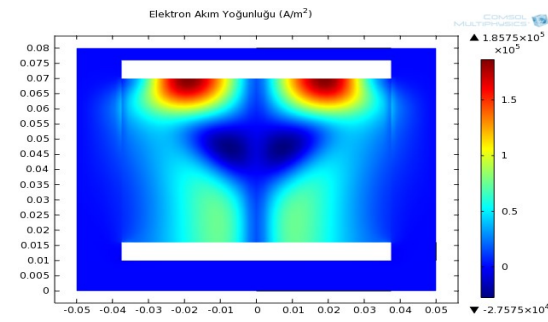


Şekil 2.2. 160 Torr basınç ve $d = 50 \mu\text{m}$ için elektron akım yoğunluğu desenleri.
a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

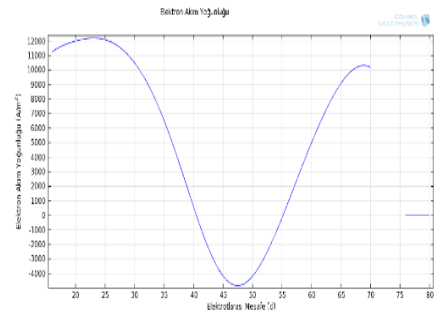
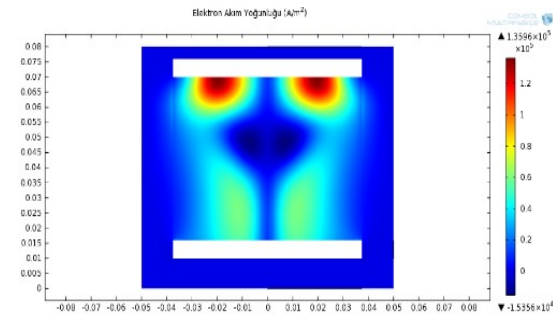
c)



d)

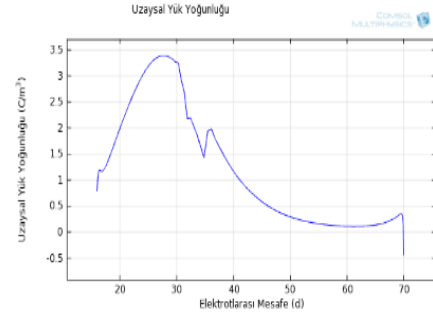
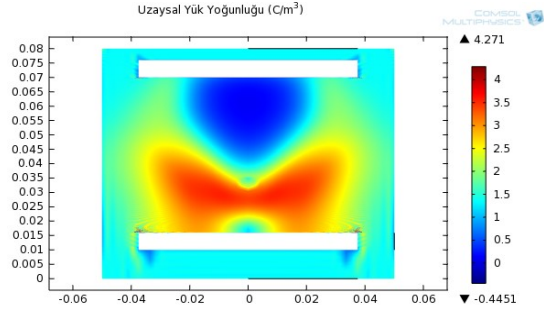


e)

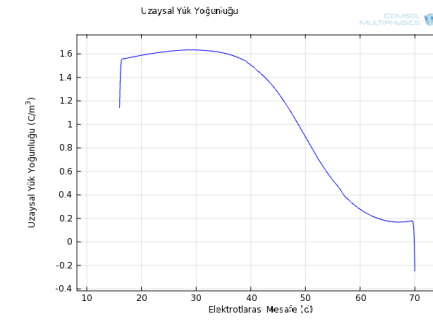
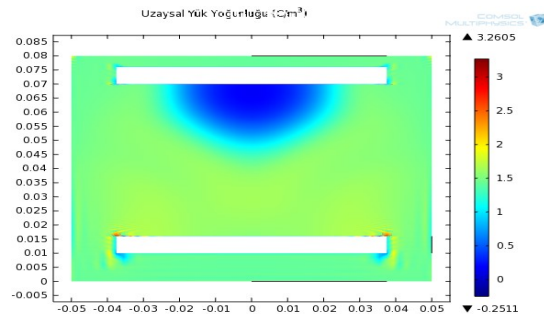


Şekil 2.2. (devam) 160 Torr basınç ve $d = 50 \mu m$ için elektron akım yoğunluğu desenleri
a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

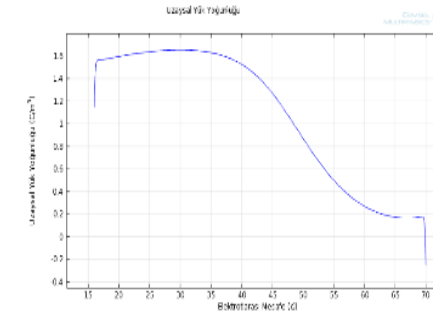
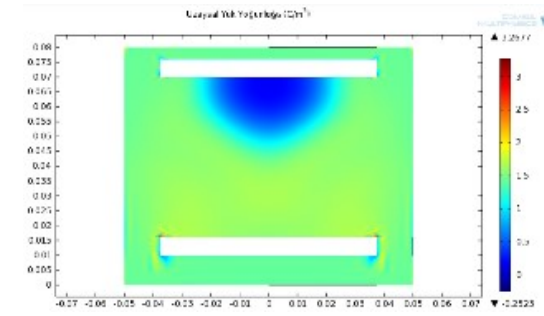
a)



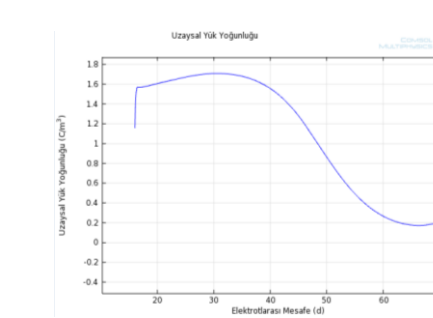
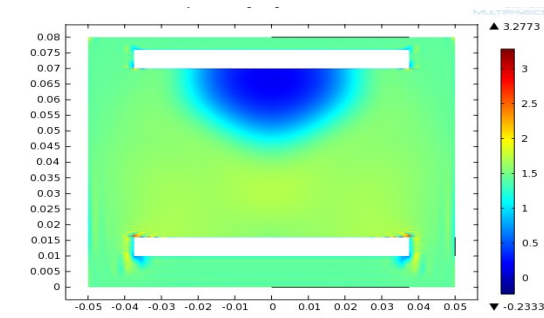
b)



c)

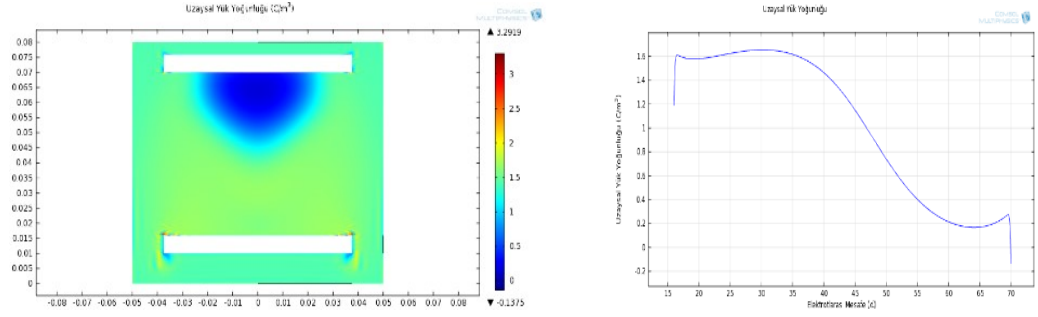


d)



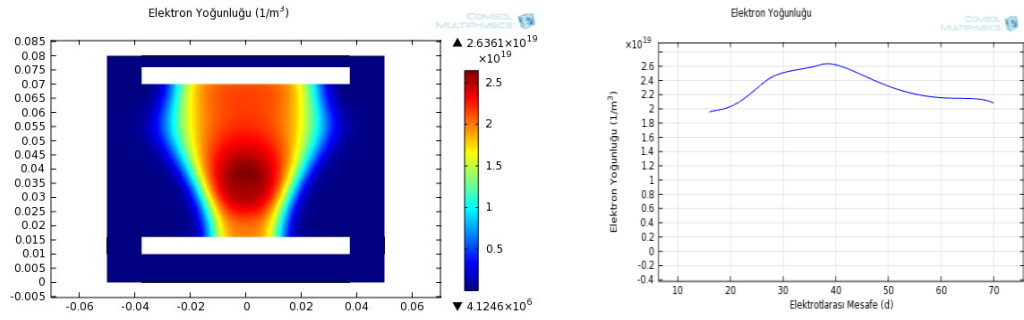
Şekil 2.3. 160 Torr basınç ve $d = 50 \mu\text{m}$ için uzaysal yük yoğunluğu desenleri a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

e)

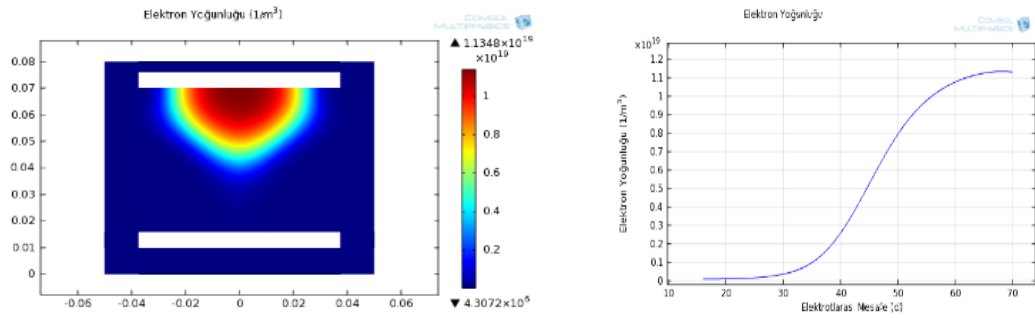


Şekil 2.3. (devam) 160 Torr basınç ve $d = 50 \mu\text{m}$ için uzaysal yük yoğunluğu desenleri
a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

a)

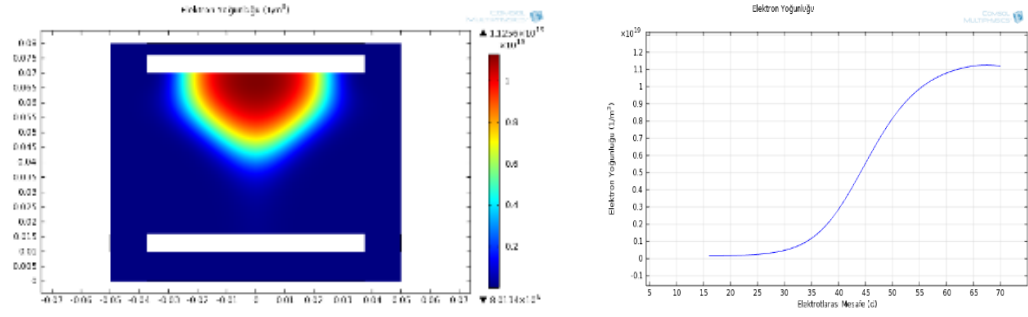


b)

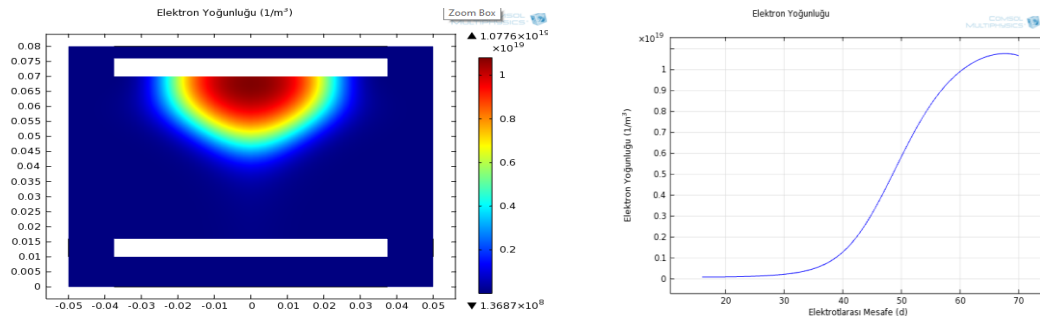


Şekil 2.4. 220 Torr basınç ve $d = 50 \mu\text{m}$ için elektron yoğunluğu desenleri a) GaAs
b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

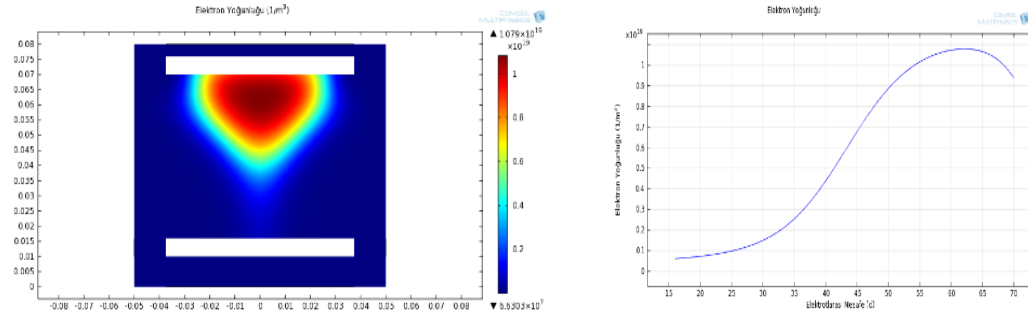
c)



d)

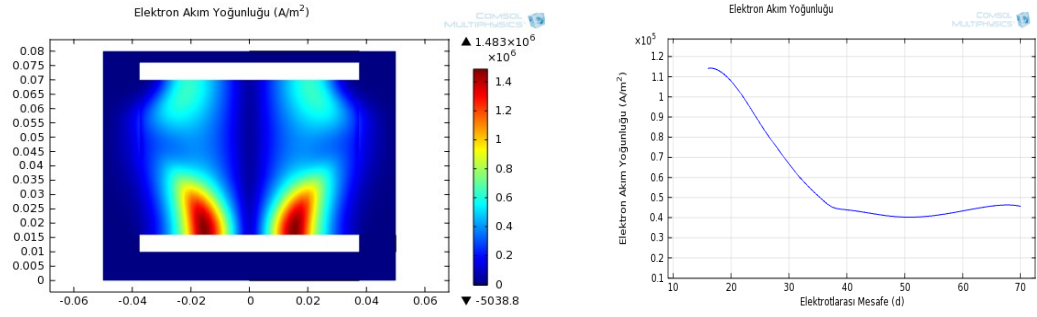


e)

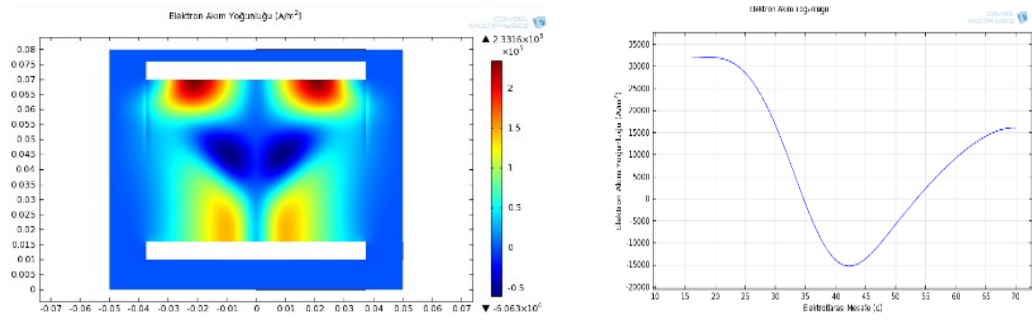


Şekil 2.4 (devam) 220 Torr basınç ve $d = 50 \mu\text{m}$ için elektron yoğunluğu desenleri a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

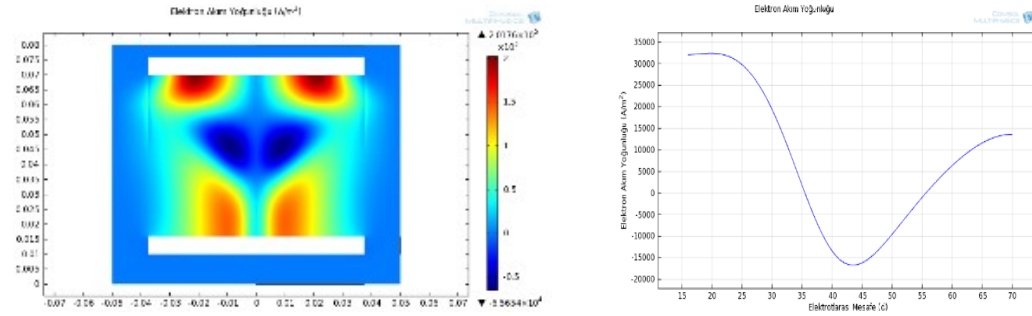
a)



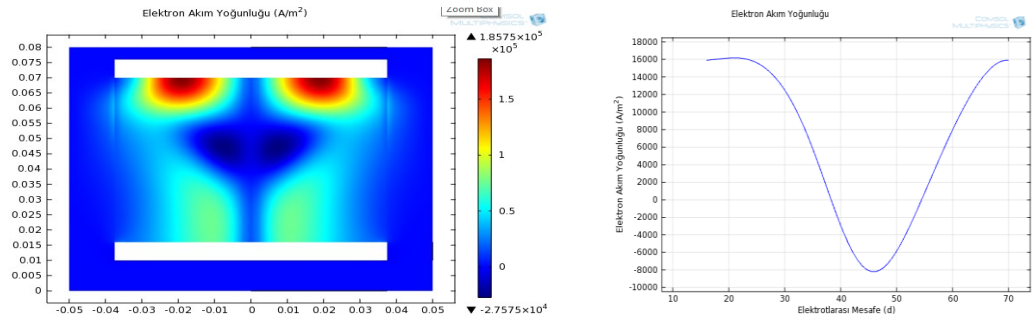
b)



c)

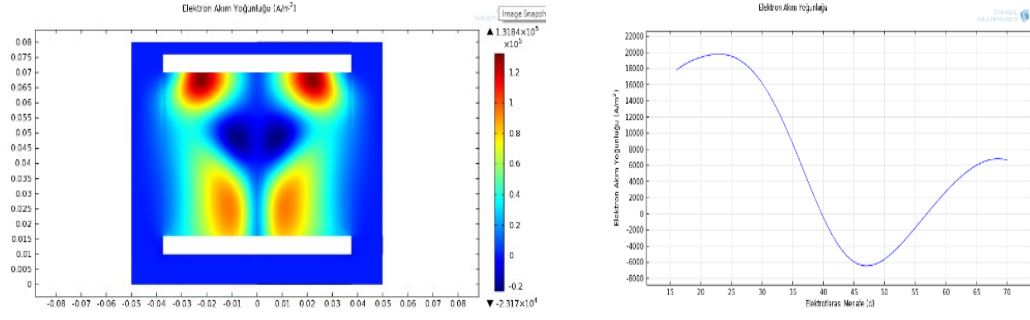


d)



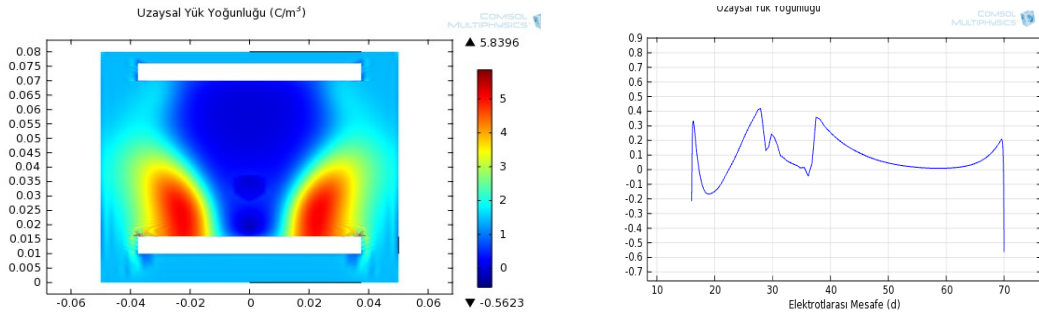
Şekil 2.5. 220 Torr basınç ve $d = 50 \mu m$ için elektron akım yoğunluğu desenleri
a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

e)

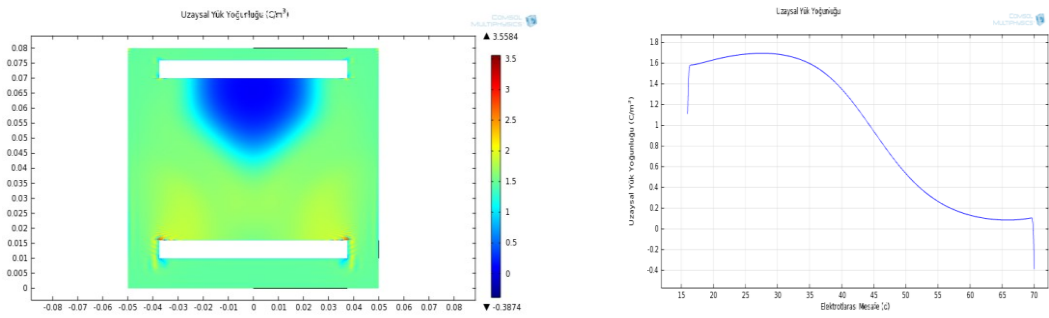


Şekil 2.5. (devam) 220 Torr basınç ve $d = 50 \mu\text{m}$ için elektron akım yoğunluğu desenleri
a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

a)

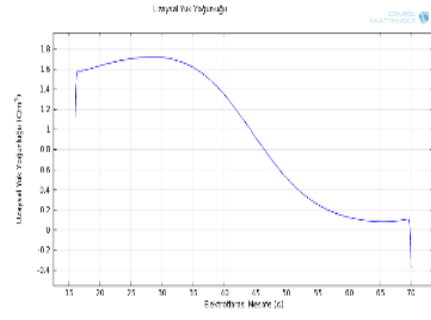
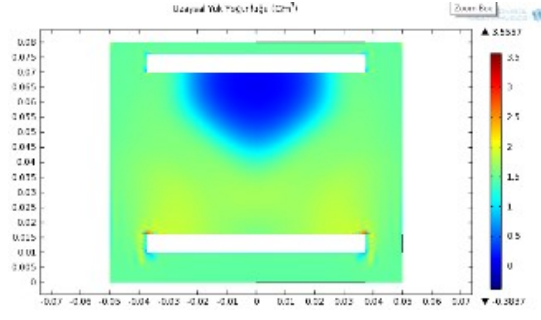


b)

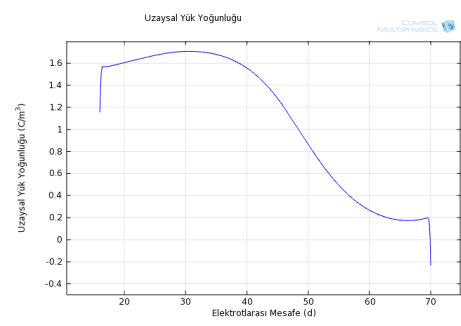
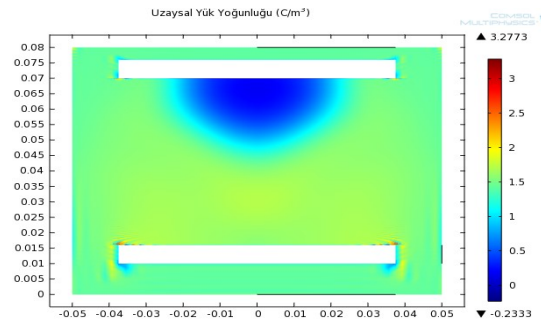


Şekil 2.6. 220 Torr basınç ve $d = 50 \mu\text{m}$ için uzaysal yük yoğunluğu desenleri
a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

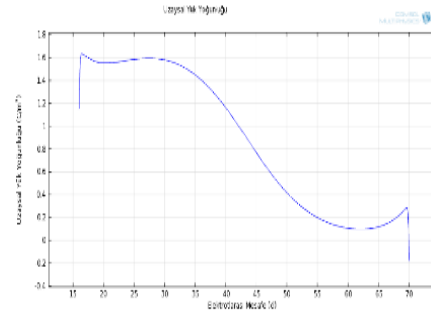
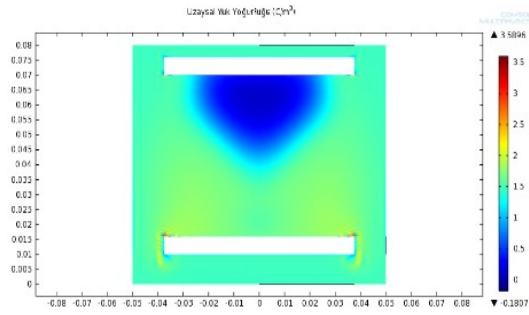
c)



d)

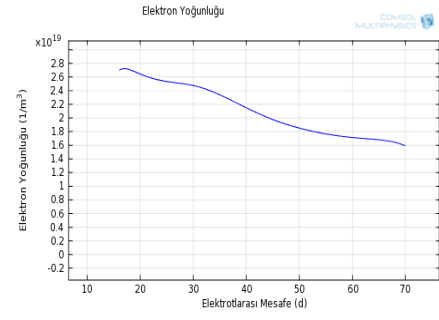
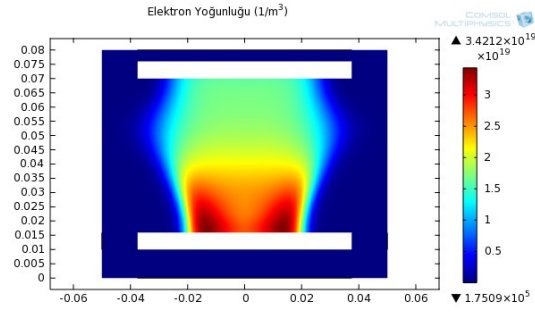


e)

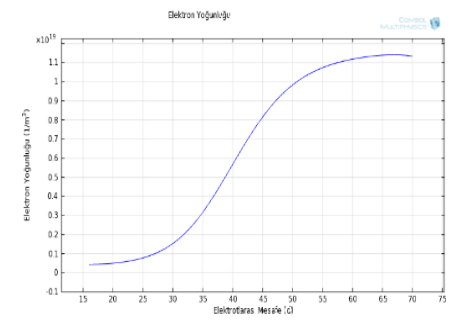
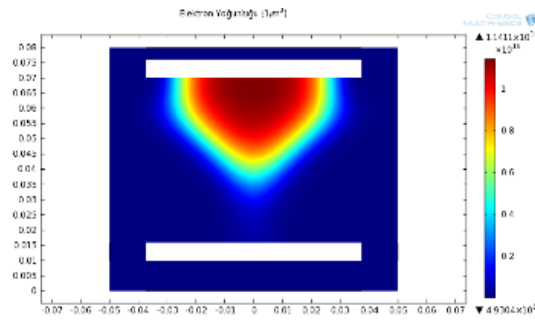


Şekil 2.6. (devam) 220 Torr basınç ve $d = 50 \mu m$ için uzaysal yük yoğunluğu desenleri
a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

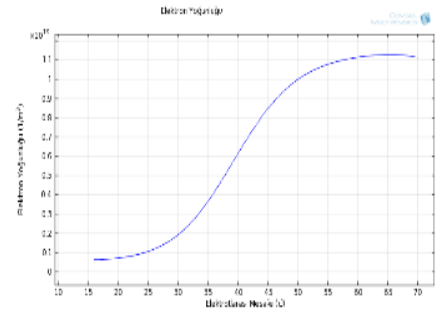
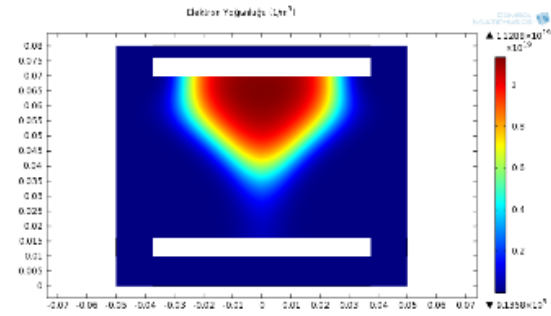
a)



b)

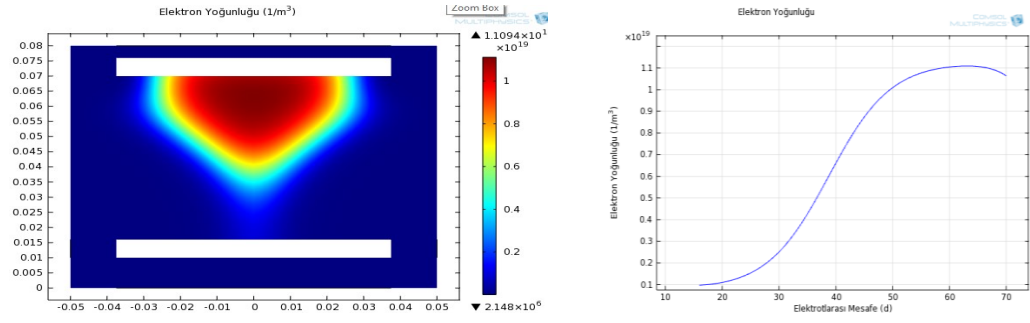


c)

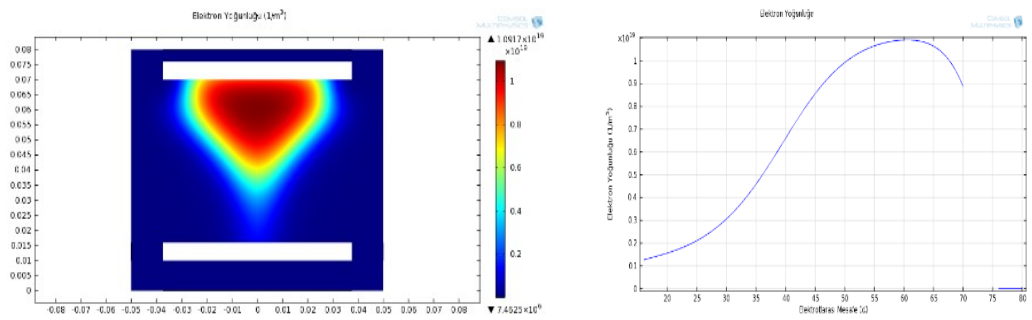


Şekil 2.7. 300 Torr basınç ve $d = 50 \mu m$ için elektron yoğunluğu desenleri
a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

d)

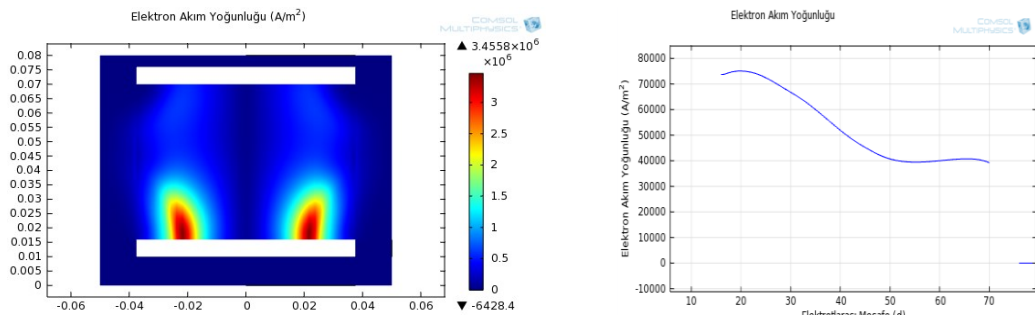


e)



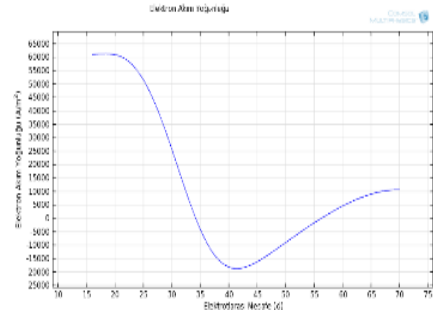
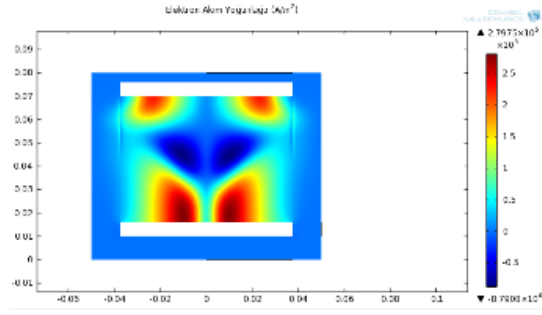
Şekil 2.7. (devam) 300 Torr basınç ve $d = 50 \mu\text{m}$ için elektron yoğunluğu desenleri
a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

a)

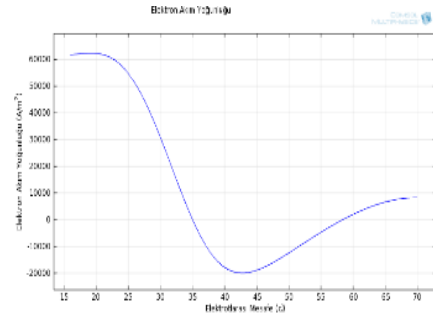
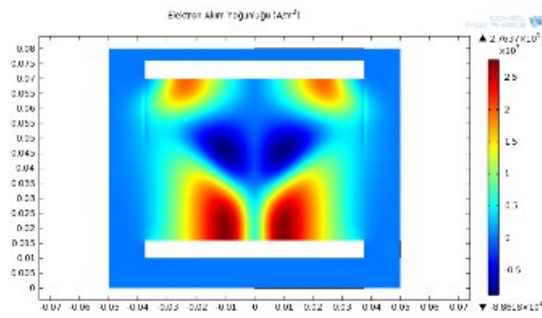


Şekil 2.8. 300 Torr basınç ve $d = 50 \mu\text{m}$ için elektron akım yoğunluğu desenleri a) GaAs
b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

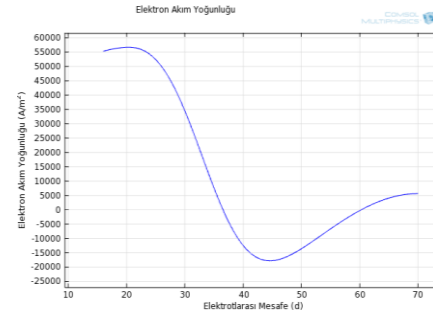
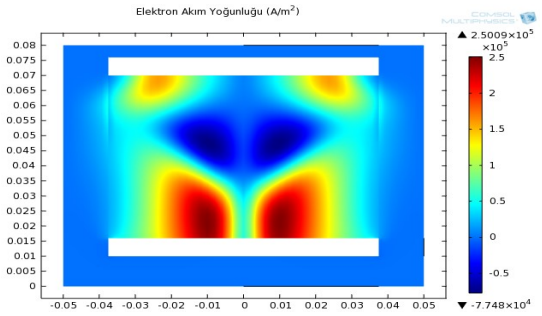
b)



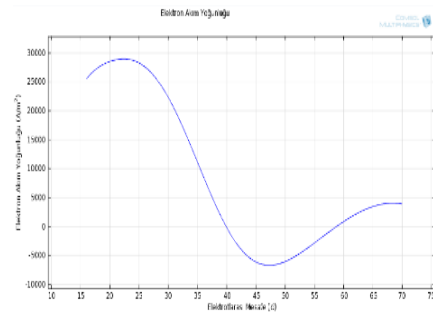
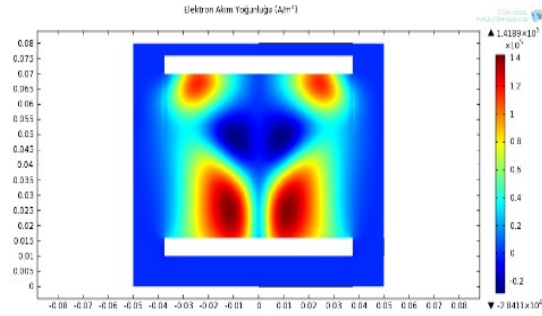
c)



d)

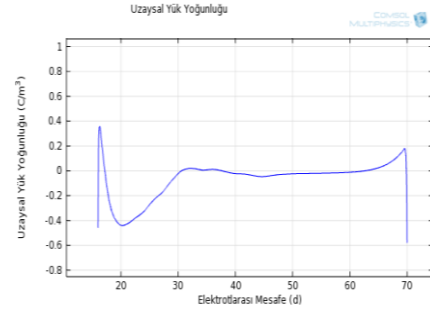
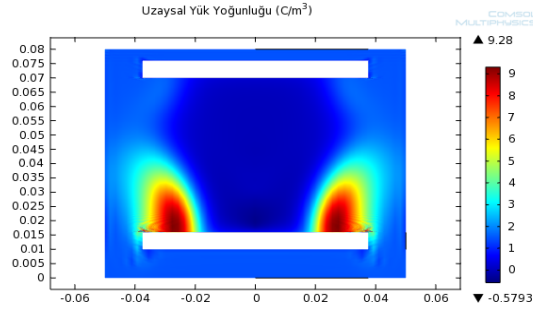


e)

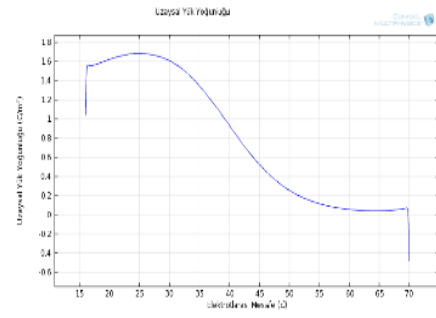
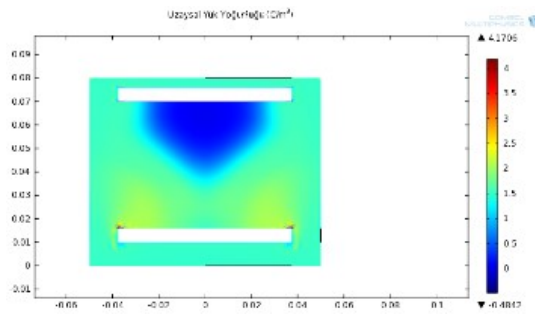


Şekil 2.8. (devam) 300 Torr basınç ve $d = 50 \mu\text{m}$ için elektron akım yoğunluğu desenleri
a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

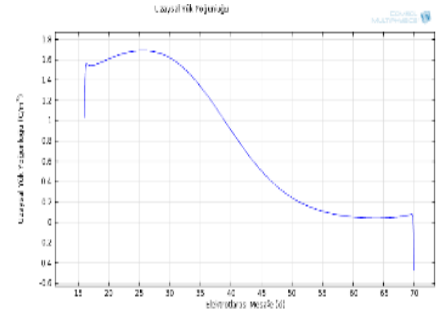
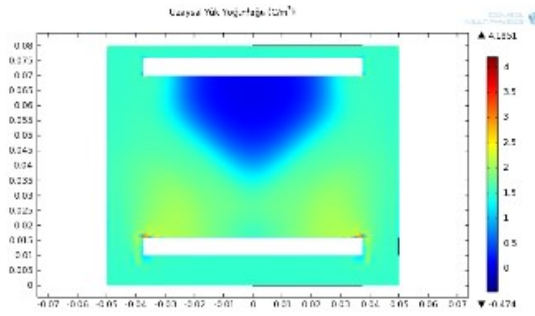
a)



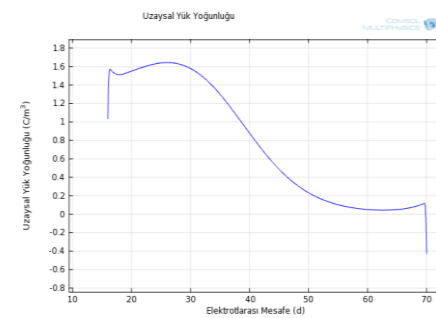
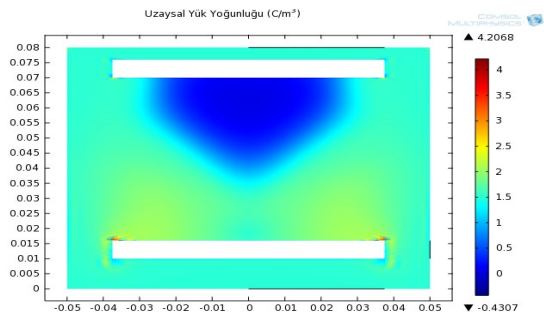
b)



c)

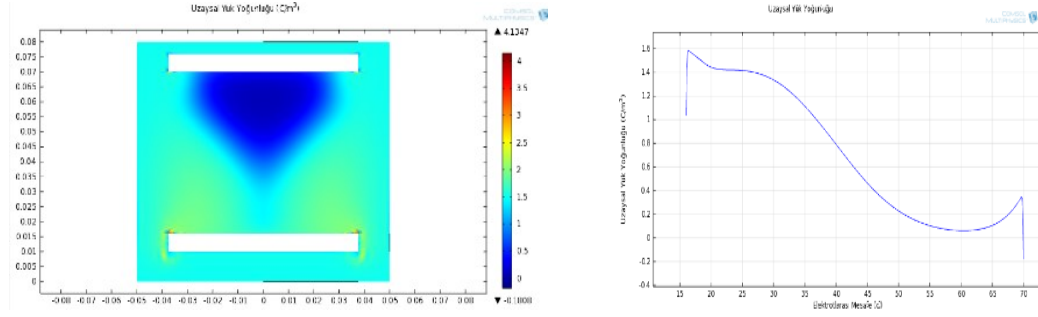


d)



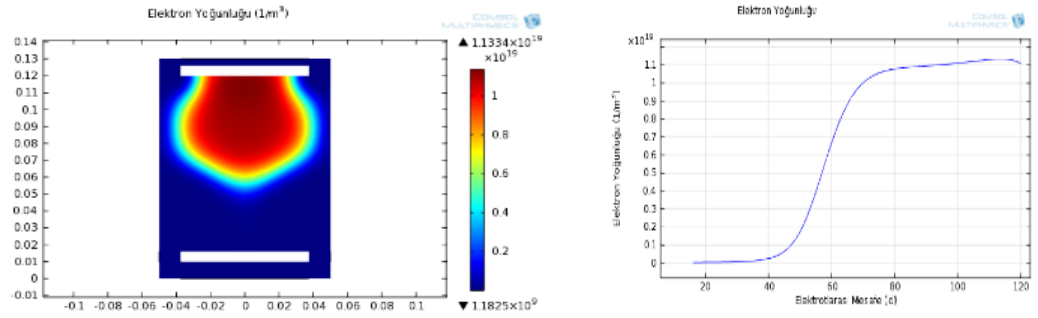
Şekil 2.9. 300 Torr basınç ve $d = 50 \mu\text{m}$ için uzaysal yük yoğunluğu desenleri
a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

e)

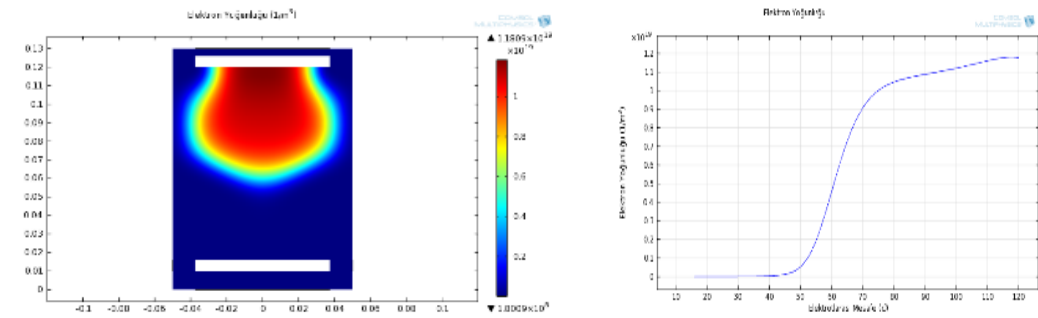


Şekil 2.9. (devam) 300 Torr basınç ve $d = 50 \mu\text{m}$ için uzaysal yük yoğunluğu desenleri
a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

a)

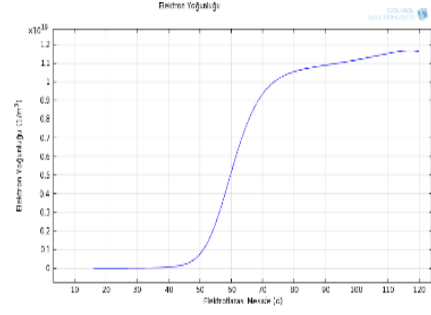
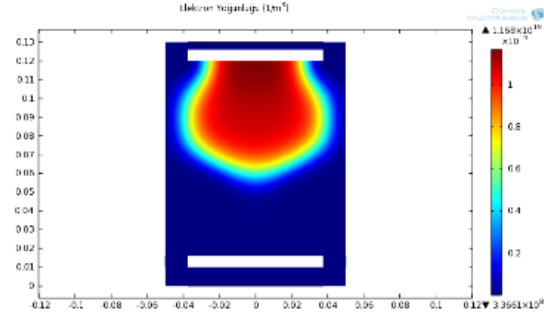


b)

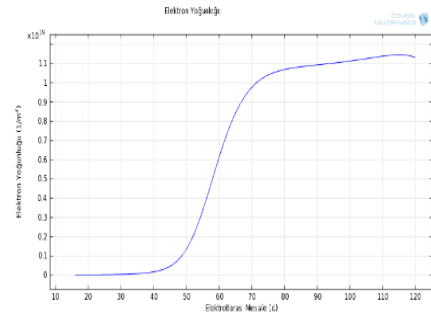
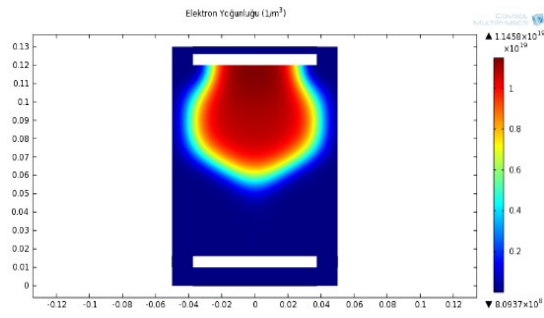


Şekil 2.10. 100 Torr basınç ve $d = 100 \mu\text{m}$ için elektron yoğunluğu desenleri
a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

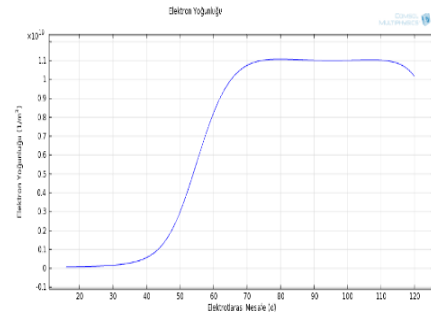
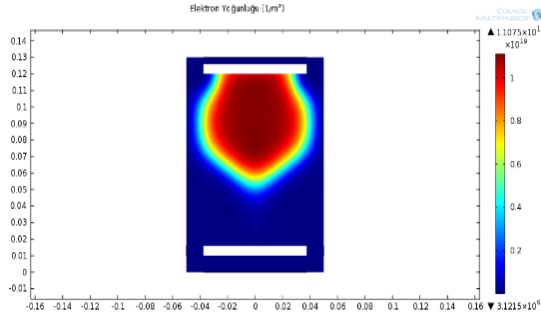
c)



d)

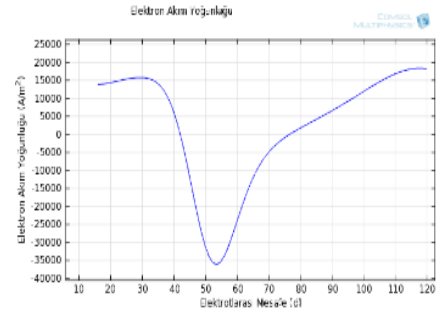
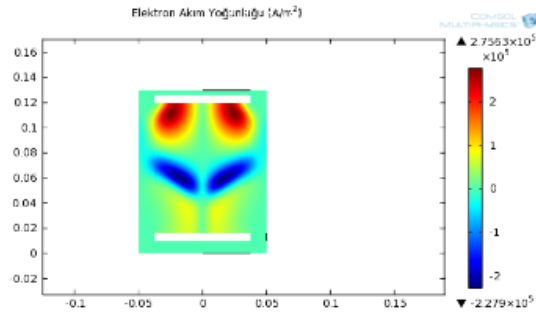


e)

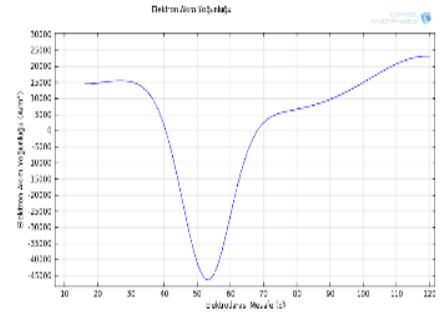
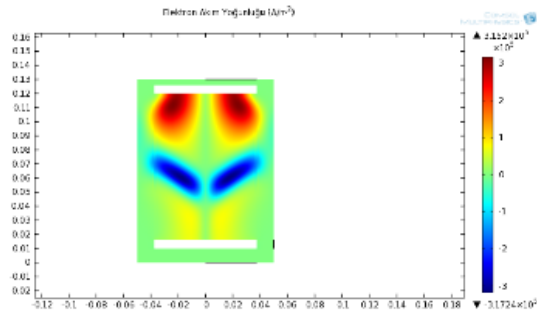


Şekil 2.10. (devam) 100 Torr basınç ve $d = 100 \mu\text{m}$ için elektron yoğunluğu desenleri
a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

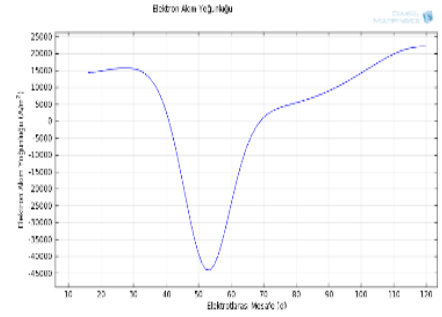
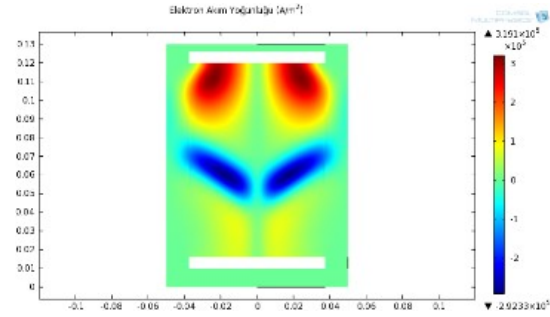
a)



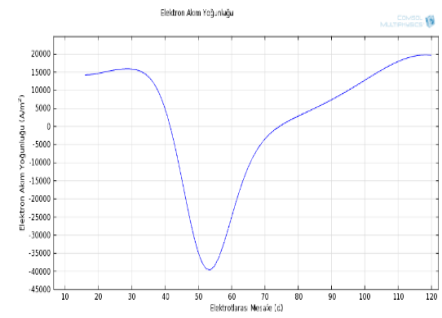
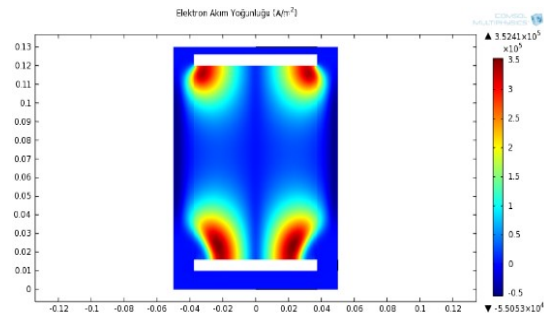
b)



c)

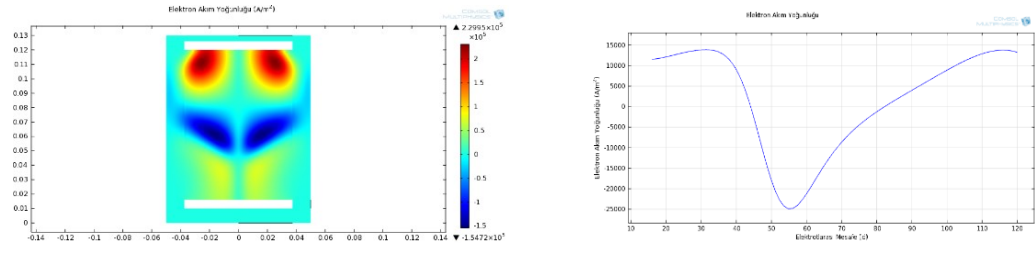


d)



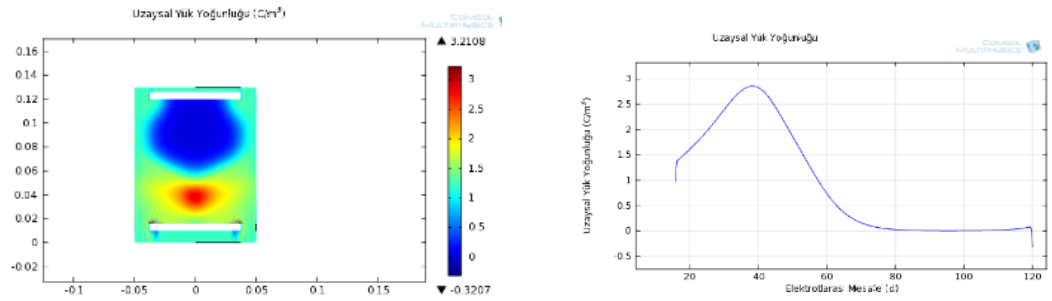
Şekil 2.11. 100 Torr basınç ve $d = 100 \mu\text{m}$ için elektron akım yoğunluğu desenleri
a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

e)

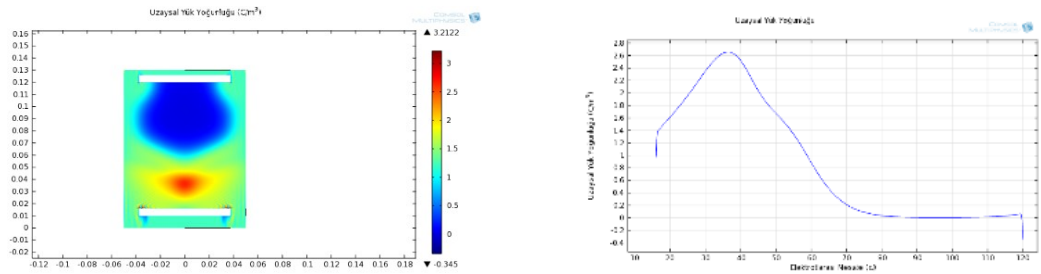


Şekil 2.11. (devam) 100 Torr basınç ve $d = 100 \mu\text{m}$ için elektron akım yoğunluğu desenleri a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

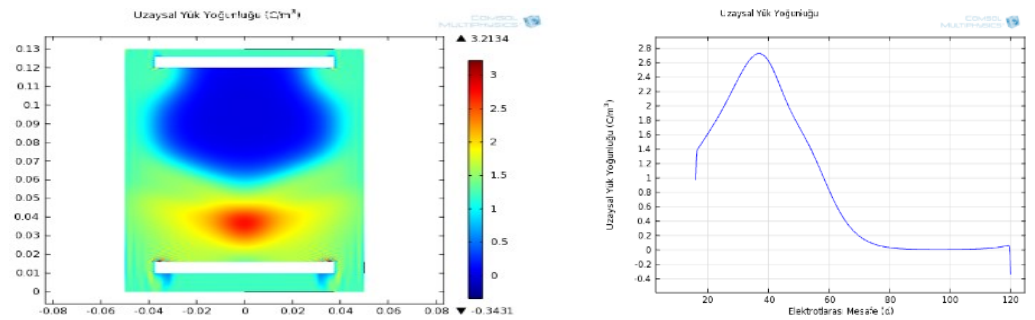
a)



b)

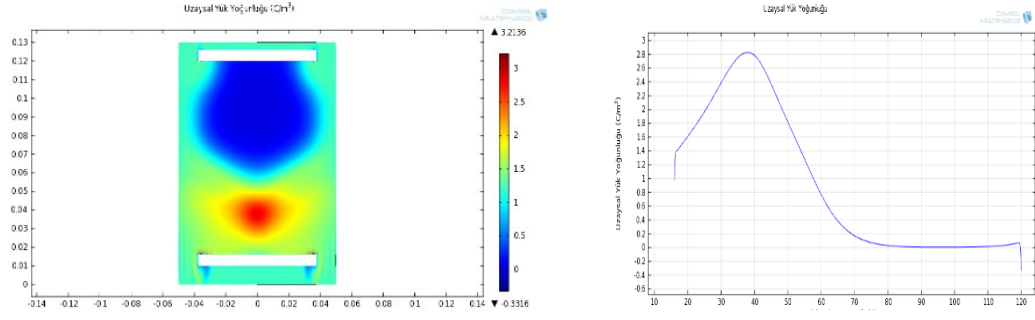


c)

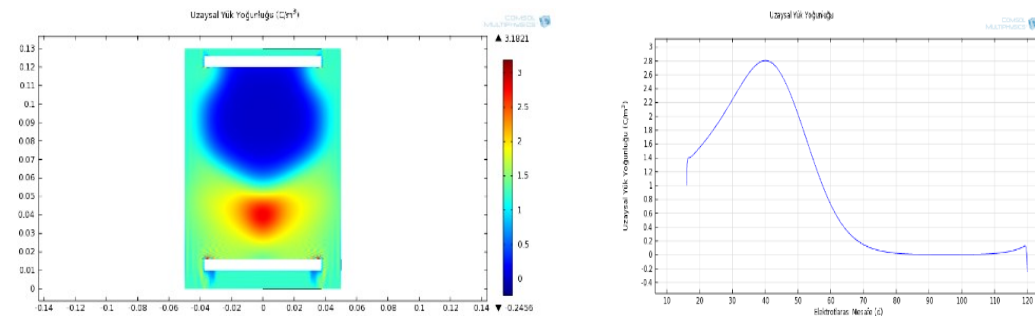


Şekil 2.12. 100 Torr basınç ve $d = 100 \mu\text{m}$ için uzaysal yük yoğunluğu desenleri a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

d)

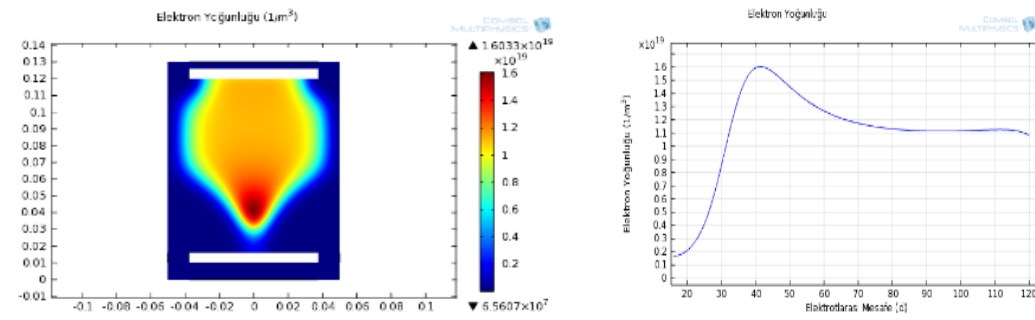


e)



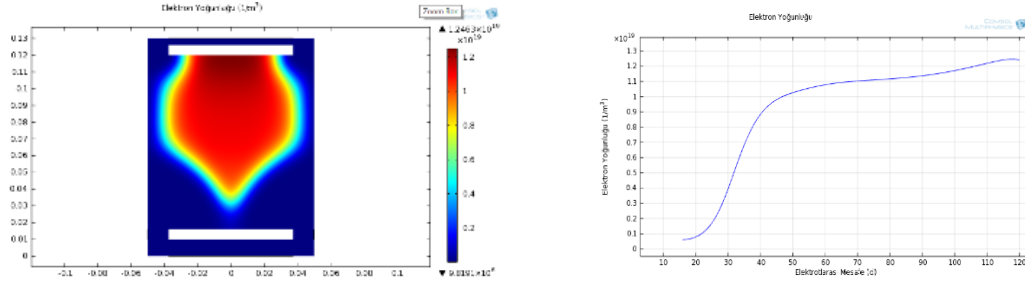
Şekil 2.12. (devam) 100 Torr basınç ve $d = 100 \mu\text{m}$ için uzaysal yük yoğunluğu desenleri
a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

a)

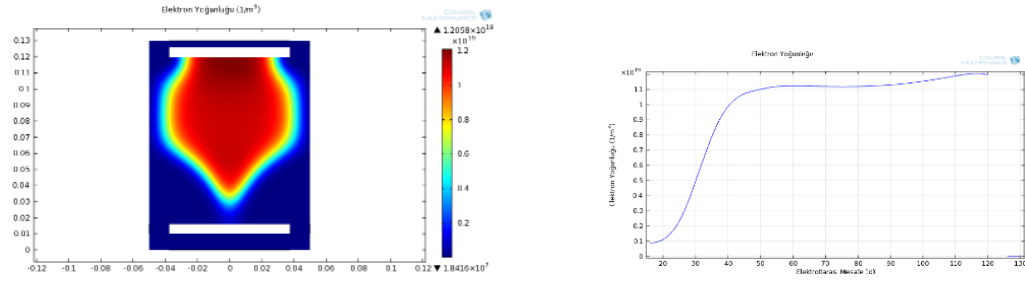


Şekil 2.13. 160 Torr basınç ve $d = 100 \mu\text{m}$ için elektron yoğunluğu desenleri
a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

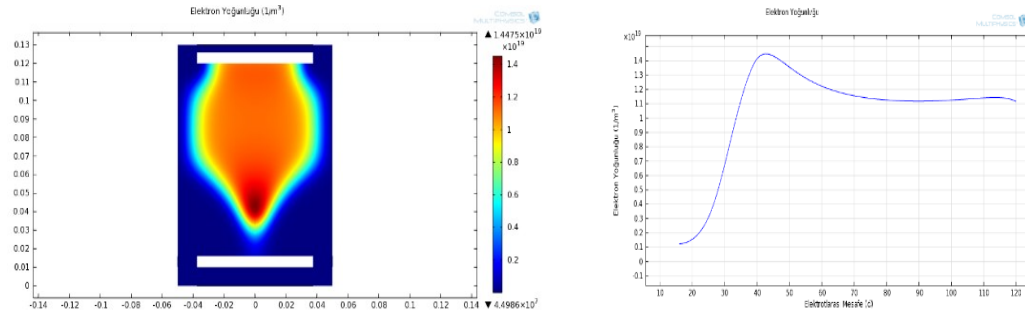
b)



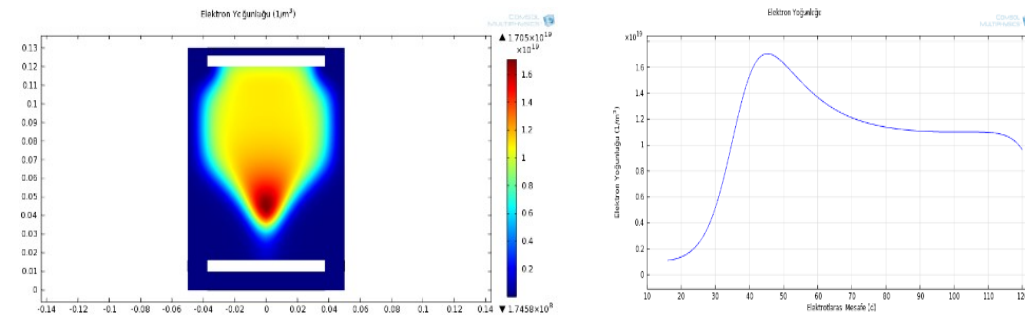
c)



d)

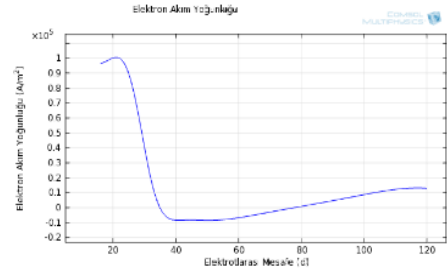
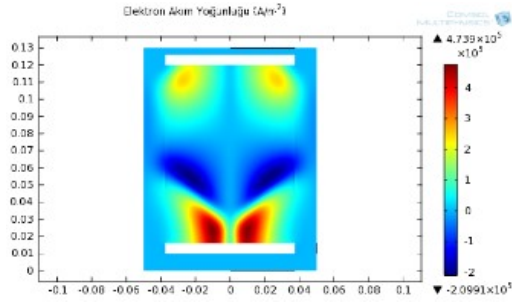


e)

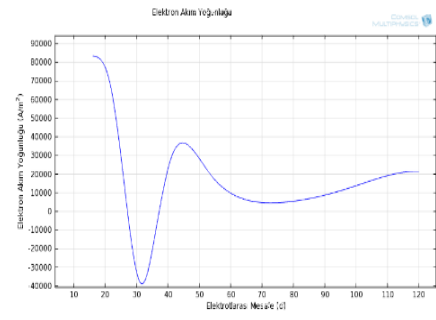
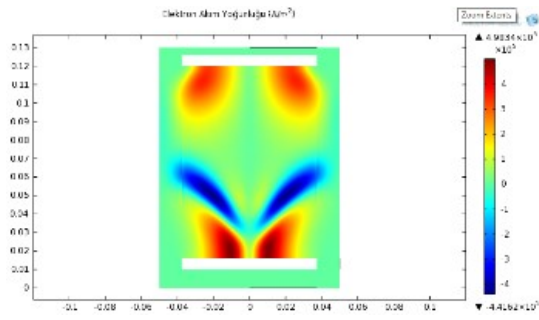


Şekil 2.13. (devam) 160 Torr basınç ve $d = 100 \mu\text{m}$ için elektron yoğunluğu desenleri
a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

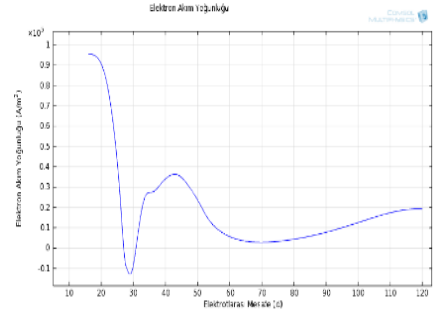
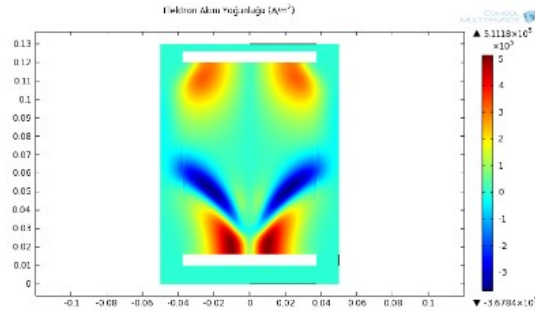
a)



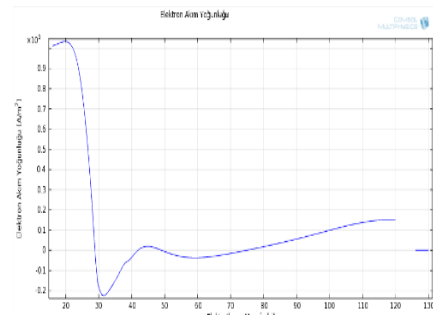
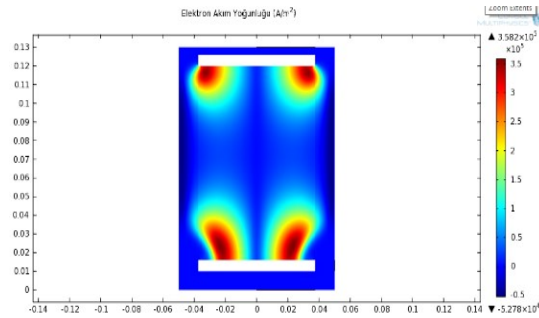
b)



c)

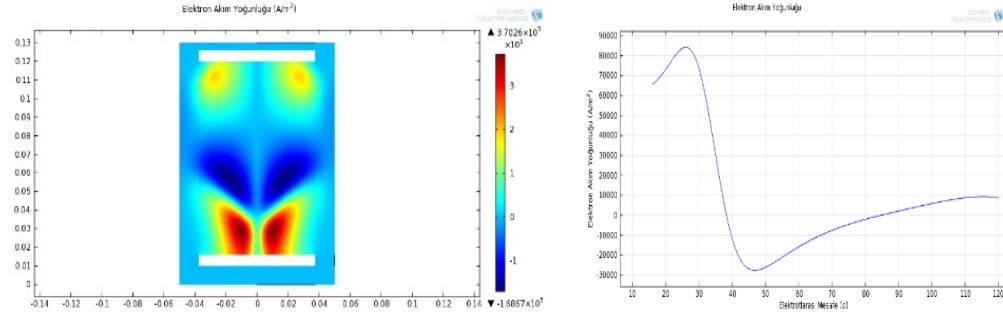


d)



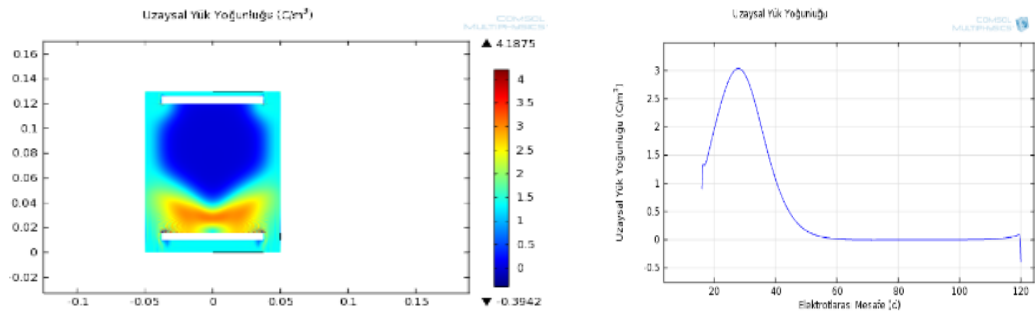
Şekil 2.14. 160 Torr basınç ve $d = 100 \mu m$ için elektron akım yoğunluğu desenleri
a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

e)

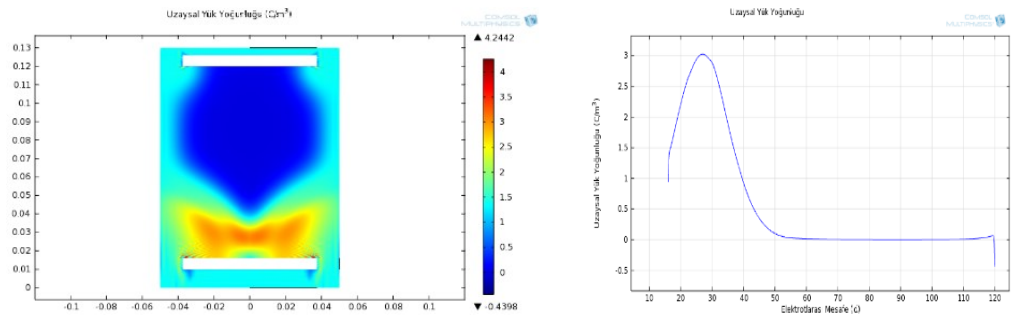


Şekil 2.14. (devam) 160 Torr basınç ve $d = 100 \mu\text{m}$ için elektron akım yoğunluğu desenleri a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

a)

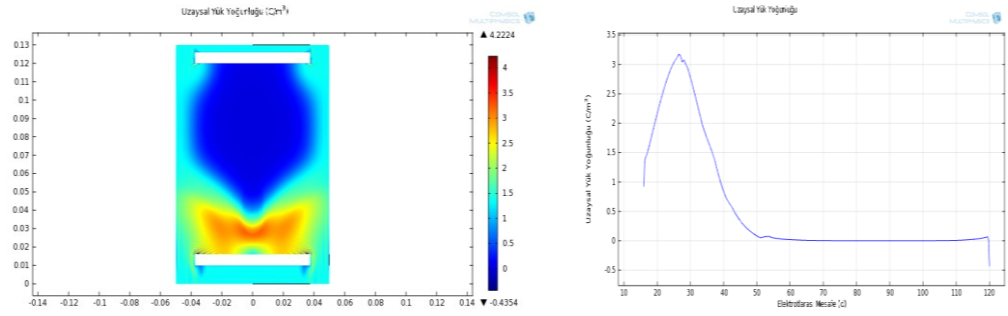


b)

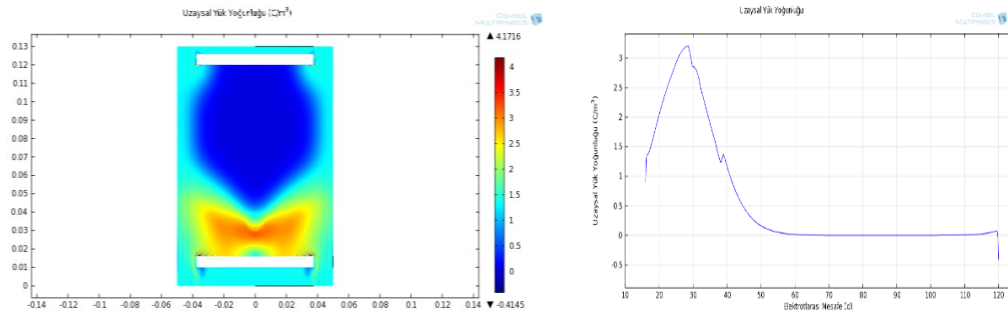


Şekil 2.15. 160 Torr basınç ve $d = 100 \mu\text{m}$ için uzaysal yük yoğunluğu desenleri a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

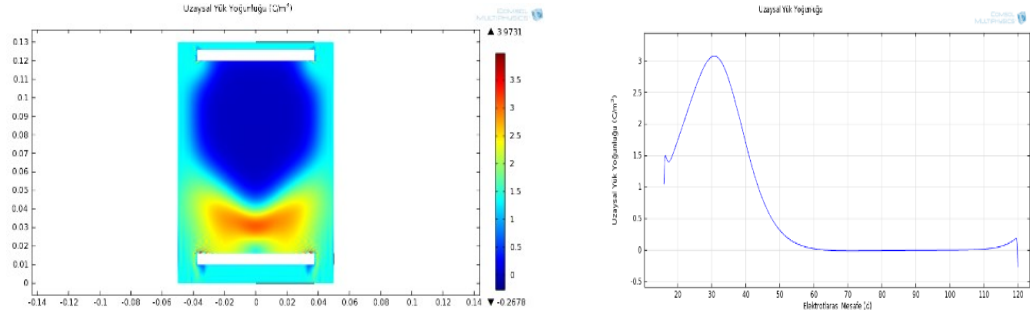
c)



d)

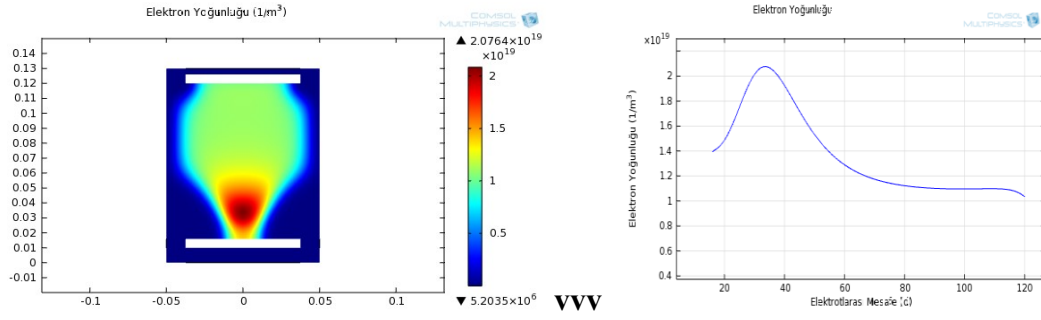


e)

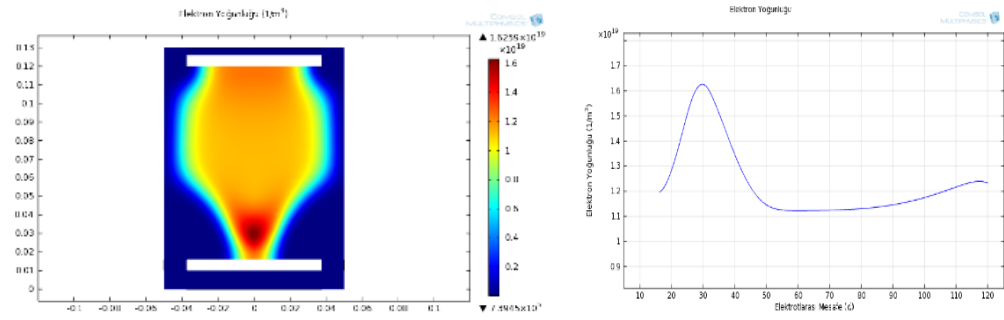


Şekil 2.15. (devam) 160 Torr basınç ve $d = 100 \mu\text{m}$ için uzaysal yük yoğunluğu desenleri
a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

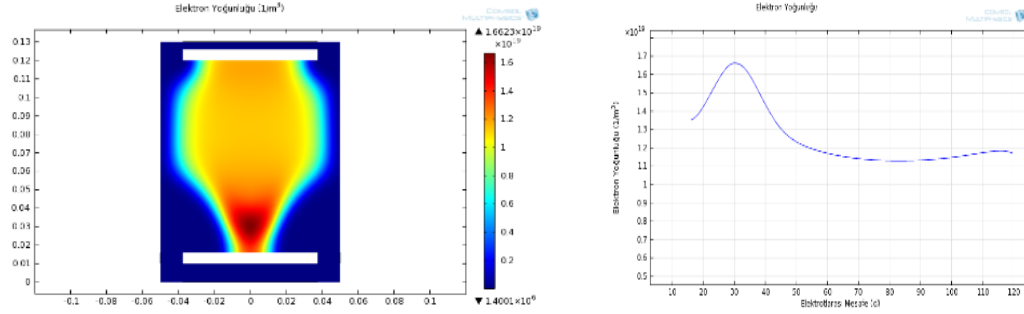
a)



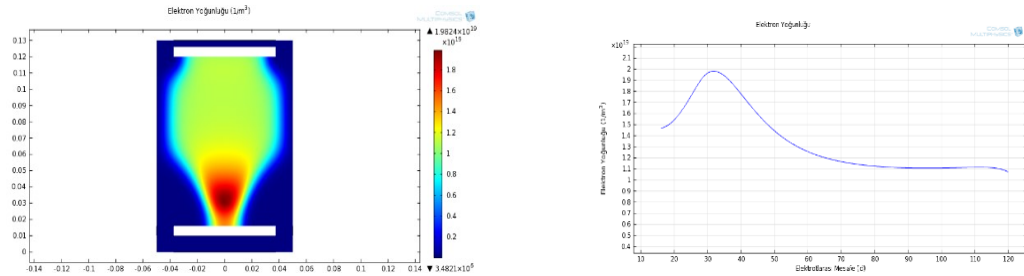
b)



c)

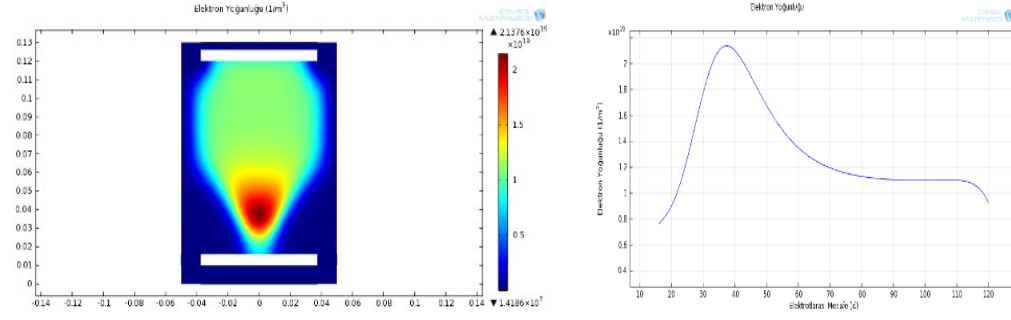


d)



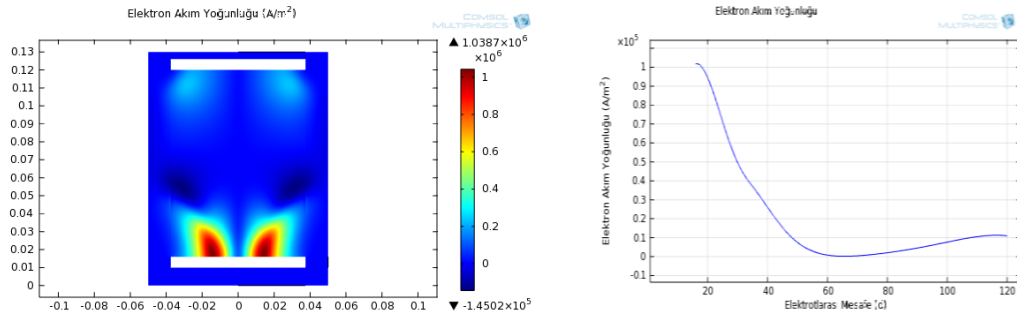
Şekil 2.16. 220 Torr basınç ve $d = 100 \mu\text{m}$ için elektron yoğunluğu desenleri a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

e)

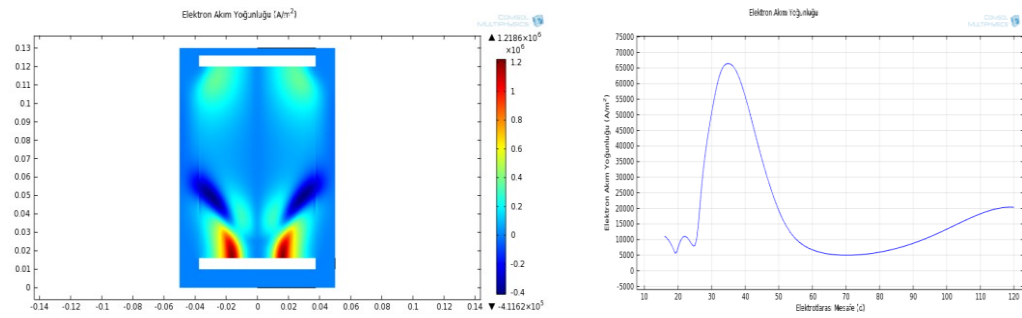


Şekil 2.16. (devam) 220 Torr basınç ve $d = 100 \mu\text{m}$ için elektron yoğunluğu desenleri
a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

a)

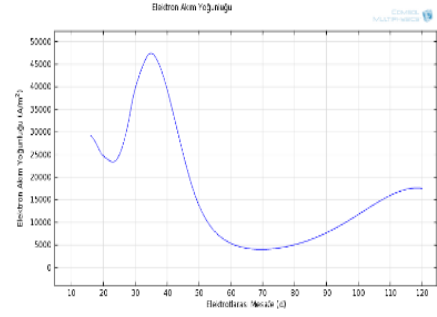
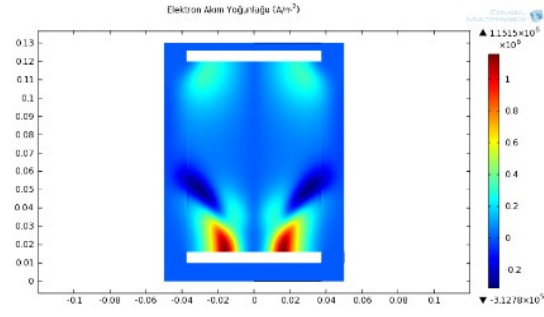


b)

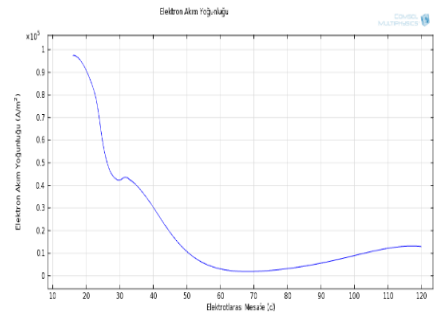
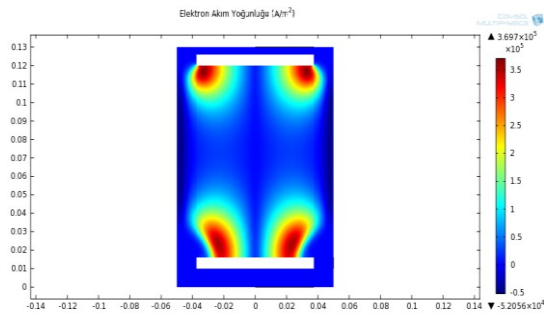


Şekil 2.17. 220 Torr basınç ve $d = 100 \mu\text{m}$ için elektron akım yoğunluğu desenleri
a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

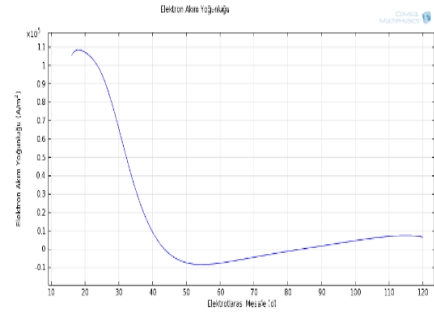
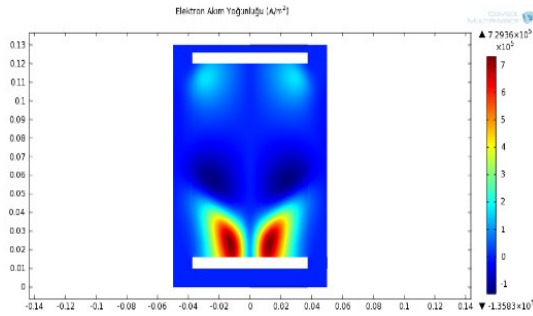
c)



d)

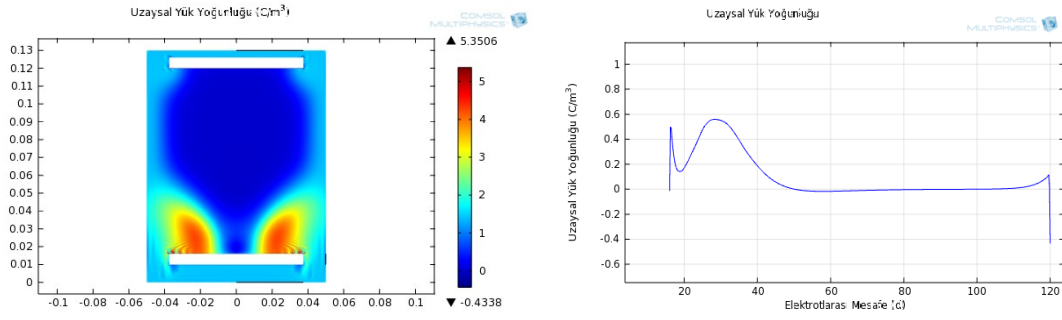


e)

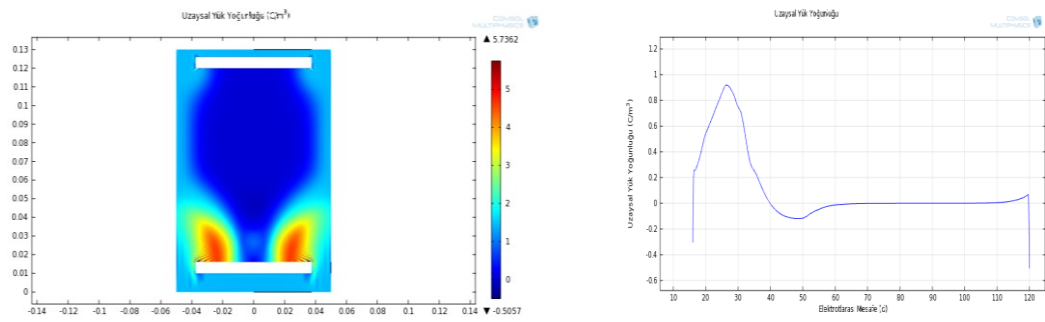


Şekil 2.17. (devam) 220 Torr basınç ve $d = 100 \mu m$ için elektron akım yoğunluğu desenleri a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

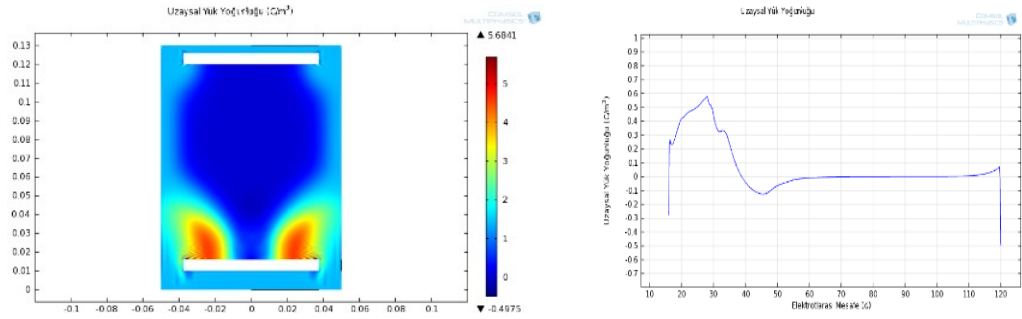
a)



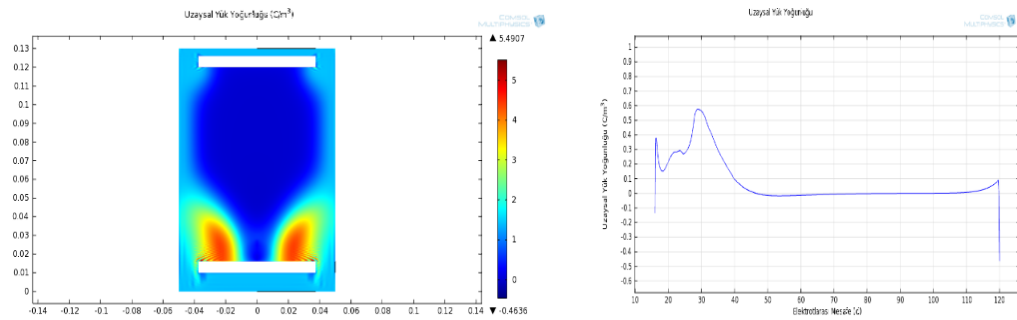
b)



c)

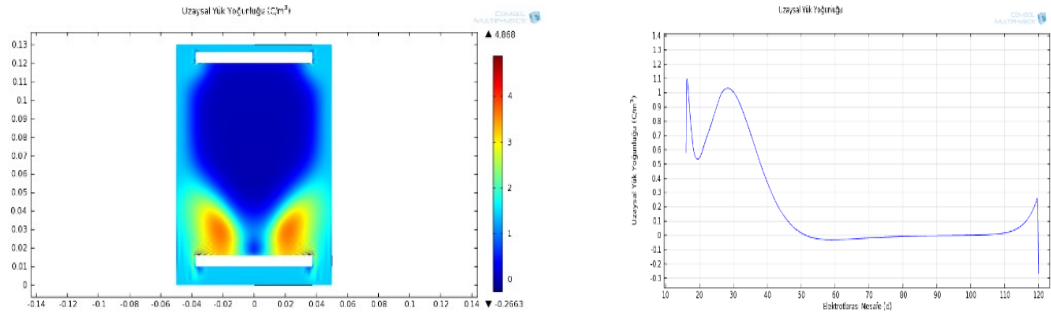


d)



Şekil 2.18. 220 Torr basınç ve $d = 100 \mu\text{m}$ için uzaysal yük yoğunluğu desenleri
a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

e)



Şekil 2.18. (devam) 220 Torr basınç ve $d = 100 \mu\text{m}$ için uzaysal yük yoğunluğu desenleri
a) GaAs b) ZnSe c) CdS d) GaP e) InP

3. KIZILÖTESİ BİR DÖNÜŞTÜRÜCÜ SİSTEMİNDE GAAS VE GAP YARIİLETKEN KATOTLARIN ÖZELLİKLERİ

Bu çalışmanın amacı Argon gazı ile doldurulan sistemde, gaz boşalması olduğunda teorik veya deneysel olarak p (gaz basıncı) ve d (elektrotlar arası mesafe)'nin aynı değerleri için özdirenç $> 10^7$ olduğunda kızılötesi bir dönüştürücü sistemde yarı yalıtkan GaAs ve GaP fotoiletken elektrotların elektriksel ve optiksel olarak karşılaştırmalı olarak analizlerini incelemek olacaktır. Basınç, elektrotlararası geçiş ve gaz boşalma voltajının farklı parametre durumları için townsend ve glow gaz boşalma rejimleri Argon gazı altında farklı yarıiletken elektrotlar için deneylerimiz gerçekleştirildi. Gaz boşalması kritik voltaj değerini geçtikten sonra bazı yüzeylerde akım voltaj karakteristiği (CVCs) Ar (Argon gazı) için incelendi. GaAs ve GaP katotlarının özellikleri COMSOL Multiphysics programı kullanılarak Ar ortamında karşılaştırıldı. Ortalama elektron enerjisi, termal hız, yüzey yük yoğunluğu, uzaysal yük yoğunluğu, başlangıç elektron yoğunluğu, elektron mobilitesi farklı yarıiletken materyal için hesaplanmıştır. Elektron mobilitesi, elektron termal hızı, yüzey yük yoğunluğu, ortalama elektron enerjisinin GaP'tan daha yüksek olduğu belirlenmiştir. Bundan dolayı GaAs yarıiletken malzemesinin GaP'tan daha iyi optoelektronik özellikleri sahip olduğu belirlenmiştir. Buna ek olarak optiksel geçişlerin deneyleri sırasında GaAs'in kızılötesi bölgede optiksel yanıtlarının daha iyi olduğu gözlemlendi. Plazma hücre çalışmalarında yarıiletken elektrotların geçiş karakteristiğindeki araştırmalar dikkate alınmalıdır.

3.1. Giriş

Güç yükselteçleri veya dönüştürücülerindeki gibi elektronik aygıtlar ve 3 – 5 grubuna ait yüksek hızlı devreler en önemli yarıiletken uygulamalarındandır. Optoelektronik aygıtlar ve sensör gibi yapılar ana kullanım alanlarıdır. Yarıiletkenler arasında GaAs'ın direkt bant geçişine sahip olduğu ve akım-voltaj karakteristiğine (AVK) bakıldığında çok düşük gerilimde kırılma geriliminin olduğu gözlenmiştir. GaAs, Galyum ve Arsenik bileşiminden olan ve bu bileşimi ile teknolojinin en önemli yarıiletken materyal formlarından biridir. GPS navigasyon birimi, fiber optik deneyi, dijital mobil telefonlar, uydu birimleri ve kablosuz ağ bağlantılarının üretiminde GaAs kullanılır. Son yıllarda yapılan çalışmalarda III – V tipi yarıiletkenlerle çok sayıda tekniksel ve enerji uygulamaları yapılmaktadır. Aslında, farklı elektronik ve fiziksel özelliklerle nitelikli üretim teknikleride çok dikkat çekmektedir. Bu

özellikler arasında yüksek elektronik hızlara ulaşmak için taşıyıcı etkileşimler ve elektronik kütleler çok zayıf etkilere sahiptir. Bunun için, GaAs optoelektronik aygıtlar ve yüksek hız için sıklıkla kullanılır. Özellikle yüksek güçlü kızılötesi (IR) bölge için lens üretimi en ilginç araştırma alanlarından biridir bundan ötürü ZnSe ve ZnS gibi yarıiletkenlerle GaAs rekabet içinde bulunmaktadır. Fermi seviyesi nedeniyle nanoboyuttaki aygıtlar için düşük güç ve ultrayüksek hızla ilgili uygulamalar büyük bir avantaj oluşturacaktır. İletim bandındaki yüklerin tamamen boşalmış olması sistem yalıtkan olduğu anlamına gelmesine neden oluşturmaz.

Diğer bir yarıiletken materyal GaP, direkt olmayan dar band geçişine sahip oda sıcaklığında 2.26 eV bant aralığına sahip bir malzemedir. Sensör nanoaygıtlar, ışık dağılımı sağlayan aygıtlar, fotelektronik aygıtlar, fotonik entegrasyonlar, ultrayüksek frekanslı mikrodalga ve fotovoltaiik güneş hücreleri, luminans diyotlar, akusto-optiksel modülasyonlar ve optiksel filtreler bu materyaller tarafından üretilir. GaP'ın optiksel özelliği görünür, orta kızılötesi ve uzak kızılötesi dalgaboyunda spektral dağılımı mevcuttur. Optiksel aygıtlar için en iyi seçenek olmamasına rağmen yüksek kimyasal direnç, mekaniksel dayanıklılık, sertlik ve termal iletkenlik konusunda diğer yarıiletkenlere göre büyük bir avantaj sağlamaktadır.

GaAs ve GaP birbiriyle karşılaştırıldığında zaman, GaP 600 nm ve 11 μ m aralığında daha kısa dalgaboyları için farklı özellikler gösterebilir. Görünür ve yakın kızılötesi dalgaboyu ile ilgili çalışmalarda GaP ile ilgili çalışmalar diğer dalgaboyundaki araştırmalara göre daha değerlidir. Açıkçası konuşmak gerekirse, bazı malzemeler sadece görünür – kızılötesi optiksel sistemler için kullanılabilir. Bir kızılötesi görüntü çeviricinin ana bölümleri mikroboşalma birimleridir. Dönüştürme sistemlerinde, şeffaf bir film cam bir plakaya kaplanır ve kızılötesi bölgesine hassas yüksek öz dirençli bir yarıiletken katot bir gaz ile doldurulmuş bir mikrogeçiş bölgesinde ışığın farklı dalgaboylarına çevirimi gerçekleşir. Operasyonların yüksek hız ve iyi hassaslık için uygun yarıiletken materyal özellikleri çok önemlidir. Kontrollü bir gaz boşalması için sistemde kullanılacak materyalin öz direncinin yüksek olması gerekir. Boşalmanın uzaysal dağılımı ışık emisyonu, akımı yarıiletkenlinin iletkenliğiyle orantılıdır, fotodedektöre yansıtılan ışık gazın etkisiyle kızılötesi ışıktan görünür dalgaboyuna dönüşür. Plazma hücresindeki transient oluşumlarıyla ilişkiler ve gaz boşalmalarla tanımlamalar yapıldığında iyon akışının içeriye girmesiyle katottan ikincil elektronların salınımı ve gazdaki elektronların çoğalma mekanizmaları oluşur. Bu sayede de Townsend gaz boşalma mekanizması yaratılır. Deneylerimizde yarıiletkenlerin yüzey

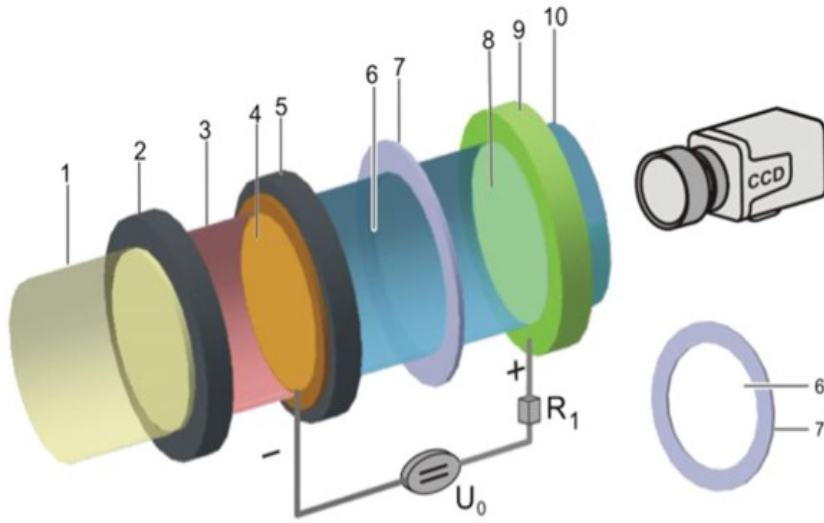
potansiyelindeki değişiklikler plazma uygulaması ile katotta pozitif yüklerin birikmesine neden oluşturulur. Elektron iş fonksiyonları ve ikincil elektron emisyon katsayısı (gamma) da etkileyen başka durumlardır. Yarıiletken elektrot kullanarak mikroyüklü aygıtların parametreleri bu etkilere bağlı olarak değişken değerlere dönüşür.

Gaz boşalmasında yarıiletken bir elektrot kullanılır. Plazmanın yüksek dirençli olması nedeniyle negatif bir geri besleme oluşur. Böylece akımda sıkışmaların önlenmesi sağlanır. Şimdiki çalışmamızın hedefi III – V tipi yarıiletkenler için hesaplanan bazı deneysel çalışmaların GaAs ve GaP için teorik olarak da araştırılmasının yapılmasıdır. Bir kızılötesi görüntü çeviricisinde COMSOL multiphysics yazılımı kullanılarak teorik ölçümler yapıldı. Sırasıyla GaAs ve GaP için deneysel ve teorik araştırmalar yapıldı. Düşük basınçtan oda sıcaklığına kadar Argon gazındaki taşınmayı inceledik. Akım ölçümleriyle paralel olarak farklı aydınlanma şiddeti altında bir fotoçoğaltıcıdaki değerlerinin tamamı gaz boşalma emisyonuna kaydedilir. Yarıiletken tiplerine göre akım ve yük boşalma değerleri birbirine çok bağlı değerlerdir, yapısal incelemelerde de gaz plazması çalışmalarının da bu değerlerle bağı vardır.

Yapılan deneysel çalışmalarda katot olarak kullanılan GaAs ve GaP yarıiletken malzemelerinin ikisi de yüksek dirençli değerlere sahiptir. Düşük akım yoğunluğunda Argon gazının kendi kendine gaz boşalmasıdaki en önemli rolün, hücredeki iyonizasyon ve uyarılan yüklerin oluşumdaki etkisinin özellikle voltaj, elektrotlarası mesafe (d), kızılötesi aydınlanma şiddeti ve katot materyali gibi kontrol parametrelerine bağlı olduğu bulundu.

3.2. Deneysel Çalışmalar

Düzlemsel bir yarıiletken gaz boşalma hücrelerinin $d = 50-500 \mu\text{m}$ farklı d değerleri ve $p = 1.33 - 13.3 \text{ kPa}$ yüksek basınçlı değer aralığına göre araştırmaları yapılmıştır. Mikro gaz boşalmalarının karakterizasyonu için d ve p değerleri çok önemlidir. Deneysel yapı Şekil 3.1. de gösterilmektedir.



Şekil 3.1. Kızılötesi bir görüntü çeviricinin gaz boşalma hücresi 1) Işık demeti 2) Si filtre 3) IR ışık demeti 4) yarı-transparan altın kontakt 5) GaP ve GaAs katot 6) gaz boşalmalarının çapı 7) yalıtkan mika tabaka 8) yarı transparan SnO₂ kontakt 9) Cam disk 10) Ultraviyole – görünür demet

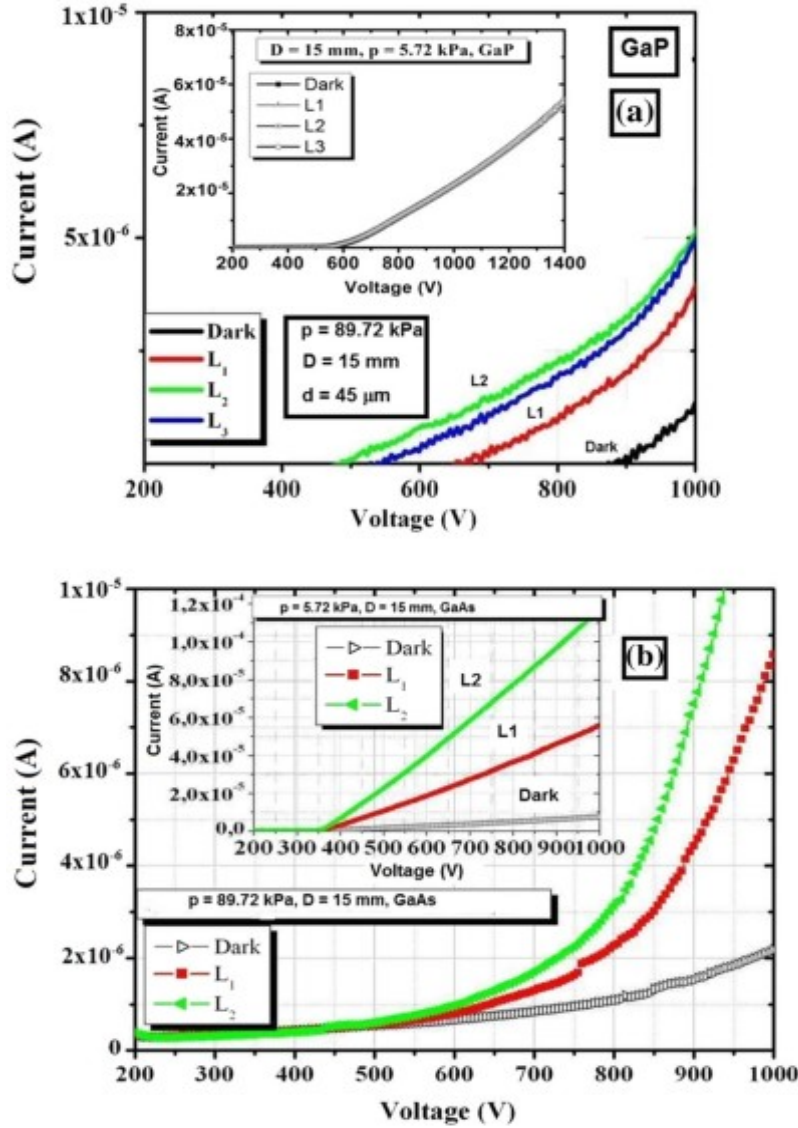
GaP veya GaAs yarıiletkeni sistem içerisinde katot olarak tanımlanıp SnO₂ kaplı cam plaka anot olarak tanımlandığındaki iki elektrot arasındaki gaz boşalma bölgesi araştırıldı. 50 μm 'den 500 μm 'e kadar d mesafesi için araştırmalar yapıldı. Yarışeffaf bir altın (Au) elektriksel kontak GaAs ve GaP içerisinde yüzey direnci 15 ohm/m² den daha düşük değere sahip plakaların arka kenarları üzerinde buharlaştırılır. Bir vakumda termal buharlaştırma işlemleri yapılmıştır. Yeterince yüksek besleme voltajı hücrenin elektrotlarına uygulandığı zaman, yapıda kırılma voltajları ve akımları oluşur. Kırılma voltaj yapısı yarıiletken katotlardaki plazma sistemlerinde çok büyük önem arz etmektedir. Buradaki değerler elektrotlararası mesafeler arasında bulunan gaza ve katot materyaline bağlıdır. Kızılötesi aydınlatma için plazma sistemi uyarıldığında, yarıiletkenlerde fotoetki mekanizması nedeniyle kırılma voltajı daha erken oluşur.

Optiksel olarak sistemi uyarmak için, farklı kızılötesi ışık altında deneyler gerçekleştirildi. Bu durum için düzgün bir şekilde katodun önünde 250 W lık bir akkor lambayla yarıiletken aydınlatıldı. Bu prosedürde fotoiletkenlik belli bir seviyeye kadar artabilir. Aydınlanma şiddeti L_n sisteme eklenen filtreler kullanılarak $10^{-6} \text{ W cm}^{-2}$ ve $10^{-2} \text{ W cm}^{-2}$ arasında ayarlanabilir. Akkor lamba ve yarıiletken arasında 0.9 μm ve 1.6 μm arasındaki dalgaboyunu geçirmesi için silikon bir filtre bulunur. 250 W bir akkor lambayla aydınlanma şiddeti yarıiletkenin dirençleriyle kontrol edilerek gaz boşalma akımının değeri sağlanmış olur.

Lokal akım yoğunluğu ve gaz boşalmasındaki parlaklık kontrol edilir. DC bir güç kaynağının plazma hücresine uygulanmasıyla potansiyel fark 2500V değerine çıkarılmıştır. Aktif gaz boşalma hacminin çapı yarıiletken malzemenin çapına göre ayarlanır. Katodun aydınlatılma alanı dielektrik mikanın çapı ile dairesel olarak ayarlanmıştır.

3.3. Sonuçlar ve Tartışma

Plazma hücresinin iletkenliği, gaz boşalmasının akım ve parlaklığının uzaysal dağılımına bağlı olarak orantısal olarak değişiklik gösterir. Aydınlanan ışıkla uyumlu dağılım uzaysal profilin tanımı olabilir. Yarıiletken plazma sisteminde, GaAs ve GaP elektrotların akım voltaj karakteristikleri homojen bir aydınlatmanın oluşturulmasına neden olur. Plazma sisteminde, yarıiletken elektrotların optiksel ve elektriksel özellikleri çok büyük öneme sahiptir. Yarıiletkenin homojen olmayan bir yanı kızılötesinden görünüre doğru bir ışık dönüştürücüsünün kurularak kullanılmış olmasıdır. Fig 2’de aktif olarak kızılötesi dalgaboyunda, Argon gaz boşalması ortamında düşük ve yüksek basınç değerleri için GaP ve GaAs materyallerinde akım voltaj karakteristikleri gösterilmektedir. Akımın davranışı, düşük basınç değerlerindeki durumda GaP ve GaAs için farklılıklar göstermektedir.



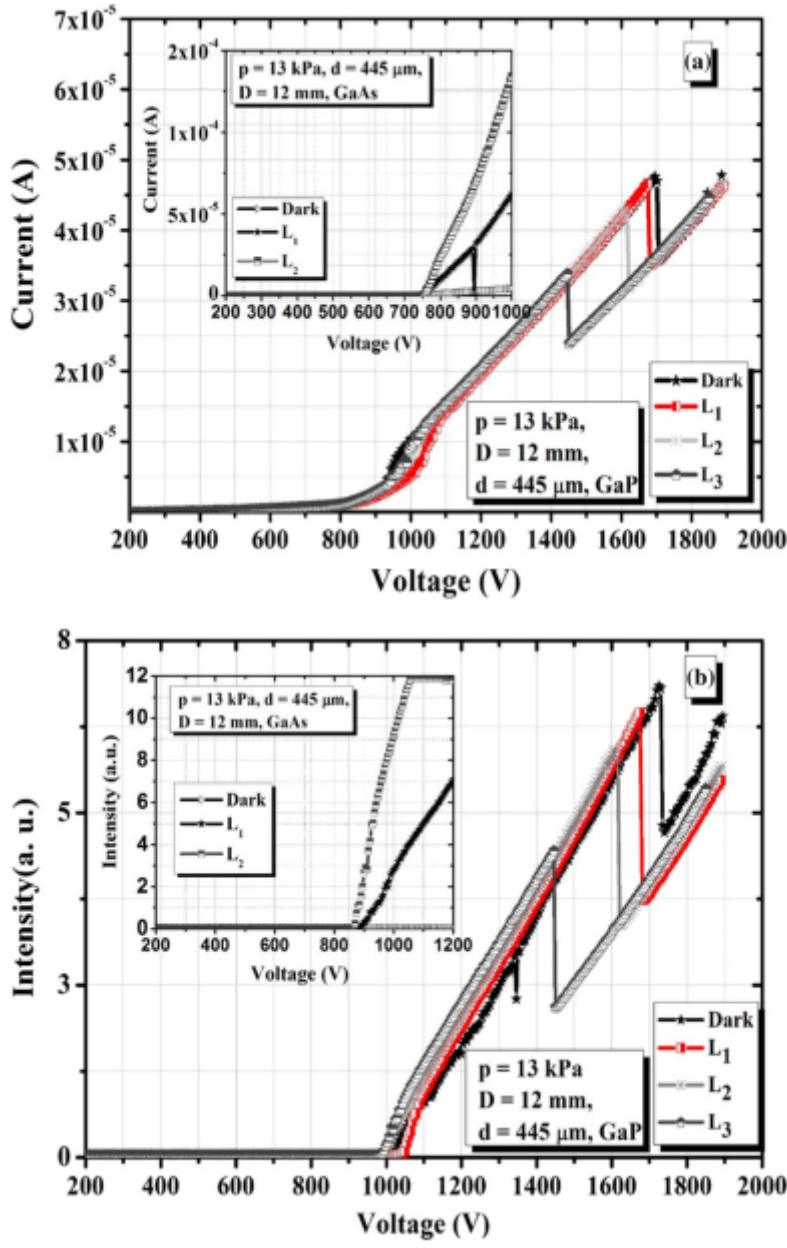
Şekil 3.2. Farklı aydınlatma şiddetlerinin akım voltaj karakteristikleri (AVK) gösterilmiştir.
a) GaP elektrot için AVK b) GaAs elektrot için AVK

Şekil 3.2.'deki karşılaştırımda düşük basınç değerlerinde GaAs yarıiletken malzemesi, GaP yarıiletken malzemesine göre daha stabil bir değişim göstermektedir. Buna ek olarak 5.72 kPa için GaAs'deki akım değeri GaP den daha yüksektir. Sistemin akım voltaj karakteristikleri farklı aydınlık değerleri altında ölçüldü. Şekilden görüleceği üzere düşük basınçlarda (5.72 kPa) GaP kızıl ötesi ışığa duyarlı değildir. Tüm AVK eğrileri çakışmaktadır. Hâlbuki 89.72 kPa basınçta, numune kızılötesi ışığa duyarlıdır ve farklı iletkenlikte AVK eğrileri elde edilmiştir. GaAs ise hem düşük hem de yüksek basınçlarda KÖ ışığa duyarlıdır ve gaz boşalma sisteminde daha yüksek bir akıma neden olmuştur.

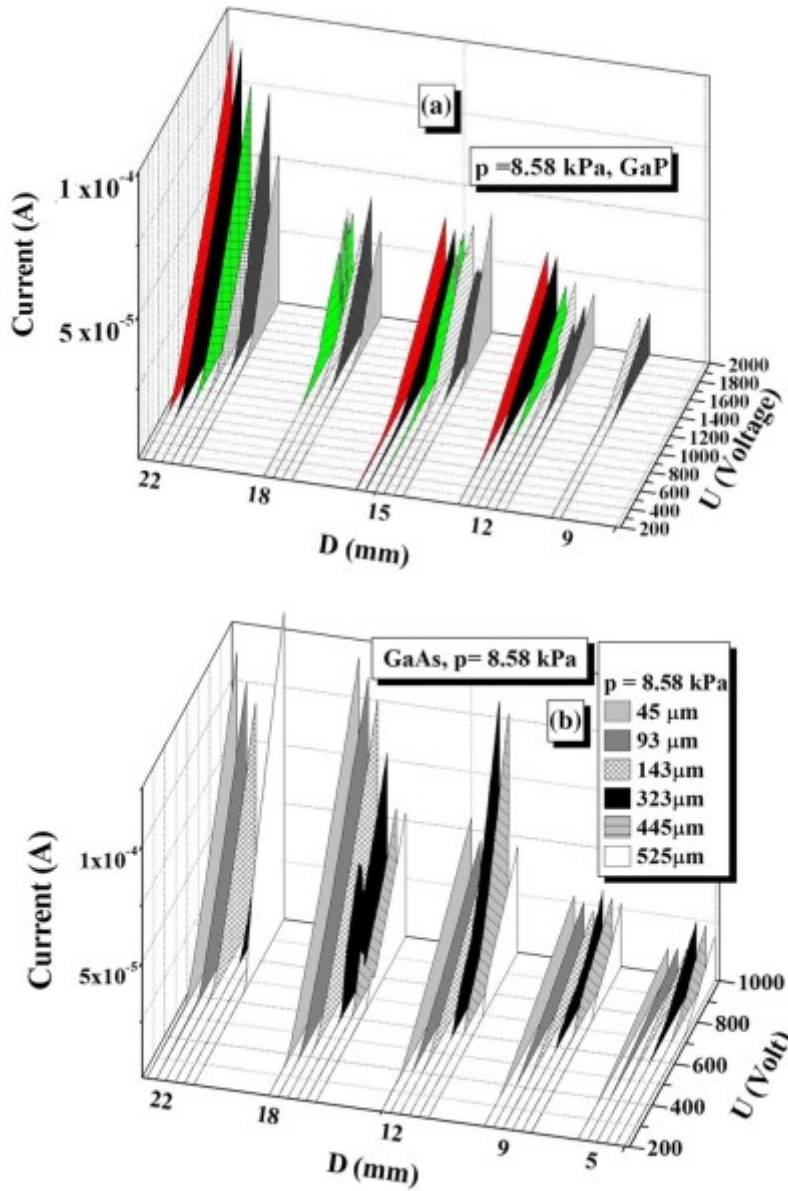
Fotoiletken dedektör içinde, yarıiletken dedektörler ve fotokatotlar arasında farklılıklar vardır, fotonlar materyalden elektronların yayınımına öncülük ederek fotoiletken yarıiletken elektronların çarpışmasına neden olmuştur. Bununla birlikte, yarıiletken fotodedektörlerde elektron – deşik çiftin oluşumuyla fotosensitif yarıiletken elektronlar fotonlarla soğurulur. Hücredeki bir elektriksel alanda, foton akısının orantısal olarak bir akım sağlamasıyla foton taşıyıcılar ayırtedilir.

Şekil 3.3'te ise 13 kPa GaAs ve GaP elektrot için AVK ve gaz boşalma ışık emisyonu (GBIE) grafikleri verilmiştir. Grafiklerden GaAs fotodetektörün ve GaP fotodetektörün 13 kPa da Infrared ışığa duyarlı olduğu gözlenmektedir. Ancak GaP detektörün KÖ'ye duyarlılığı negatif diferansiyel direnç bölgesi içinde gözlenmektedir.

Literatürlerde bilindiği gibi direkt bant geçişi yapan GaAs, indirekt bant geçişine sahip GaP materyalinden daha yüksek bir iletkenlik ve mobiliteye sahiptir. Bu durumda plazma hücresinde YIE değerleri ve daha yüksek akım değerleri belirlenir. Diğer bir belirleyici sonuç, sistemin Şekil2.2 a ve b'de negatif diferansiyel direncin (NDD) görünmesidir. DC gaz boşalması için NDD olan, 1460V değerinde açık bir düşüş olduğu Şekil2.2'de gösterilmektedir. Kızılötesi görüntü çeviricileride GaP katodu için NDD'nin olduğu kanıtlanmıştır. 1400 V a kadar herhangi bir KÖ duyarlılık yok iken; 1400 V dan sonra farklı KÖ şiddetlerinde farklı iletkenlik değerleri elde edilmiştir.



Şekil 3.3. 13 kPa’da farklı aydınlatma şiddetleri için AVK ve YİK eğrileri
a) GaAs ve GaP için AVK değerleri b) GaAs ve GaP için YİK eğrileri



Şekil 3.4. Farklı d ve D değerleri için 8kPa'daki AVK değerleri a) GaP için b) GaAs için

Şekil 3.4. farklı katot çapı (D) ve farklı elektrotlara arası mesafeler (d) için 8.58 kPa da AVK eğrilerini göstermektedir. Burada karşılaştırma amacı ile GaAs ve GaP yarıiletkenleri kullanılmıştır. Küçük d değerlerinde her iki yarıiletken elektrot ya da katot için AVK lar lineer bir davranış gösterirken; yüksek d gaz aralıklarında NDD davranışı gözlenmiştir. Her iki numune için en yüksek akım D = 22 mm katot çapı; en küçük akım değeri D = 5 mm ve D = 9 mm katot çapları için elde edilmiştir.

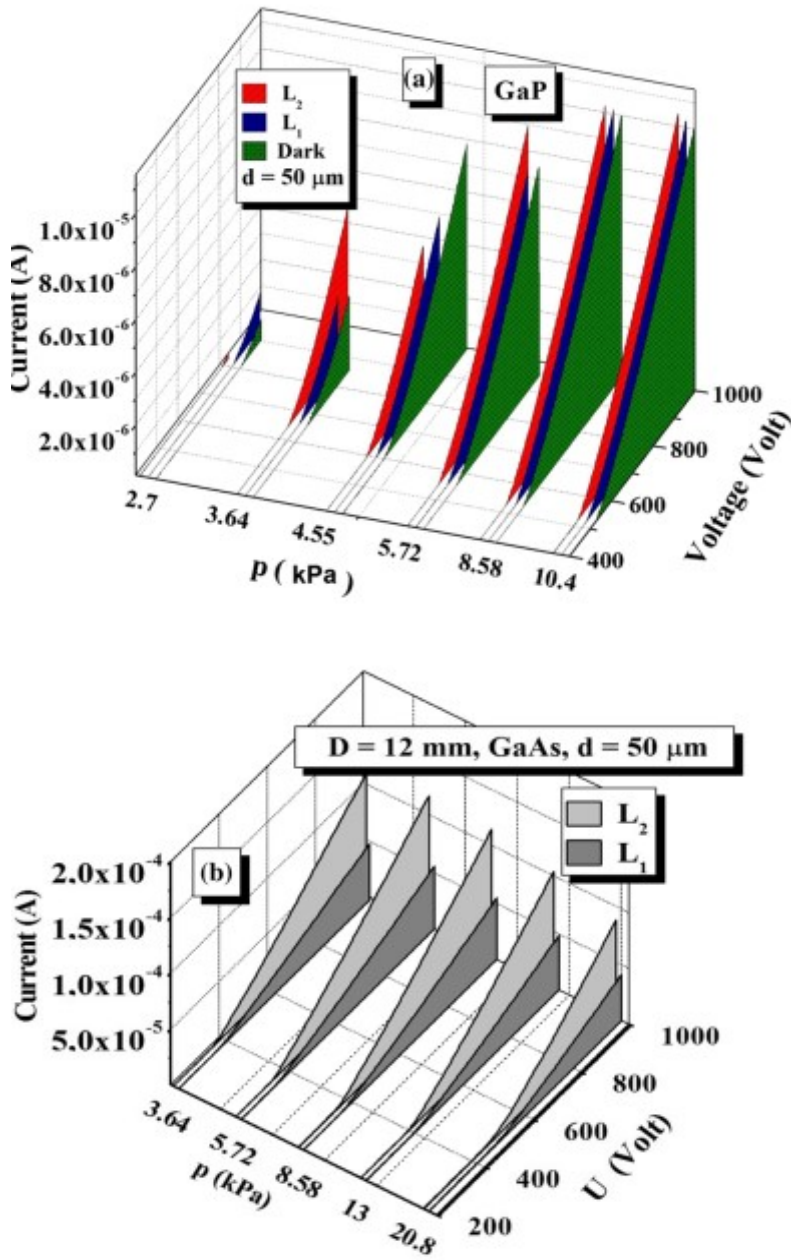
Başka bir deyişle, farklı D için argon gazında iki yarıiletken materyal için elektrotlararası mesafe az olduğunda genel olarak AVK'leri genel olarak birbirine benzerdir. Akımın stabil

olarak kalması küçük d 'lerde daha çok gözlenir. Yarıiletken elektrotlarla sistemin AVK'leri temel mekanizmalar ve fiziksel karakterizasyonuna bağlı değerleriyle sağlanır. AVK'i elde etmek için 2500V değerinden daha büyük değerlerde güç kaynağı kullanmalıyız.

AVK'i ve YIE'lerde, Townsend ve glow boşalma modlarında boşalmanın oluşumu sağlanır. GaAs ve GaP için eğriler karşılaştırıldığı zaman, $d=323\mu\text{m}$ 'e kadar Townsend modunun oluştuğunu gördük; çünkü düşük boşalma akımları için bu parametre aralığında NDR'yi gözleyemiyoruz. Bundan dolayı AVK'lerin bu bölgesinde $300\mu\text{m}$ 'den daha büyük değerler için araştırmalar yapıldı. Bu hesaplamalardan 22mm 'de 1×10^{-4} A'den, 9mm 'deki 5×10^{-6} A değerine kadar akım azalır. Açıkça söylemek gerekirse D katot çapı büyüdüğü zaman, gaz boşalması daha iletilebilir olur. Yarıiletkenlerin geometrisi ve aydınlanma şiddetinin, yarıiletken materyalinin direncine bağlı olduğu bilinmektedir.

Yarıiletken aydınlatılırsa, elektron-deşik çiftinin jenerasyonunda yük taşıyıcılarının sayısı artar, böylece direnç oldukça azalır. Bu mekanizmaya fotoiletkenlik adı verilir. Buradaki durum incelenen materyallerin hangi kapsamda olduğunu anlamaktır. Şekil 3.5. basıncın fonksiyonu olarak farklı KÖ aydınlatma şiddetlerinde $D = 12 \text{ mm}$ lik katot çapı için AVK eğrilerini göstermektedir. GaP için KÖ ışığa duyarlılık bu plazma parametrelerinde oldukça düşüktür. GaAs için ise KÖ ye duyarlılık net bir şekilde gözlenmiştir. GaAs için 10^{-4} A mertebesinde, GaP için ise 10^{-5} A mertebesinde plazma akımı elde edilmiştir.

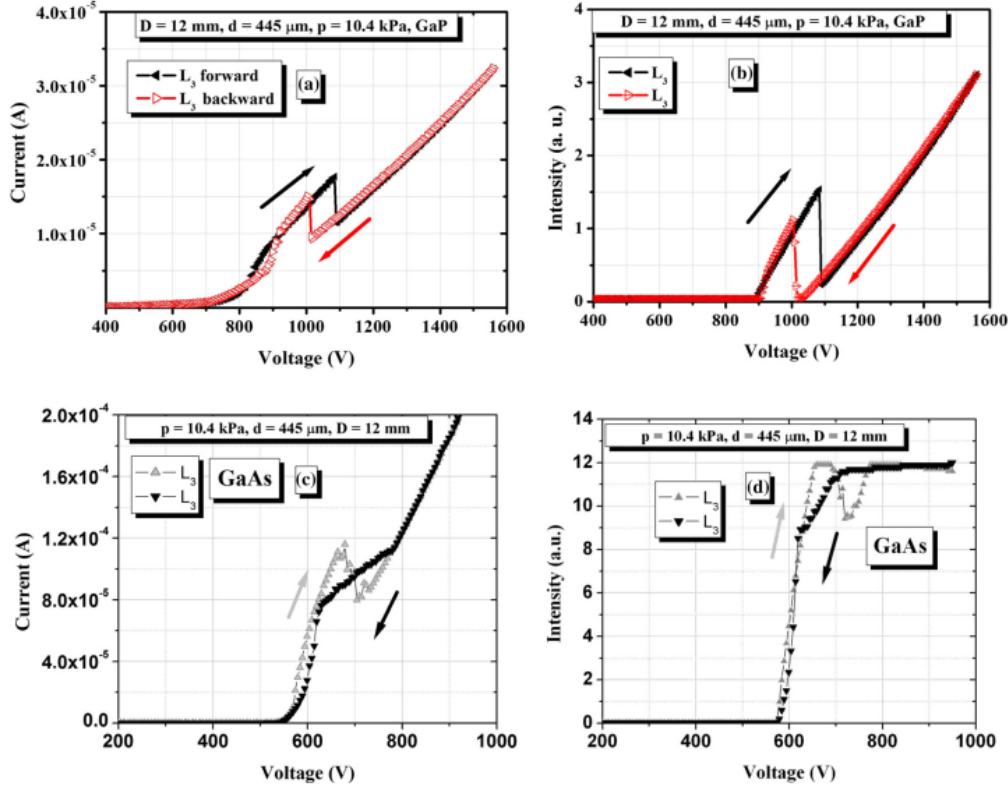
Şekil 3.5.'te kızılötesi görüntü çeviricideki AVK'ler gösterilmektedir. Şekil 3.5'te sol taraftaki değer aydınlanma olduğu zaman, daha yüksek yük taşıyıcı yoğunluğu sağlanırken daha düşük direnç sağlandığını göstermektedir. Aydınlanma gücü, yük taşıma yoğunluğunun artışı ve soğurulması nedeniyle materyal içerisindeki direncin azalmasına neden oluşturur. Buradaki bulgulardan verim artışının iletkenlikle bağlı olduğu anlaşılmıştır. 200V'dan itibaren 5V'luk adımlar halinde voltajın kademeli olarak yükseltilmesiyle deneysel bulgular elde ettik. Elektronların fotoiyonizasyonlaşması yarıiletkendeki tuzak merkezlerinde elektronların yakalanması nedeni ile oluşur. Yukardaki belirtilen deneylerden, bant geçiş tipleri ve yarıiletkendeki optiksel soğurmanın fotoiletkenliğin yanıtlarının değişiminde önemli bir rol oynadığını göstermiştir.



Şekil 3.5. 50 μm elektrotlararası mesafe için farklı aydınlatma şiddetleri altındaki AVK değerleri a) GaP b) GaAs

Yarıiletken katota elektrik alan uygulandığında serbest yük taşıyıcıları elde edilir. Bu taşıyıcılar gaz boşalma aralığındaki atomlarla iyonlaştırıcı çarpışmalar yaparlar. Kritik bir voltaj değerinden sonra gaz ışıma yapar. Yarıiletken malzeme büyütülürken bir takım doğal kusurlar oluşur. Bu doğal kusurlar ve bir takım safsızlıklar elektron tuzak merkezleri gibi davranır ve AVK da NDD tipi iletme yol açarlar. Yani voltaj artmasına rağmen akımın düştüğü bir bölge edilir. Şekil 3.6. GaAs ve GaP için geri dönüşüm eğrilerini göstermektedir.

Voltaj artarken ve voltaj azalırken AVK lar kaydedilmiştir. Grafiklere bakıldığında net bir geri dönüşüm davranışı hem GaAs hem de GaP için gözlenmektedir.

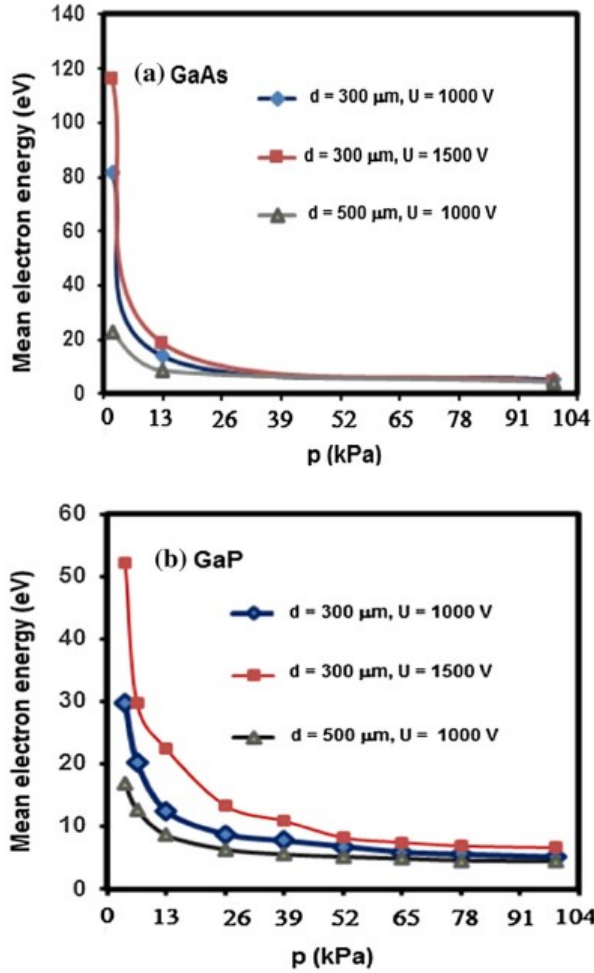


Şekil 3.6. 10 kPa ve 50 μm elektrotlarası mesafe için a) GaP için AVK'leri b) GaP için YIK'leri c) GaAs için AVK'leri d) GaAs için YIK'leri

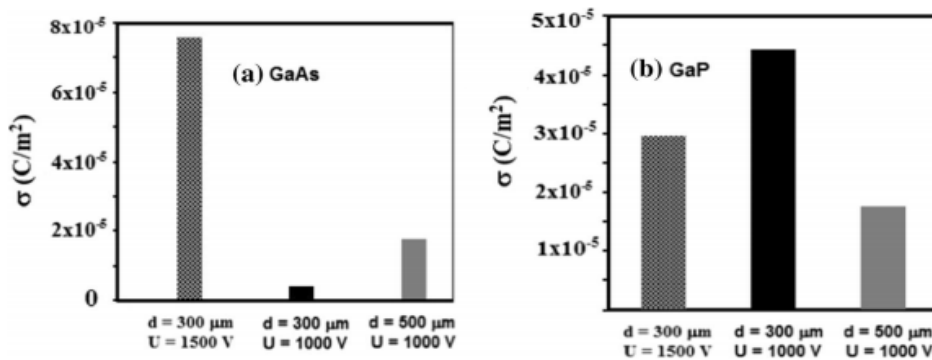
Hem AVK değerlerinde hem de gaz boşalma ışık emisyonu grafiklerinde geri dönüşüm eğrileri gözlenmiştir. Bu kararsız duruma aynı zamanda plazma ortamı da neden olabilmektedir. Plazma da pozitif yükler ağır kütleleri nedeni ile bir süre sonra katot civarında birikip elektrik alanda homojensiliğe neden olurlar. Bu durumda AVK'lerde kararsız görünüme neden olabilmektedir.

Kızılötesi görüntü çeviricilerinde teorik plazma çalışmaları üzerine şu ana kadar yetersiz çalışmalar olmuştur, COMSOL programı ile ortalama elektron enerjisi, elektron mobilitesi, yüzey yük yoğunluğu ve termal hız değerleri hesaplanarak diğer simülasyon programlarıyla karşılaştırılmıştır. Aslında, COMSOL'daki analiz sonuçları çok daha gerçekçi sonuçlar ortaya çıkarmıştır. Ortalama elektron enerjisi dağılımını elde etmek için, uygulanan DC voltajı 1000V ve 1500V olarak uygulandı, elektronlararası mesafe olarak da 300 μm ve 500 μm uygulandı. Şekil 3.7.a ve şekil 3.7.b'de aynı katot çapları için ve farklı basınç altında ortalama elektron enerjisinin basınca göre değişimi verilmiştir. Farklı gaz basınçlarında

Ortalama elektron enerjisi GaAs için 120eV'dan 8eV'a ve GaP için 50eV dan 5eV a kadar büyük bir oranda değişikliğe uğrar. Hepsinde de sabit bir değerden sapma ve basınçla enerjide asimptotik olarak azalma gözlenmiştir.



Şekil 3.7. Ortalama Elektron Enerji Dağılımı a) GaAs için b) GaP için

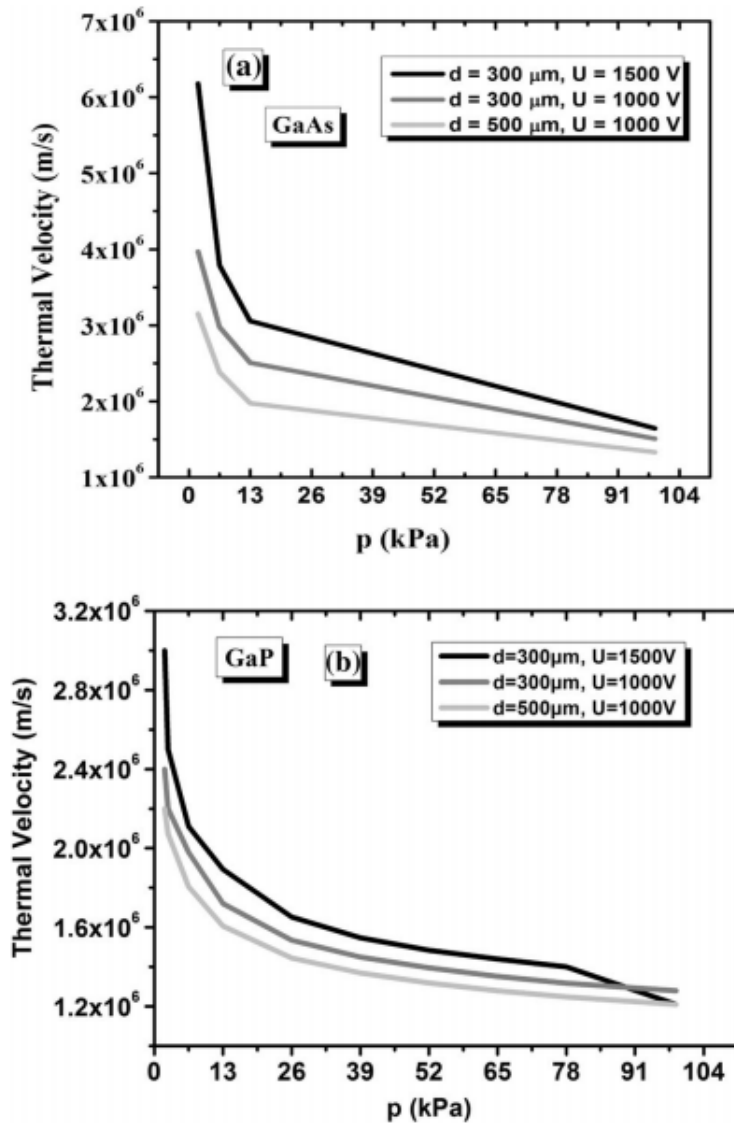


Şekil 3.8. Belirli basınç altında 300 μm ve 500 μm için yüzey yük yoğunluğu grafikleri a) GaAs için b) GaP için

Şekil 3.8 a ve Şekil 3.8 b de, 300 μm ve 500 μm lik boşalma aralıkları için yüzey yük yoğunlukları farklı voltajlarda gösterilmiştir. Yarıiletken elektrotların yüzey yük yoğunluğu GaAs ve GaP için incelenmiştir. GaAs için 1500V ve 300 μm değeri için maksimum yük yoğunluğu $7.5 \times 10^{-5} \text{ (C/m}^2\text{)}$ iken GaP için 300 μm ve 1000 V da $4.5 \times 10^{-5} \text{ (C/m}^2\text{)}$ dir. Yüzey yük yoğunluklarının maksimum değerleri arasındaki oran birbirine benzerdir ve 1.66 değerine sahiptir. Bu oranlar yaklaşık yasak band oranlarına benzerdir. Buna ek olarak daha düşük potansiyel değerlerinde ve elektrotlararası mesafe arttıkça yüzey yük yoğunluklarının lineerliği de azalır.

Şekil 3.9 a ve b'de GaAs ve GaP için elektron hızları arasındaki farklara odaklandık. GaAs katotlu plazma hücresinde elektronların maksimum termal hızları daha yüksektir ve $7 \times 10^6 \text{ m/s}$ mertebesinde dir. GaP katotlu plazma hücresi için ise $3.2 \times 10^6 \text{ m/s}$ dir. Termal hızlar basınç artışı ile exponansiyel azalma göstermektedir. 300 μm için termal hız 500 μm için olan termal hızdan daha yüksektir.

Bu eğrilerden, termal hızın d ile azaldığı tesbit edilmektedir ayrıca yüksek bir basınç oranında hız basınçtan bağımsızdır bu yüzden GaP için atmosferik basınç oranında hız yaklaşık olarak sabit değere sahiptir.



Şekil 3.9. IR görüntü çeviricilerince elektron termal hız değerleri a) GaAs b) GaP

Bu bölümde, GaAs ve GaP yarıiletken katotları için hem teorik hem de deneysel olarak gaz boşalmasının özellikleri çalışıldı. AVK'leri ve YIE'ler Argon gazlı bir DC Argon plazmasında bütün fiziksel parametreler incelendi ve hesaplandı (elektron yoğunluğu, elektron termal hızı, yüzey yük yoğunluğu, elektron hızı, ortalama elektron enerjisi). Teorik sonuçlar her iki materyal için deneysel verilerden elde edilir. Sonuçlarımıza göre GaAs materyalinin GaP'a göre daha yüksek mobiliteye sahip olduğu ve yüksek hıza dayalı uygulamalarda daha uygun olduğu gözlenmiştir. Açıkçası teorik bulgulara göre d nin $300\mu\text{m}$ ve voltajın 1500V olduğu durumda GaAs'ın termal hızı $6.5 \times 10^6 \text{ m/s}$ 'dir, oysa aynı parametrelere göre GaP'ın termal hızı $3.5 \times 10^6 \text{ m/s}$ 'dir. Buna ek olarak GaAs'ın yüzey yoğunluğu $7.5 \times 10^6 \text{ C/m}^2$ ve GaP $4.5 \times 10^6 \text{ C/m}^2$ 'dir. Kırılma voltaj akımları ise GaAs için 550V , GaP için 800V 'dur. Yük boşalma akım seviyeleri GaAs'de GaP değerine göre 10 kat

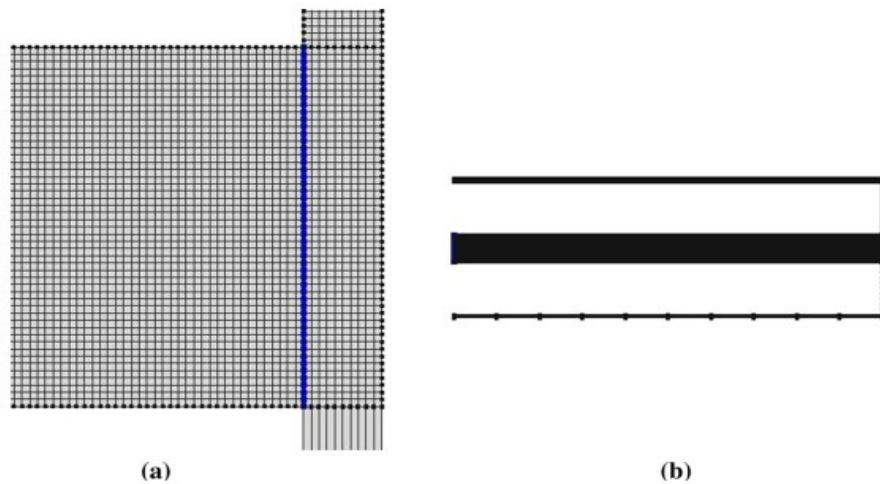
daha yüksektir. Her iki durumda da kızılötesinden görünür bölgeye geçişte belirli bir kızılötesi ışık kaynağı kullanılmasıyla aydınlatmanın arttığı gözlemlenmiştir.

4. BİR PLAZMA – YARIİLETKEN SİSTEMİNDE ZnS ve ZnSe YARIİLETKENLERİNİN ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİ

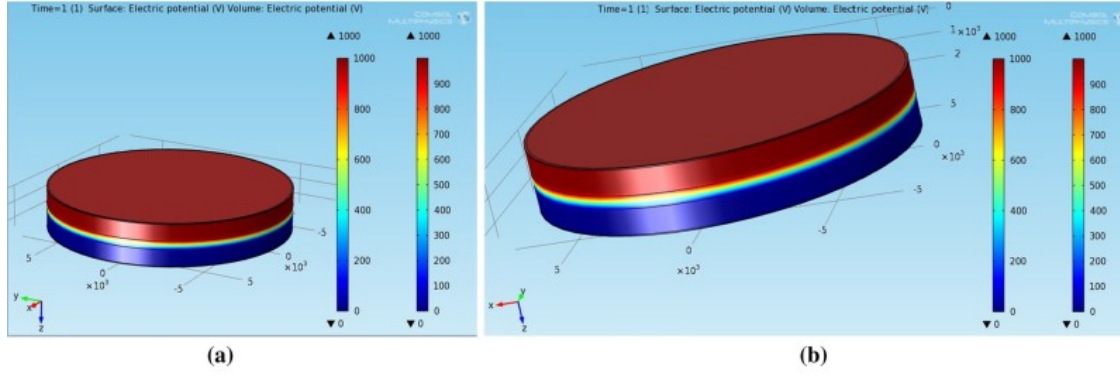
4.1. Giriş

Bu çalışmanın amacı, kızılötesi görüntü dönüştürücüdeki çinko selenyum (ZnSe) ve çinko sülfür (ZnS) yarı iletkenlerinin katot olarak elektriksel ve optik karakterizasyonunu araştırmaktır.

Deneyler ve simülasyonlar basınç, kırılma gerilimi, elektrot mesafesi, aydınlatma gibi farklı dönüştürücü parametreleri için yapılmıştır. Plazma sistemi bir DC kaynağı tarafından uyarıldı ve gaz boşalma olayları geniş bir atmosferik basınç aralığında tespit edildi. Bulgular ZnS ve ZnSe'nin görüntü dönüştürücüde genel olarak benzer elektronik davranışlara sahip olduğunu gösterdi. Ölçülen boşalma akımları iki katoda göre değişmektedir. Simülasyonlarda, elektron hareketliliği, termal hız, 3D elektron yoğunluğu, uzaysal ve yüzey yük yoğunluğu ve ortalama elektron enerjisi Argon gazı dolu plazma hücresinde keşfedildi. İki yarıiletkenin, farklı boşalma özellikleri gösterdiği kanıtlanmıştır özellikle elektron mobilitesi, iyonizasyon katsayısı, kırılma voltajı U_b , elektronun termal hızı ve yüzey yük yoğunluğunda farklar vardır. Deneysel ve teorik bulgulara göre ZnSe'nin Argon ortamında daha iyi elektriksel ve optiksel karakterizasyonun sergilediği bulunmuştur.



Şekil 4.1. Simülasyon Hücresi a) Hücrenin kesişim bölgesi b) Argon dolu plazma hücresi



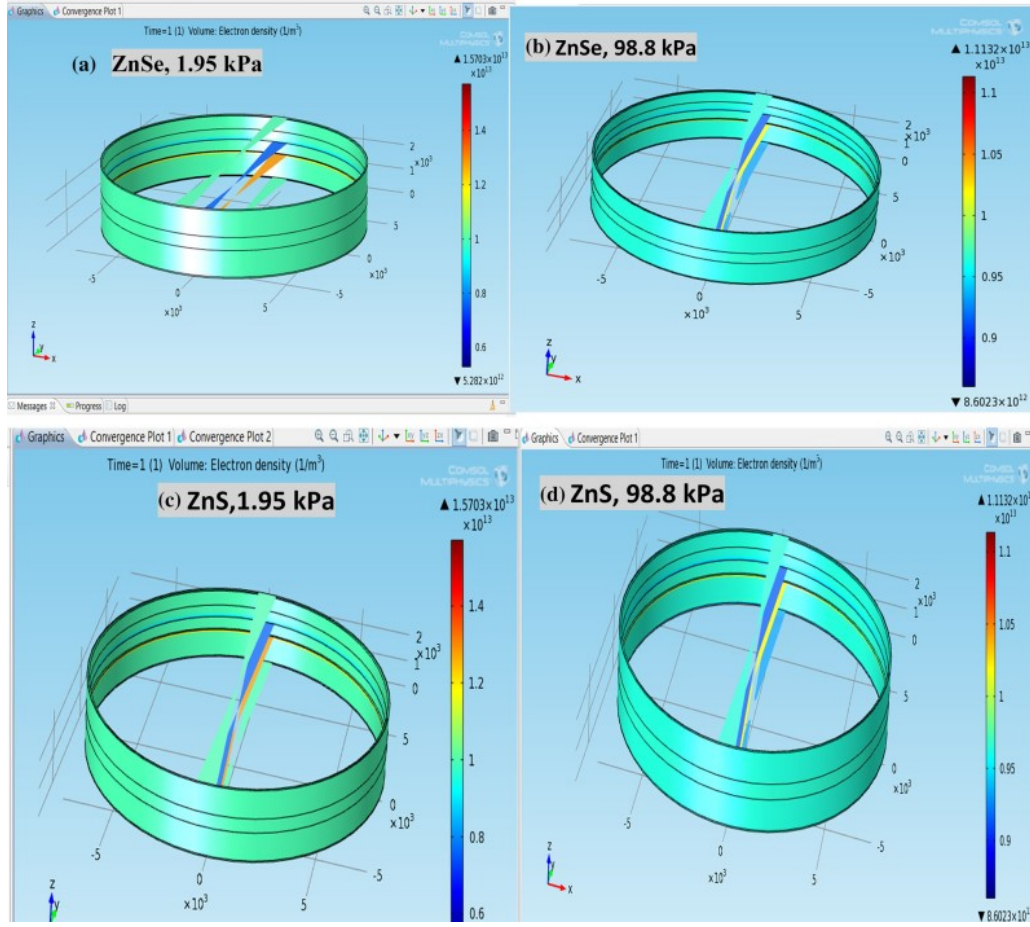
Şekil 4.2. $p=98.8$ kPa $d=500$ μm 1000V'daki elektriksel potansiyel a) ZnSe b) ZnS

Geçtiğimiz on yıl boyunca II – VI grubu geniş bant aralığına (GBA) sahip yarıiletken materyaller optoelektronikte özellikle LED, yüksek güçte terahertz pulslu jeneratörler, mavi-yeşil lazer diyotlar, fotoğraf dedektörleri, orta-kızılötesi işletim modülatörleri, güneş hücreleri ve transistörler gibi yapılarda kullanılmasından dolayı büyük bir önem kazanmıştır. Kızılötesi ve görünür bölgesindeki optik uygulamalarda GBA materyalleri de dalga kılavuzlarına ve heteroyapılardaki dikkat çeken özelliklere sahiptir. ZnSe ve ZnS yüksek sıcaklık ve yüksek güç uygulamalarında yasak bant aralığının silikondan daha yüksek olmasından dolayı daha fazla enerjiye sahiptir. Yüksek elektrik alanlarında elektron hızı genel yarıiletkenlerden daha yüksek iken elektron ve deşik mobiliteleri daha düşüktür. Mn ile katkılındığı zaman bu materyaller düşük manyetik özelliğe sahip yarıiletkenlerle ilgilidir. Bu yarıiletkenlerin en çok bilinenleri II – VI bileşiği olan ZnS, ZnSe, ZnO ve CdS'dir.

II – VI bileşiği gibi yarıiletken malzemeler, ZnSe, ZnTe ve kübik fazlı prototipler doğada kompleks mineral olarak bulunmaktadır. Farklı optik ve elektronik cihaz uygulamaları mavi diyot lazerler ve elektroakustik aygıtlar için önemlidir. ZnSe 2,7eV bant aralığına ve II – VI yasak bant aralığına sahip doğrusal olmayan geçişteki optik aygıtlar, görüntüler ve sensörler için kullanılır. 0.5 – 22 mm aralığında optiksel geçirgenlik oranıyla en çok kullanılan yarıiletken malzemelerden biri ZnSe'dir. Farklı bilgisayar metodları kullanarak elektronik özelliklerinin keşfedilmesi için ZnSe ve ZnS'nin bazı araştırma konularında teorik olarak bazı önemli noktalara değinilmiştir. Bundan önceki çalışmalarda Monte Carlo simülasyonu kullanarak ZnSe ve ZnS'nin geçirgen özellikleri üzerine çalışmalar yapılmıştır. 10 cm^{-1} 'den 100 cm^{-1} 'e kadar ZnSe'nin kırınım indisleri ölçülüp, o bölgedeki spektral bölge üzerine çalışılmıştır. Birleşik yarıiletkenlerin dielektrik sabitlerinin kuantum mekaniksel olarak hesaplanarak materyallerin aynı indiste olduğu gösterilmiştir. Görünür bölgede ZnS daha yüksek bir kırınım indisi ve daha yüksek bir geçirgenlikte 3.6 eV bant geçişine sahip bir

yarıiletken materyaldir. ZnS fotoluminans özelliği sayesinde akustik ışıma, tribo-ışıma ve thermo ışıma yapabilmektedir. Bunun için düz ekran görüntülemelerde, sensörlerde ve lazerlerdeki bazı uygulamalarda kullanılır. Her iki yarıiletken materyalde hem tek kristal hem de polikristal biçimindedir. Ancak, büyüme aşamaları için yüksek optik kalitesinde tek bir kristal olarak büyütmek oldukça zordur.

Şimdiki çalışmamızda, Si ZnS ve ZnSe'nin elektronik özellikleri 1.3 kPa'dan 98.8 kPa'a kadar bir basınç oranı ve 50 μm 'dan 500 μm ye kadar değişen elektrotlararası mesafe değerlerinde Comsol programı kullanarak araştırma yapılmıştır. Bunun için, deneysel ölçümler kızılötesi bir görüntü çevirici sisteminde farklı ışık şiddetleri altında yapılmıştır. Şimdiki çalışmalarımızda Si ve GaAs gibi genel yarıiletkenlerin özelliklerini açıklamak teorik olarak da mümkündür. Teorik sonuçlar deneysel sonuçlarla uyum içindedir. Kızılötesi görüntü çeviricilerinde kullanılan fotodedektörlerde bu materyaller bulunabilir. Özellikle yakın kızılötesi bölgesinde oda sıcaklığında diğer materyallere göre kullanımı daha az mümkündür. Her iki yarıiletken materyalde kızılötesi ışıma ile uyumu olur ve ZnSe katot olarak ZnS'ye göre daha yüksek bir gaz boşalma akımına sahiptir. Bu materyallerin geçiş parametreleri hesaplandığında basınç (p), elektrotlararası mesafe (d) ve voltaj (U)'na göre karşılaştırılmış olur. Yeni sonuçlar, literatür değerleri ile tahmin edilen değerler yarıiletken malzemelerin elektronik özelliklerini doğrulayacak şekilde olduğunu ispatlamıştır. Bir plazma yarıiletken sisteminde ZnSe ve ZnS'nin elektronik özellikleri önemli parametrelere katkı sağlamıştır. Açıkçası, kızılötesi bir görüntü çevirici için termal hız, elektron yoğunluğu, elektron mobilitesi, yüzey yük yoğunluğu ve elektron kinetik enerjisi hakkında bundan önceki araştırmalarda yeterince çalışma yapılmamıştır. Buna ek olarak, plazma ışık kaynağında düşük sıcaklıklarda mikron boyutlu geçişlerde boşalma tabanlı çalışmalar yapılmıştır. Bundan ötürü bu uygulamalar için yeni bulguların olması önemli olacaktır. Böylece atmosferik bir boşalma üretmenin esas yaklaşımı ölçeklendirme yasasına dayanmaktadır ve bu ölçeklendirme basınç ve elektrotlararası farkın çarpılmasıyla $p \times d$ ile ilişkilidir. Sonra Paschen eğrisi, katotta üretilen ikincil elektron sayısı ve elektrotlararası geçişte sürüklenir ve difüzyonla elektronların sayısının kaybı arasında bir denge sağlamak için gerekli bir voltaj vardır. İkisi arasındaki oran Paschen eğrisi olarak bilinir.



Şekil 4.3. ZnSe ve ZnS için bir plazma- yarıiletken hücresindeki uzaysal elektron yoğunluğu

4.2. Sonuçlar ve Tartışma

Şekil 4.1 a ve b’de hücrelerin bir kenarı yarıiletken materyal diğer kenar ise bir iletken olarak tanımlanarak simülasyon gerçekleştirilmiştir. Hücrede elektrotlar arasına Argon gazının dolumu gerçekleştirilir.

Comsol programında yarıiletken gaz boşalma sistemi kullanılarak nümerik olarak hesaplanmıştır. Simülasyonlarda basınç p , elektrotlararası mesafe d , yarıiletkenin çapı D , anot ve uygulanan voltaj U olarak ifade edilir. Buna ek olarak, hücrenin içerisi argon gazıyla doldurulur ve ilgili iyonizasyon parametreleri kodta düzenlenmiştir. Optimum örgü sayısı hesaplandığında 42560 element hesaplanır. Tanımlanan simülasyondaki hücrede kararlı durum çözümlerini bulmak için sistemde gaz boşalma formalizmi ve sabit materyaller sistemde kullanılır. Teorik bir bakış açısıyla, Comsol’da AC-DC plazma modülü uygun bir programdır. II – VI grup yarıiletkenlerinin geçiş özelliklerini programın limitleri dâhilinde teorik olarak çalıştık. ZnSe daha yüksek bir lineer olmayan özelliğe sahipken, ZnS’nin

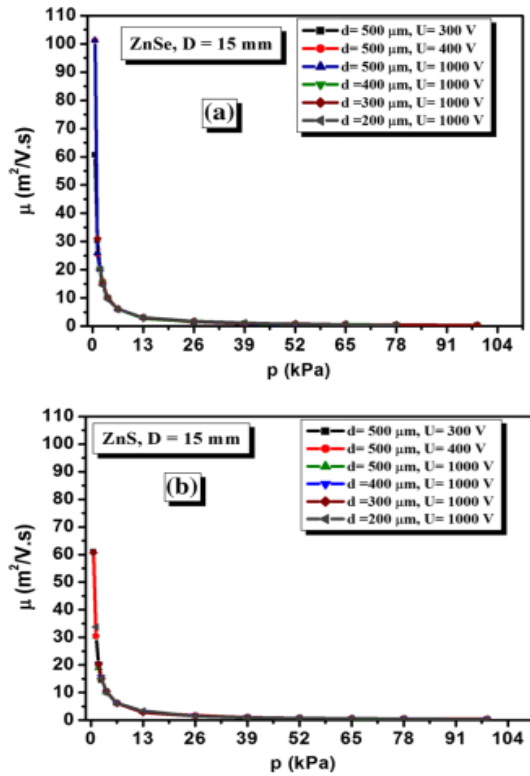
fiziksel özellikleri örneğin azaltılmış termal optik uygulamalarında ve daha geniş bant aralıklı yüksek güçlü lazer uygulamalarında avantajlıdır. ZnS ve ZnSe arasındaki seçim genellikle özel lazer parametre gereksinimleriyle tanımlanır. Her iki malzemenin de tekli ve çoklu kristal yapısı bulunmaktadır. Tekli kristal yapıların optik kalitesi daha iyidir ancak yeterli yüksek katkı konsantrasyonlu bir büyütme yapmak zordur. Büyük yüzey hacim oranı ve küçük, tek boyutlu inorganik materyallerin (ZnO, ZnS, InSe, CdSe, Znse) debye boylarının karşılaştırılmasının nedeni bir fotodedektör imal etmektir. Fotodedektör tabanlı bazı yarıiletkenlerde performansın yüksek çıkması için hızlı tepki süresi, iyi tekrarlanabilirlik ve yüksek kuantum verimi gereklidir.

Şekil 4.2 a ve Fig 4.2 b’de plazma yarıiletken yapısında elektrotlarası geçişteki potansiyel dağılımı gösterilmiştir. Figürlerden görüldüğü gibi, 98,8 kPa için 500 μm lik bir elektrotlararası mesafede hem ZnS hem de ZnSe için aynı değerlerde benzer potansiyel dağılımlar olur. Argon dolu plazma hücresinde hem ZnS hem de ZnSe için elektrot kullanımı gerçekleştirildiğin de potansiyel yüzeyleri birbirine denk olur. Simülasyonlardan önce parametreler kısmında giriş potansiyel değeri tanımlanır. Geçiş aralığı d, plazma basıncı p ve gözlemsel bir gaz deşarj hücresinde gaz çeşitleri elektron enerji dağılımına bağlı olarak değerlerdir. Şekil 4.3 c ve de ZnS ve ZnSe 1.95 kPa basınç değerinden 98.8 kPa değerine kadar 500 μm d ile mikro deşarj plazma hücresinde elektron yoğunluğunun 3D uzaysal dağılımı gösterilmiştir.

Sabit bir voltaj uygulandığında çözümlenemeyen bir problemin altında soğuk plazmalardaki elektron davranışların olduğu bilinmektedir. Bunun için bir yarıiletken plazma sisteminde teorik olarak fiziksel parametreleri çalışmak oldukça zordur (elektron mobilitesi, ortalama elektron enerjisi, elektron yoğunluğu, ikincil elektron emisyon katsayısı, uzaysal yük dağılımı, elektron hızı, elektron sıcaklığı). Elektron yoğunluğunun dağılımı 1.95kPa ve 98.8kPa arasındaki uygulandığında sabit bir elektrik alan altında iki elektrot tipi için mikro boşalma hücrelerinde uygulanmıştır. Hücrelerde gaz basıncının elektron dağılımıyla aralarında lineer olacak şekilde bir bağ bulunur. Ancak, elektron dinamiği oldukça komplekstir ve 98.8 kPa’daki elektron yoğunluğunun 1.9 kPa’daki homojen bir elektrik altında daha düşük olduğu gözlenmiştir.

Basıncın fonksiyonu olarak farklı katot materyalleriyle sabit voltaj altında elektronların nasıl değiştiğini teorik olarak gösterdik. Buna ek olarak ZnSe'nin elektron yoğunluğu ZnS'den daha yüksektir.

Özellikle bu simulasyon sonuçları, bütün elektrotlararası alanda taşıyıcı yük dağılımlarını sağlamakta kullanılır. Bunun için, deneysel sonuçlarla elde edilmeyen çalışmaların bilgisi toplanmış olur (akım - voltaj karakteristiği). Mobilite eğrileri için elektrotlar arasındaki fark (d), ve mobiliteleri hesaplamak için kullanılan basınç (p) değerlerine uyum söz konusudur. Oda sıcaklığında ZnS ve ZnSe bileşikleri için Şekil 3.4 de basınca karşı elektron mobilitelerinin değişimi gösterilmiştir.

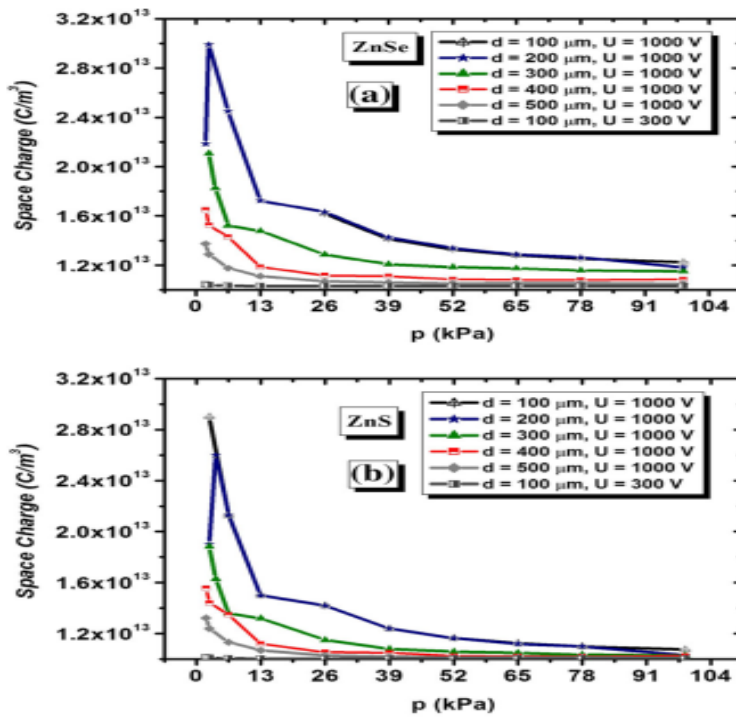


Şekil 4.4. Argon plazmasındaki elektron mobilitesi a) ZnSe elektrot ve b) ZnS elektrot

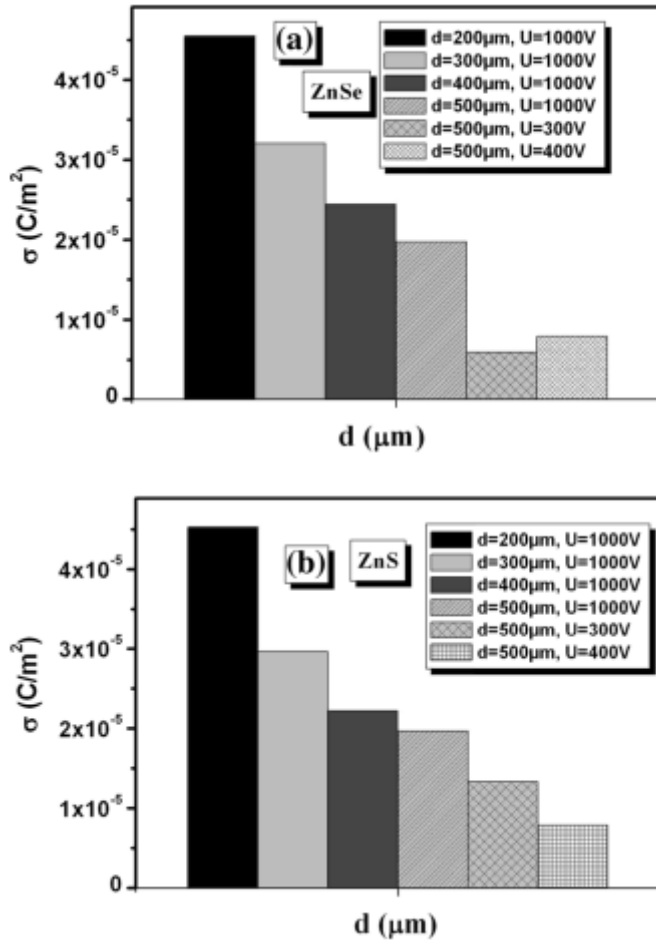
Şekil 4.4'te ZnS'nin elektron mobilitelerinin ZnSe'den daha düşük olduğu gözlenmiştir. Genel olarak gamma etki kütlesi ZnS'de daha yüksektir. ZnS karakteristik olarak ZnSe'ye göre daha düşük karakteristiğe sahip olmasına rağmen her iki materyalin birbirine benzerlik gösterdiği bulunmuştur. Ayrıca basınç 2.6 kPa'dan 98.8 kPa'a kadar arttığı zaman kademeli olarak elektron mobilitelerinin azaldığı gözlemlendi. 2.6 kPa'da ZnS için elektron mobilitesi 60 $\text{m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ve ZnSe için elektron mobilitesi 100 $\text{m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 'dir. Şekillerden görüldüğü gibi

atmosferik basınçta (98.8 kPa), her iki malzemeninde elektron mobilitesi sıfır civarında olacaktır. Uzaysal yük yoğunluğunun her iki katot materyal için uygun olup olmadığı gözlemlendi. İlerleyen süreçte uzaysal yük eğrilerinin yasak bant geçişlerine etkisiyle ilgili araştırmalar da yapılacaktır.

Şekil 4.5 a ve Şekil 4.5 b’de uzaysal yük dağılımlarının benzer durumları gözlenmiştir. Elektrotlararası mesafede uzaysal yük yoğunluğunun azalması gösterilmiştir. Yüksek basınçlar için uzaysal yükün dağılımında değişim olmaz. Hücre içinde uzaysal yük yoğunluğunun azalması, atmosferik basınçtaki çalışmalarda d değerinin artması anlamına geldiğini söyleyebiliriz. Uzaysal pozitif yükler katotun önünde birikince elektriksel alanın dağılımını bozar ve potansiyel azalmasıyla birlikte negatif bir diferansiyel dirence neden olur.



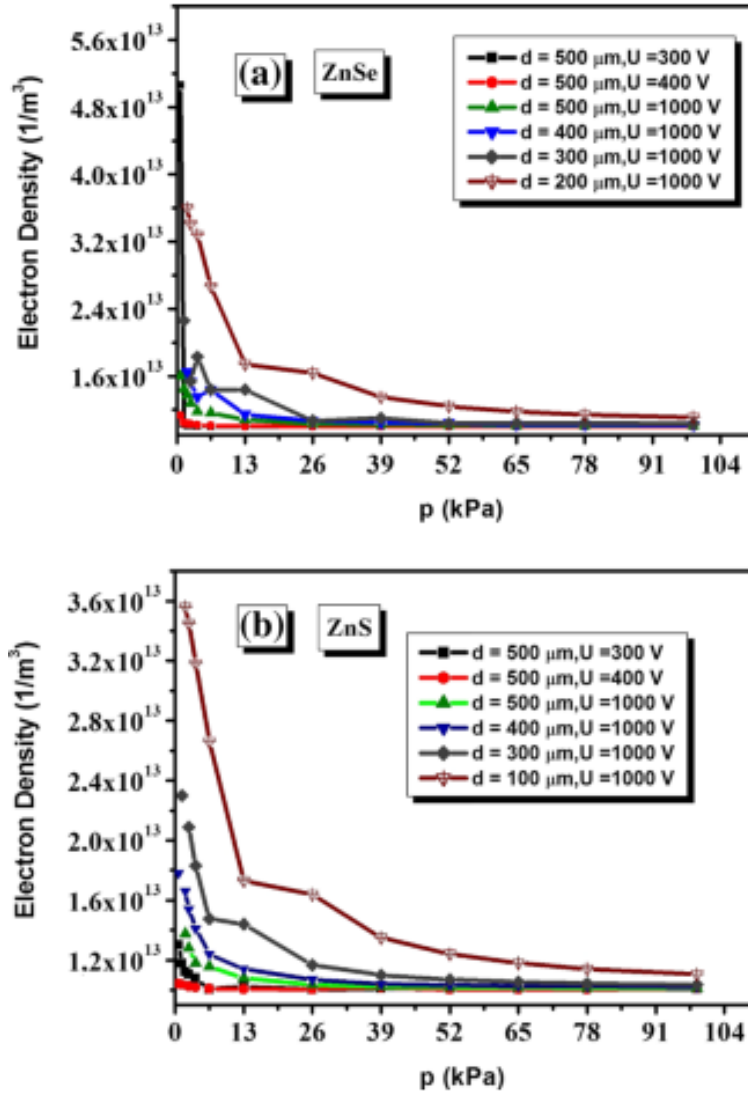
Şekil 4.5. Aynı plazma parametre değerleri için uzaysal yük yoğunluğu a) ZnSe b) ZnS



Şekil 4.6. Farklı elektrotlararası mesafe ve uygulanan voltaja göre yüzeysel yük yoğunluğu
a) ZnSe b) ZnS

Şekil 4.6'da p sabiti için yüzey yük yoğunluğunun (σ) elektrotlararası mesafeye (d) bağımlılığı bulundu. Yüzey yük yoğunluğu ve elektrotlararası fark d arasında lineer bir korelasyon vardır. Açıkçası, herbir katotta küçük d değerleri için uzaysal yük yoğunluğu elde edilmiştir. Yarıiletkenlerde, optiksel ve elektronik davranışlarının etkisi için enerji bant aralığı ve kırılma indisinin de önemi büyüktür. ZnSe ve ZnS'nin elektron yoğunlukları şekilde gösterildiği gibi düşük basınçlarda çok etkilidir. $d=200\mu\text{m}$, $d=300\mu\text{m}$, $d=400\mu\text{m}$ ve $d=500\mu\text{m}$ farklı gaz aralıkları için hesaplamaları yapılmıştır. Sistemdeki düşük basınç değerlerindeki değişimleriyle elektron yoğunluğunda belirgin bir değişim gözlenmektedir. Ancak atmosferik basınç değerlerine doğru elektron yoğunluğunda bir değişim gözlenmemektedir. Başka bir deyişle elektron yoğunluğu doyum değerine gelmiştir. Elektron yoğunluğu düşük basınçta yüksek değerlerdeyken yüksek basınçta düşük değerlerdedir. Ayrıca voltaj düşüşüyle uzaysal yük yoğunluğu azalır ve sonuç olarak argon içeren plazma hücreleri aynı karakteristik özelliklerinde, taşınan yükün sayısında azalma

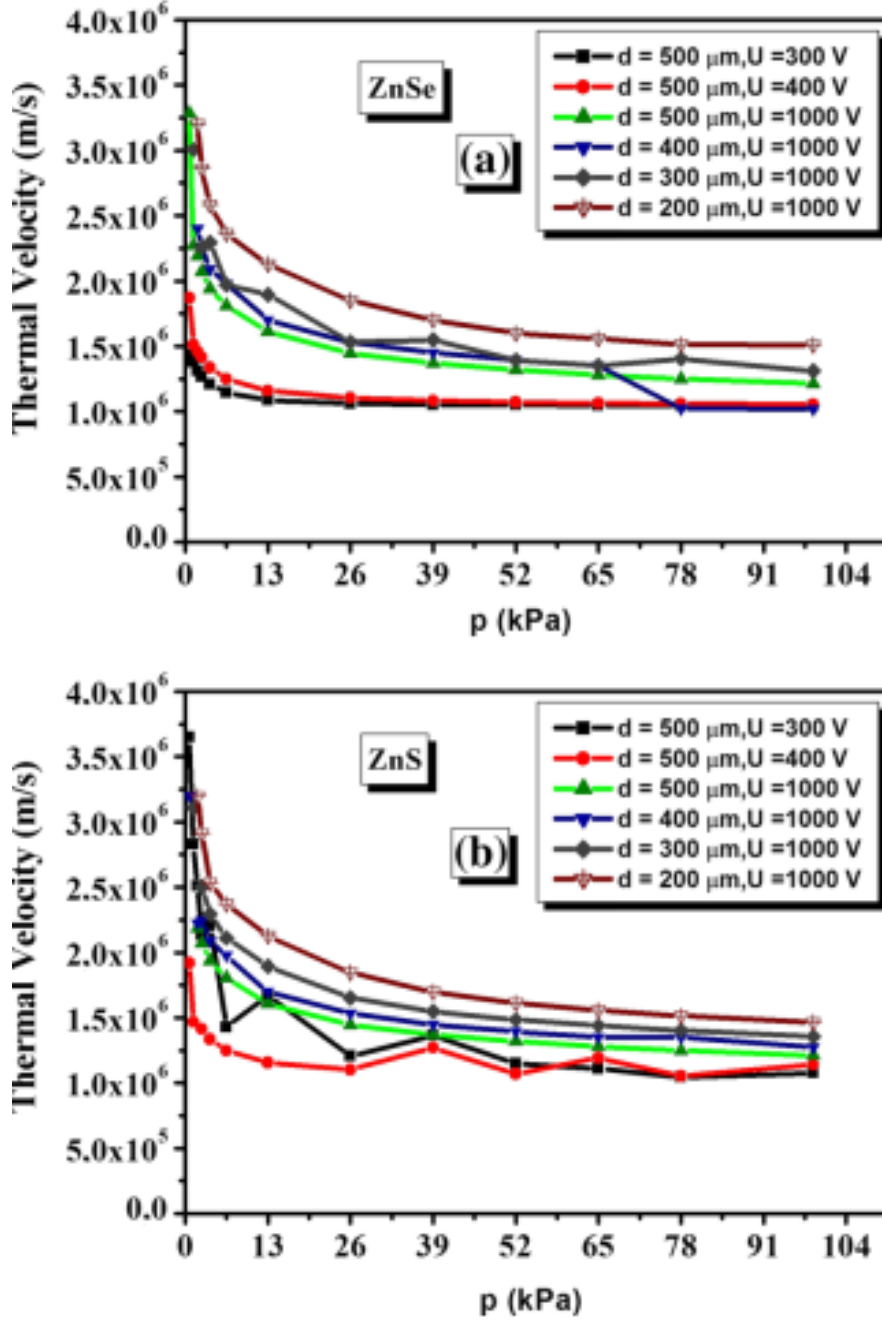
gözlenecektir. Teorik araştırmalardan elde edilen bulgularla literatürden elde edilen bulgular karşılaştırıldığında birbirini destekler niteliktedir. Kısacası uygulanan potansiyel elektron yoğunluğunda güçlü bir etki oluşur.



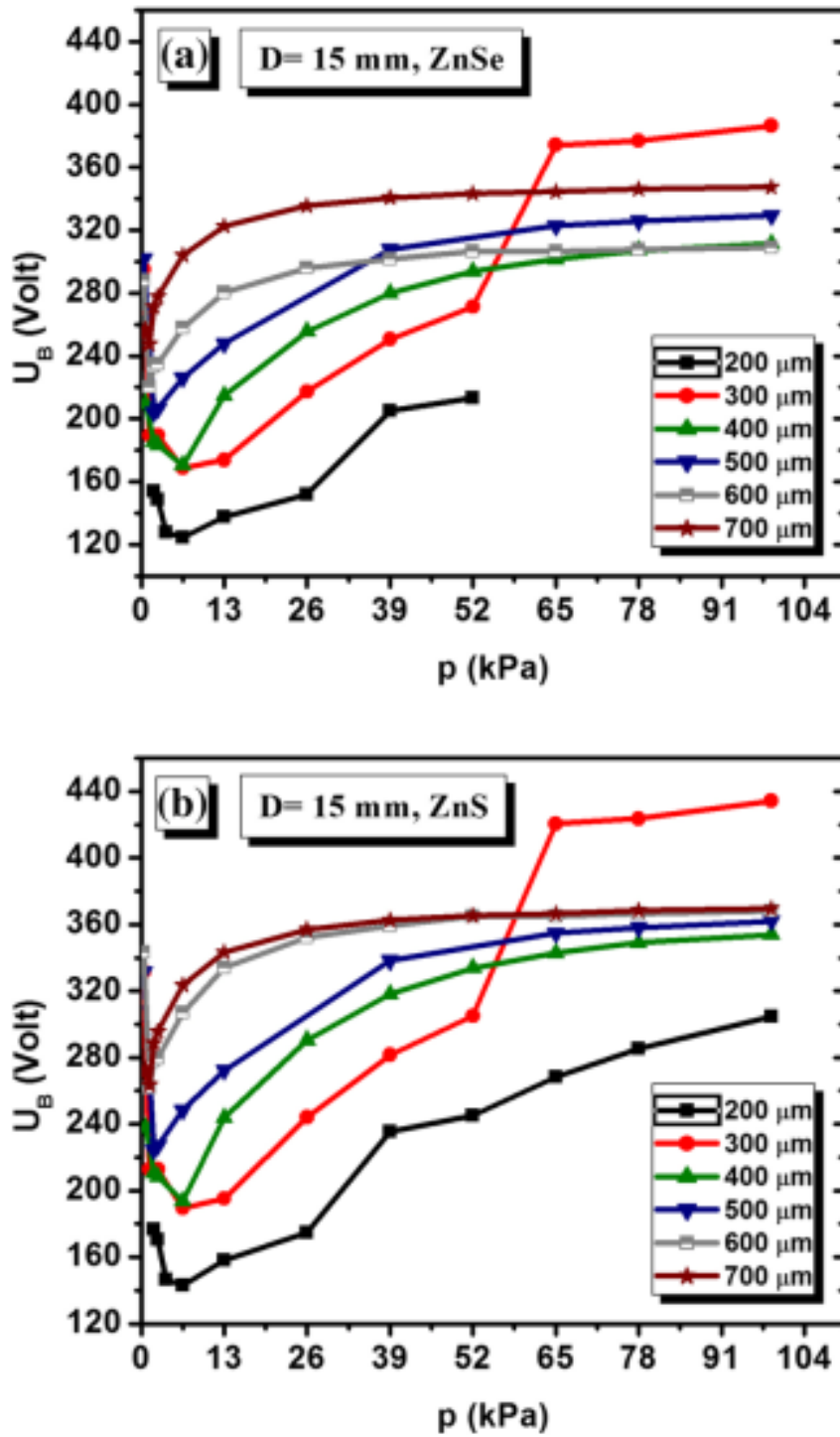
Şekil 4.7. D=15mm ve farklı d değerleri için aynı katot çapındaki elektron yoğunluğunun eğrileri a) ZnSe b) ZnS

Farklı geçişler için termal hızların Şekil 4.8 a ve b'deki basınç değerleriyle ilişkisi keşfedildi. Her bir hesaplama için, elektron termal hızı oda sıcaklığında farklı d değerleri için hesaplanmıştır. Hızlar artan basınç ile yavaş yavaş azalmıştır. Yüksek basınçta hız eğrileri birbirine yaklaşmıştır. Her iki materyalde eğriler özellikle $500 \mu m$ 'e de aynı değerdedir. Daha dar bant geçişlerindeki ZnSe düşük basınçlarda daha geniş bant aralığına sahip ZnS ile karşılaştırıldığında termal hızı daha yüksektir. Atmosfer basıncına doğru termal hız değerleri

doymuş değerine ulaşır. Bu noktada değerler birbirine benzerdir. Bunların değeri hesaplandığında 1×10^6 ve 2×10^6 arasındadır.



Şekil 4.8. Farklı elektrotlararası d mesafe için ZnSe ve ZnS elektrotlu gaz boşalma hücrelerinde elektronların termal hızları a) ZnSe b) ZnS



Şekil 4.9. Oda sıcaklığında Argon plazma sistemindeki Paschen eğrileri
a) ZnSe katot b) ZnS Katot

Şekil 4.9’da kırılma eğrileri basıncın fonksiyonu olarak çizilmiştir. Elektriksel kırılma terimi, gazlar için belirli bir kritik voltaj değerinden sonra (breakdown voltajı) yalıtkan durumdan iletken duruma geçişle olur. Minimum voltaj değeri kırılma voltajı (U_b) olarak bilinir. Literatürdeki araştırmalara göre Uygulanan voltaja (U) karşı basıncın (p) eğrisi

Paschen eğrisi olarak bilinmektedir. Gaz boşalmasının teorisine göre, plazma karakteristiği, E/p ve pd parametrelerine bağlıdır. Aslında Paschen'nin formülünde bu gerçekleştirmeler üzerine odaklanılarak oluşturulmuştur.

Şekilde aynı katot çapında ($D=15\text{mm}$) iki farklı yarıiletkenin basınçlara bağlı olarak kırılma voltaj akımlarının nasıl değiştiğini gözlemlemekteyiz. Gösterildiği gibi Paschen's kanunu iki farklı yarıiletken için basınç oranlarına bağlı olarak oluşan bir eğrisel durum oluşturur. Farklı p ve d değerleri için ölçüldüğünde U_b değeri pd 'nin fonksiyonlarına bağlıdır. Townsend kırılma durumları kullanılarak teorik eğriler oluşturulur.

$$\gamma [\exp(\alpha d) - 1] = 1 \quad (2.1)$$

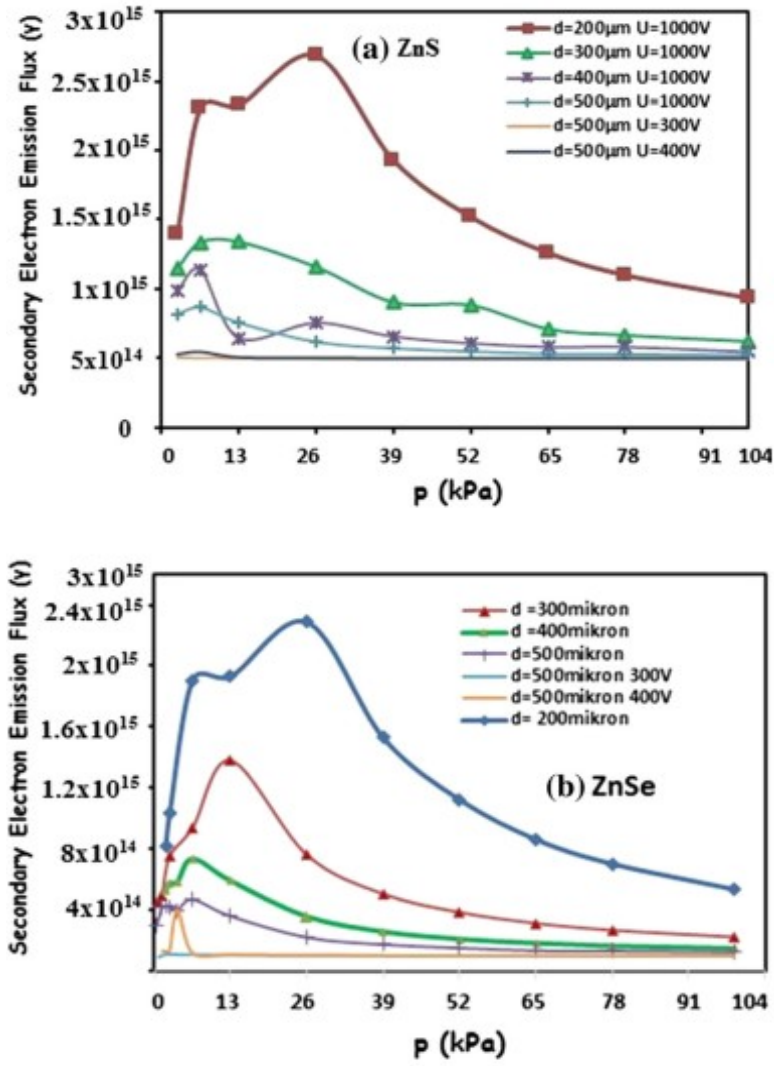
α (townsend iyonizasyon katsayısı)

γ (ikincil elektron emisyon katsayısı)

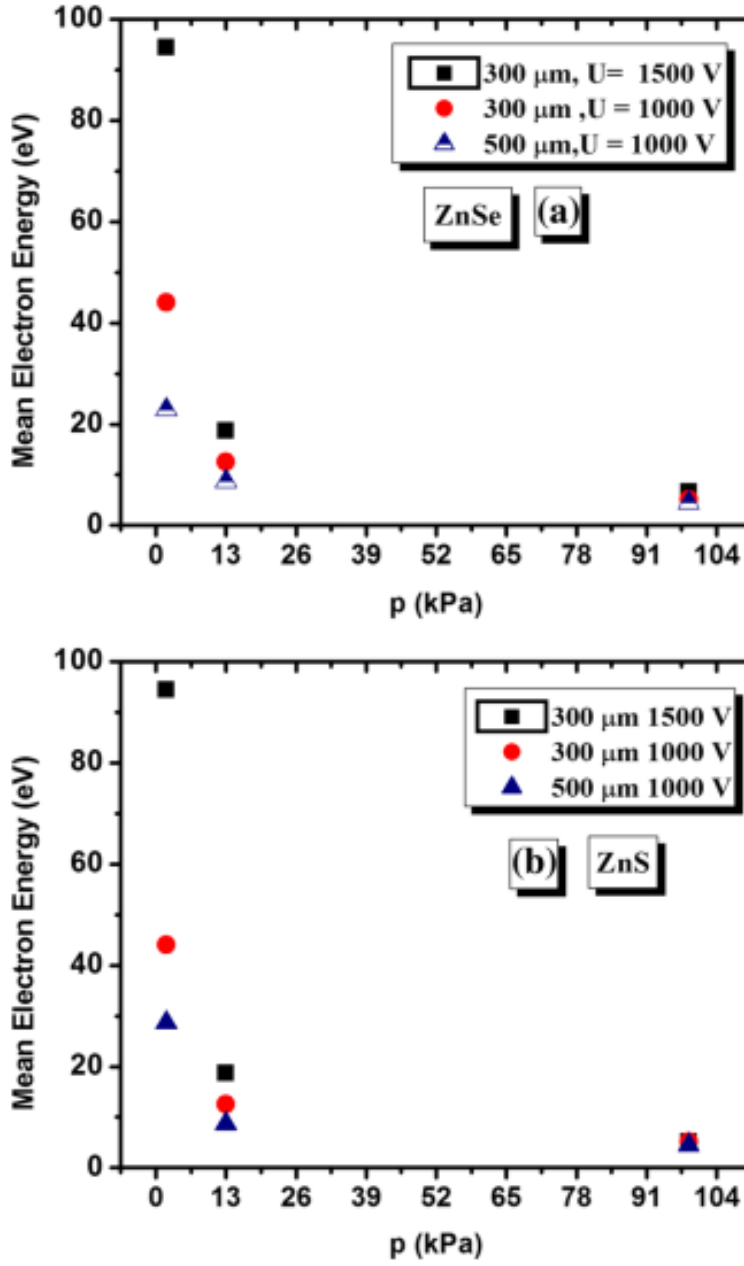
Bunun için katot yüzeyinin ikincil elektron emisyon katsayısındaki farklar Argon gazı dolu DC plazma sisteminde kırılma voltaj değerlerini de değiştirir. Yani, ikincil elektron emisyonundaki farklar U_b değerini direkt olarak ortaya çıkartmış olur. Paschen eğrileri ZnS ve ZnSe için birbirine benzerdir. Ancak ZnSe'nin kırılma voltaj değeri ZnS'nin değerinden daha düşüktür. Farklı elektrotlararası mesafe arttıkça kırılma voltaj akım değerleride birbirine benzerlik göstermektedir.

Farklı elektrotlararası mesafelerde, ikincil elektron emisyon dağılımları, farklı basınçlarla simülasyonu gerçekleştirilerek yukarıdaki Townsend kriterlerini tanımlamış olur. Eğrilerin karşılaştırılması farklı geçişlerde her iki malzeme için de benzer özelliklere sahiptirler. Her iki yarıiletken materyal için benzer eğilimler vardır. Teorik sonuçlar denklem (2.1)'deki ifadeye göre türetilmiştir.

İkincil elektron emisyon eğrileri her iki katot için Şekil 4.10 da gösterilmiştir. Düşük basınçlarda ve elektrotlar arası mesafede ikincil emisyon önemli ölçüde artar. Örneğin maximum ikincil emisyon her iki elektrot için 26 kPa da 200 μm lik gaz aralığında elde edilmiştir.



Şekil 4.10. Farklı d ve uygulanan voltaja göre ikincil elektron emisyon dağılımları
a) ZnS için b) ZnSe için



Şekil 4.11. Ortalama elektron enerjisinin eğrileri a) ZnSe b) ZnS

Bu nedenle, her iki materyal için bu elektrotlar arası farka bağlı olarak basıncın anlaşıldığını ve voltajın ikincil emisyon akışıyla belirlendiği gözlenmiştir. Genel olarak, her iki materyalin ikincil emisyon yayılımı birbirine benzerdir. Bazı voltaj ve plazma setleri için farklı p değerlerinde maksimum yayılım oluşuyor.

Ortalama elektron enerjisinin dağılımı tüm elektrotlar arası boşluk için ZnS ve ZnSe için 1000 V ve 1500 V voltajı sırasıyla gösterilmiştir. Düzlemsel bir gaz için boşalım sistemi, elektronun ortalama kinetik enerji ZnS ve ZnSe'lerin dağılımı $d = 500\mu\text{m}$ hariç tam olarak

aynıdır. Uygulanan voltajla d azaltılırsa her iki malzeme için de elektronun ortalama kinetik enerjisi artar. 5 eV ila 100 eV arasında farklı değerler p 'ye bağlı olarak değişir. Bu fenomen fiziksel olarak elektronların yoğunluğunu açıklar.

Sonuç olarak, elektrot malzemeleri ve elektrotlararası mesafe değerleri kesinlikle bağlı değildir, ancak plazma hücresi ve bombardıman türlerinin yanı sıra yüzey koşulları ve enerji halleride bunlar içindeki gaz basıncına bağlıdır.

4.3. Deneysel Sonuçlar

Yarı iletken-plazma hücresinin şematik diyagramı Şek. 4.12.a'da gösterilmiştir. İki yarı iletken malzeme içinde Argon dolu plazma hücresinde Townsend gaz boşalmasında deneyler yapılmıştır. Çalışılan hücrede bir anot malzemesi olarak SnO_2 kaplı cam disk kullanılır. Hücreye yeterince yüksek voltaj uygulandığı zaman (yani en düşük kırılma voltajı U_b), bir gazın yalıtkan bir durumdan iletken olana kadar geçişinde akım gözlenir.

Yarıiletken ZnSe ve ZnS katotlar ($\rho = 10^8 \text{ Ohm} \cdot \text{cm}$) yüksek öz dirençle plazmada kararlılık sağlar. İki metal katot ve yarıiletken katot arasında çok büyük farklar vardır. Argon plazması yüksek voltajlı bir DC güç kaynağında 2000V ile ZnS ve ZnSe'de, iletkenliğe neden oluşturur. Plazmanın gaz boşalmasının karakteristikleri bir multimetre ile ölçülür ve bir bilgisayarda dijitalleştirilir. Deney düzeneğimizde yarıiletken katotla metal anot arasında yüksek bir voltaj uygulandı.

Optiksel olarak sistemi uyarabilmek için, farklı IR ışık altında bir test sistemi kullanıldı. Bu durumda, katodun önüne 250W güce sahip akkor lamba koyarak düzgün bir aydınlatma sağladık. Bu prosedürleri kullanarak belli bir seviyeye kadar fotoiletkenliği arttırdık. Aydınlanma şiddetini $10^{-6} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ve $10^{-2} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ arasında ek filtreler aracılığıyla belirledik. Akkor lamba ve yarıiletken arasında $0.9 \mu\text{m}$ ve $1.6 \mu\text{m}$ arasında dalga boylarını geçirmek için bir Silikon filtre kullandık.

Gaz boşalma sistemi Şekil 4.12 b'de şematik olarak gösterilmiştir. Dijital multimetre (boşalma akım ölçümü), vakum pompası, ışık kaynağı, mikroelektronik gaz yük boşalma sistemi ve DC güç kaynağı (2000V üstü), boşalma hücrelerindeki dijital kartlardan oluşmaktadır.

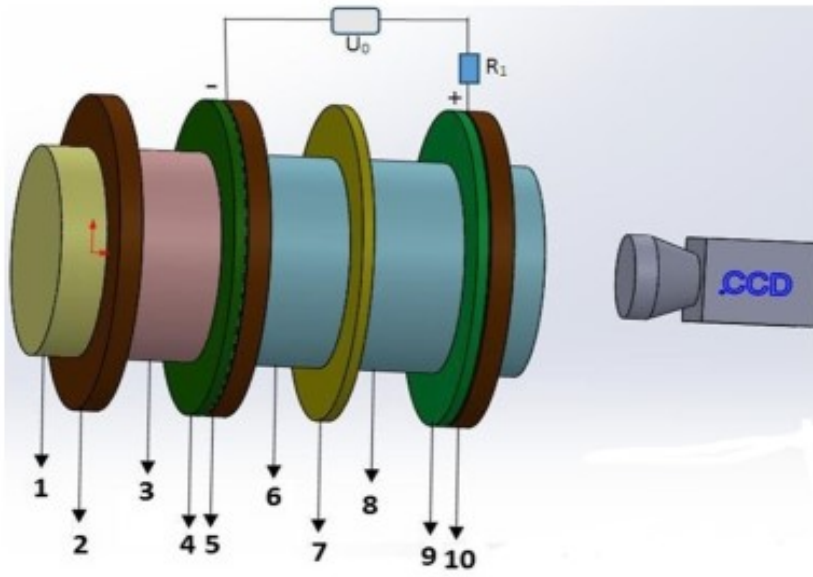
AVK'ler gaz basıncına, elektrotlararası mesafeye ve uygulanan voltaja bağlıdır. Altın film için $15\text{-}20\ \Omega/\text{cm}^2$ ve SnO_2 'nin direnci ise $10\ \Omega/\text{cm}^2$ mertebesinde. Bundan dolayı ZnSe ve ZnS elektrotlarının direnci ile karşılaştırıldığında ihmal edilebilir. Deneyler, $1.33\ \text{Pa}$ 'a kadar vakum pompası kullanılarak gaz gerçekleştirildi.

Farklı IR aydınlatmaları altındaki yanıtlarda farklı akım değerlerini gözledik ve farklı gaz basıncı için ölçümler gerçekleştirdik. Şekil 4.13 karanlık ve güçlü aydınlatma şiddetinde yarıiletkenlerin farklı değerleri için akım davranışlarını göstermektedir.

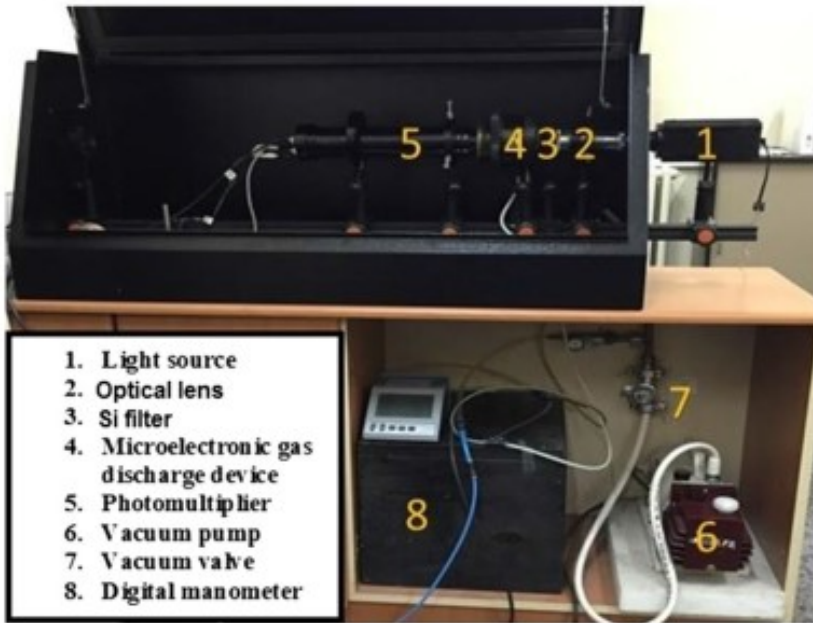
Şekilden de görüleceği gibi, AVK'lerde her iki malzeme için güçlü IR aydınlatma bağımlılığı vardır. Akım, büyük ölçüde $10^6\ \text{A}$ 'dan $10^5\ \text{A}$ 'ya artar ve ZnSe için $583\ \text{V}$ 'dan $523\ \text{V}$ 'a ve ZnS için $624\ \text{V}$ 'dan $569\ \text{V}$ 'a kırılma gerilimi (U_B) azalır. Yarıiletkendeki yüksek iletkenliğin daha düşük bir kırılma voltajı verdiğine dikkat edilmelidir. Grafikler IR aydınlatmada maksimum akım değerine ulaştığını göstermektedir. AVK'leri üzerindeki basıncın etkisini göstermek için, akım – basınç grafiği şekil 4.14 a ve b'de belirtilmiştir. $5,72\ \text{kPa}$ 'dan $54,61\ \text{kPa}$ 'a kadar basınç değişikliklerin her ikisinde de AVK grafikleri farklı lineerliktedir.

Maksimum akım değerleri ZnSe elektrodu için $54,61\ \text{kPa}$ lık basınç değerinde elde edilir ve AVK'ler gaz basıncı arttığında birbirine yakın çıkar. ZnS için AVK değeri bu basınç değerinde $1.8 \times 10^5\ \text{A}$ 'dır ve ZnSe için AVK değeri $2.5 \times 10^5\ \text{A}$ 'dır.

Bu sonuçlarla Comsol programındaki hesaplamalardan tutarlı sonuçlar elde edilir. Elektron yoğunluğu ve elektron termal hızı ZnS'den daha yüksektir. Plazma akımlarına baktığımız zaman ZnSe'nin ZnS'e göre daha tutarlı olduğu gözlenmiştir. ZnS katodunda basıncın artmasıyla kırılma voltaj değerleri daha düşük değerlerde oluşur.

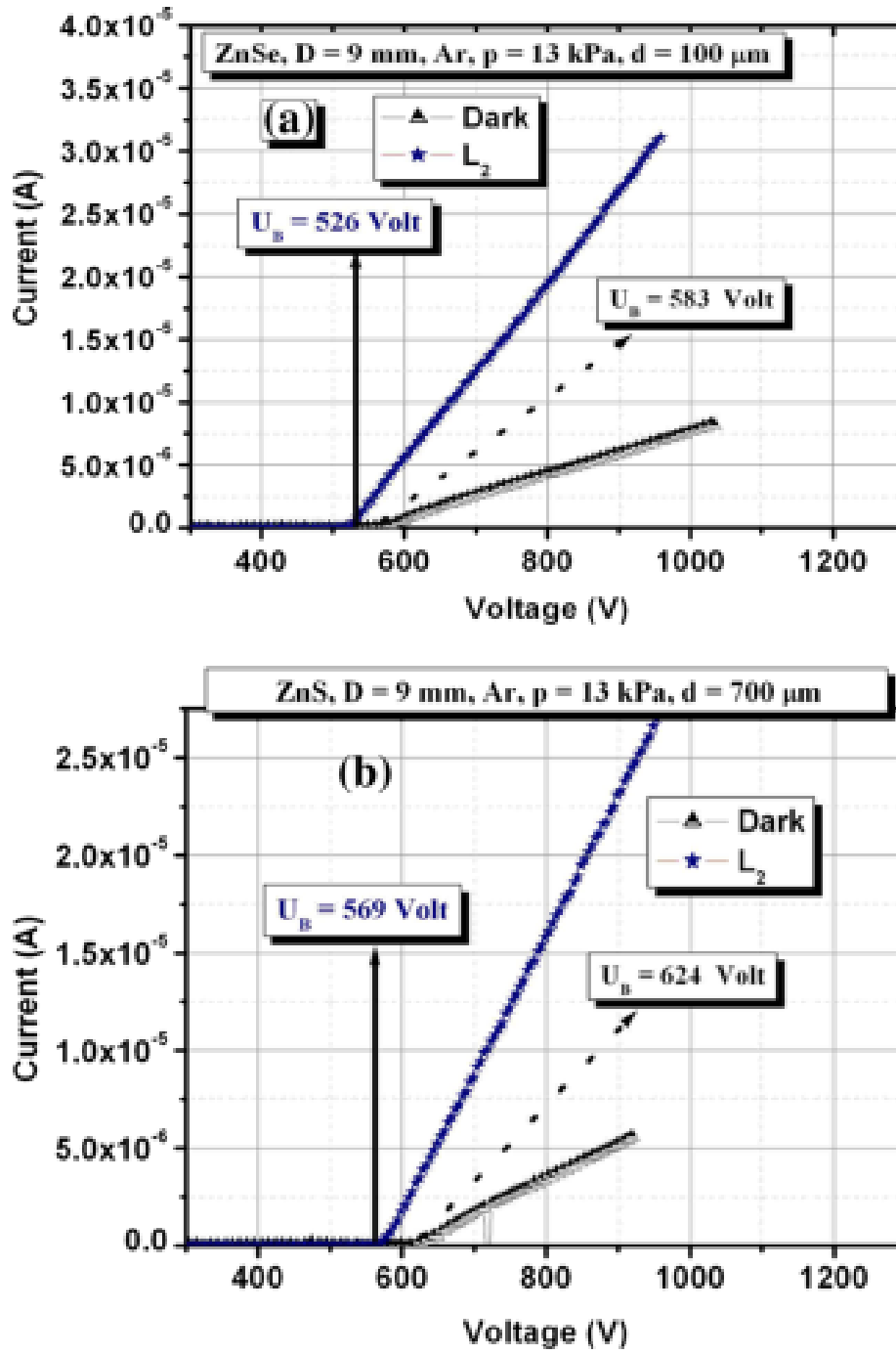


(a)

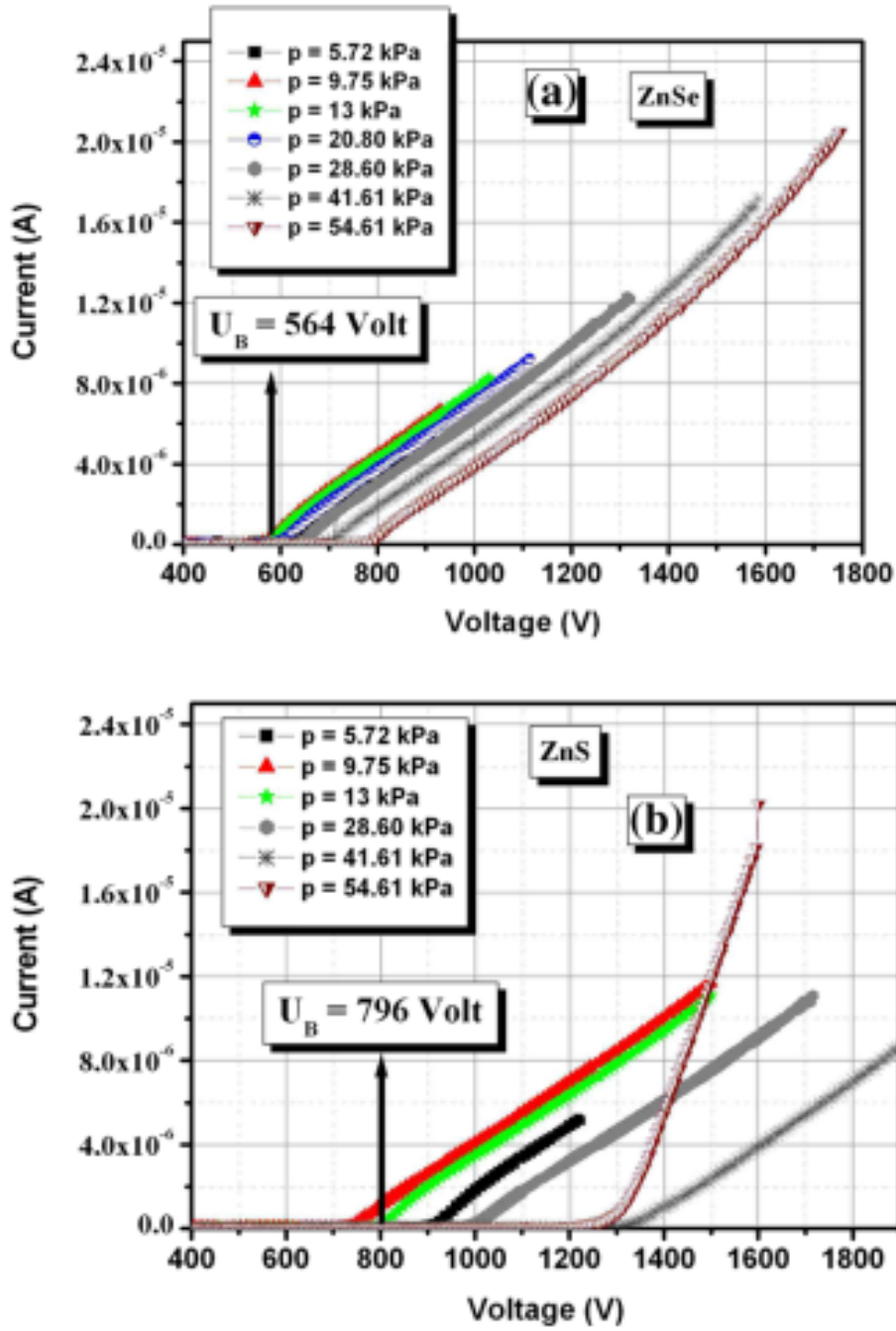


(b)

Şekil 4.12. a) Yarıiletken plazma hücresinin IR görüntü çeviricisi için olan sistemi
 1) Işık kaynağı 2) Si filtre 3) IR ışık demeti 4) Yarıtransparan altın
 kontakt 5) ZnS ve ZnSe materyalleri 6) Gaz yük boşalma hücresi
 7) Mika 8) UV-görünür ışık demeti 9) transparan iletkenli SnO₂ kontakt
 10) Cam disk b) ZnSe ve ZnS elektrotlarının gaz plazma sistemi



Şekil 4.13. Karanlık ve güçlü aydınlatma altında plazma yarıiletken hücresinin AVK değerleri



Şekil 4.14. Yarıiletken – plazma hücresinde farklı basınçlar altında akım voltaj karakteristik fonksiyonları a) ZnSe b) ZnS

4.4. Sonuç

İki yarıiletken katodun boşalma özelliklerinin teorik ve deneysel çalışmaları yapılmıştır. ZnS ve ZnSe katotlar kullanılmıştır. Simülasyonlara göre, bazı diğer özellikler farklı olsa da katotlar bazen benzer elektriksel özellik gösterir. Termal hızlar, uzaysal yük yoğunlukları, yüzeyel yük yoğunlukları, mobiliteler ve kırılma gerilimlerinin basınca bağlı olarak

farklılıklar gösterdiği bulunmuştur. Katotlar farklı mobilité değeri gösterir. ZnSe'nin mobilitesi ZnS'ninkinden daha yüksektir. Plazma hücresindeki her iki katodun ortalama elektron enerjileri benzerdir ve yaklaşık 95 eV'dir. Düşük basınçlarda ikincil emisyon dağılımı ZnSe'nin daha yüksektir, atmosferik basınçta iki yarıiletkeninde değeri birbirine yakındır. Elektron yoğunluğu uygulanan voltaj ile artar ve iki elektrot için azalma eğrileri aynıdır. Kırılma voltaj eğrileri düşük basınçlarda biraz farklı değere sahiptir. Farklı uygulanan voltaj ve elektrotlararası boşluklara göre uzaysal yük ve termal hızlarda da farklılıklar gösterir. Buna ek olarak, iki yarıiletken için de yüzey yük yoğunlukları, elektrotlararası boşluğu göre değişim gösterir. Bu sonuçları mikrobeyutlu geçişler için deneysel olarak görmek çok zordur. Ancak sonlu eleman analizlerine yardımcı olur. Deneylere göre, daha yüksek plazma akımı ve düşük kırılma voltajları ZnSe için kullanılabilir.

Tüm sonuçlar göz önüne alındığında, genellikle ZnSe'nin Termal hız, yüksek taşıyıcı mobilitesi, uzaysal yük yoğunluğunun daha iyi sonuç sergilediğine varılabilir. Ancak yüzey yük yoğunluğu ZnSe'nin daha düşük çıkmıştır. ZnS ve ZnSe'nin bazı elektrotlararası geçişte benzer elektronik özellik gösterdiği sonucuna varılmıştır. Optoelektronik aygıtlarda her iki katotun II – VI grup bileşikli materyallerde teorik ve deneysel araştırmasını amaçladık. Bu sonuçlar parametrelerin bazı elektriksel özelliklerini belirlememize yardımcı oldu. Aslında farklı basınç, farklı uygulanan voltaj ve farklı elektrotlararası geçişte değeri değişirken atmosferik basınçta her iki katotta benzer özellik gösterir. Bundan dolayı yüksek basınçta bu sistemler daha düşük maliyetle kullanılır.

5. ARGON DOLU BİR GAP'LI SİSTEMDE KIRILMA VOLTAJININ TEORİK VE DENEYSEL KEŞFİ

Büyük çaplı ve kısa elektrotlararası mesafede bir plazma sistemi tasarlandı ve geliştirildi. Teorik modelleme ve simülasyonlar farklı elektrotlararası mesafe için gerçekleştirilmiştir. Her ikisinde de argon dolu olan sistemde atmosferi olan farklı elektrotlar arası mesafeler ve farklı basınçlar p altında elde edilen deneysel sonuçlar için gerçekleştirilmiştir. Sistem paralel plakalı elektrotlarla doğru akım (DC) deşarjları üretir bir tarafında galyum fosfat (GaP) yarı iletken ile diğer tarafta SnO_2 kaplı cam iletken malzeme olacak şekilde 50 μm ila 500 μm arasında değişen mesafelerde plazma üretir. Teorik kırılma voltaj eğrileri simülasyonlardan türetilmiştir. Ayrıca uzay-yük yoğunluğu, termal elektron hızı, azaltılmış elektrik alanı, kuvvet (E / N), elektron yoğunluğu n_e ve ikincil elektron emisyonu (γ) teorik olarak tanımlayabilir. Deney ve teori arasındaki karşılaştırma, teorinin düşük basınç ve küçük elektrotlar arası boşluğu için ayrımı çok iyi tahmin edebileceğini göstermektedir.

5.1. Giriş

Oda sıcaklığında 2.26 eV olan Gallium fosfat (GaP), direkt olmayan bir geniş bant aralığına (GBA) sahip olan bir III-V yarıiletkenidir. Birçok elektrikli ve optik uygulama, ışık yayan diyotlar, nanosensör cihazları, optik sınırlayıcılar ve akustooptik modülatörlerin kullanımında yer almaktadır. (Seo, Bae, Park, Yang, Kang, Kim ve Lee, 2003; Fuss ve Smart, 1991; Chen, Cheng, Lu ve Zou, 2010). Örneğin, GaP çok yüksek güçteki terahertz pulslarının gelişmesiyle oluşan iyi bir enerji yayıcıdır. Buna ek olarak 400nm'den 500nm'e ye kadar olan dalgaboyu aralığında yüksek sinyal veren GaP fotodedektörlerin yapımında kullanılır (Liu, Song, Xing, Hu, Li, Wang, Chai, Zhang, Zheltikov, ve Wang, 2010; McIntosh, Zhou, Lara, Landers ve Campbell, 2011).

Boşalma fiziğine göre iki tane boşalma durumu vardır: Townsend gaz boşalması (TY) ve glow boşalması (GY) vardır. TY daha düşük uzaysal yük oluşumunda daha zayıf bir gaz boşalma akımında oluşur. Gaz boşalmasının karakteristiği, basınç p , elektrot yapısı ve boşalma aralığı d , bu boşalmalarda önemli sistem parametreleri ile belirlenmiştir.

Çoğu durumda, dış gerilim U_B kırılma geriliminden farklı olarak kabul edilebilir. Ancak, elektronların büyük kısmı, TY'de kırılma geriliminden önceki elektrik akımının yaratılmasıyla sonuçlanır. Literatüre göre, elektronlar zincirleme iyonlaşma yoluyla da üretilebilirler. Bariyerlerden yayılımla iletkenliğe katkı sağlanılabilir. Literatüre göre uygulanan voltaj, katot ve anot arasında bir akım üreten, U_B (yani, kırılma gerilimi) ile

belirtilir. U_B değerlerine dayalı, Paschen eğrileri fonksiyon olarak çizilir (Golubovskii, Maiorov, Li ve Lindmayer, 2006; Kurt, Cetin ve Salamov, 2011). Sistemin karakteristiğini elde etmek için p ve d ürününün belirli bir basınçta p ile bir gaz dolu yarıiletken bir malzemeden yapılan katot ve bir mikro ölçekli interelektrot mesafesinin tanımlanarak bir mikroelektronik gaz boşaltma cihazı kurabilir (MGDD), WBG yarı iletkenlerini temel alan mikrodalga bileşenlerinde iyi bilinen uygulamalara sahiptir. Çünkü yüksek frekanslı güç bileşenleri yaygın olarak mikrodalga cihazlarda kullanılır, GaP tuzak konsantrasyonu terimi GaAs veya saf Si materyalinden daha uygundur (Noblanc, Arnodo, Dua, Chartier ve Brylinski, 2000; Buniatyan ve Aroutiounian, 2007).

Küçük bant geçişleriyle hücrelerdeki boşalma olaylarının karmaşık dinamikleri üzerine çalışmalar son yıllarda yapılmıştır. Buna ek olarak hücrede uygulanan voltajda iki farklı davranışı gözlemlediler. Boşalma akımları uygulanan aynı voltaj uygulandığında farklı iki değer göstermiştir (Astrov, Lodygin ve Portsel, 2015). İki farklı akım gözlemlenmesine bağlı olarak günümüzde de birçok araştırma yapılmıştır.

Yeni bir MGDD'nin biçimleri Argon dolu gazda teorik ve deneysel sonuçlar raporlanmıştır. Aşağıdaki gibi düzenlenmiştir: “Teori” bölümünde, kısa teorik arka plan üzerinde açıklama sunulmuştur. Temel teorik ve deneysel sonuçlar ve bunların karşılaştırmalı verileri aşağıdaki bölümde sunulmaktadır. “Sonuçlar” bölümü, teorik ve deneysel çalışmaların kritik verilerinin özelliklerinin belirtildiği kısımdır.

5.2. Teori

Şekil 5.1, simülasyon hücresini göstermektedir. Hücrenin bir tarafı yarıiletken malzeme diğer taraf bir iletkenidir. Elektrotlar arasında gaz dolumu vardır.

Bu geometride aşağıdaki teorik altyapı uygulanabilir. Başlangıçta, elektron bombardımanının etkisiyle katot yüzeyinde ikincil elektron emisyon (İEE) oluşur. Bu elektriksel boşalma için çok önemli bir parametredir. Literatüre göre İEE aşamasının oluşturulmasına ilginin artması, ultraviyole – görünür fotonlar ve iyonların gaza bağımlı yaratılmasıyla elektron göç faktörü f_{esc} 'e ye bağımlı bir konsantrasyondur. Enerji dönüşümünde katottaki iyonların f_{esc} faktörü çalışmalarda değerlendirilir (Schwaederle, Kulsreshath, Overzet, Lefaucheux, Tillocher ve Dussart, 2012; Klas, Matejcik, Radjenovic

ve Radjenovic, 2011; Rogers, Neuber, Frank, Laity ve Dickens, 2010; Phelps ve Petrovic, 1999). Aslında elektrik alan gaz hacminde de yayılır ve oluşur. Böylece elektronlar kırılma voltajının altındaki belli bir uzay-zaman dağılımında yönelir. Başlangıçtaki ikincil elektronların etkisi altında gaz hacmi boyunca boşalmanın plazmayı tetiklediğini düşünebiliriz (Phelps ve Petrovic, 1999; Kline ve Siambis, 1972).

Mikroaygıtlar, mikroeletromekanik sistemler, yarıiletken aygıtlar, eksimer kaynaklar, plazma ekran panelleri, lazerler, elektron çoğaltıcılar gibi önemli uygulamalarda İEE'nin etkisinden faydalanılmaktadır (Kaku, Sato ve Kubodera, 2012; Schwaederle, Kulsreshath, Overzet, Lefauchaux, Tillocher ve Dussart, 2012; Chen, Yeh ve Wang, 2006). Günümüzdeki çalışmalara göre, İEE'de elektron bağımlı çarpışmalar ve yüzeylerdeki emisyon aşamaları önemlidir. Örneğin farklı gazlar için E/N değerine bağlı olarak İEE değeri değişir. E elektrik alan, N gaz yoğunluğudur. Yüksek E/N değerinde breakdown'ın değişiminde γ 'nın katkısı bulunmuştur (Phelps ve Petrovic, 1999). Mikroplazmalar için İEE aşamalarının tanımlaması paschen eğrilerinin belirlenmesinde çok önemlidir (Mariotti, McLaughlin ve Maguire, 2004; Smith, Charles ve W. Boswell, 2003). Hem katodun karşısındaki bir iyon akımı hem de elektron bağımlı gelişen iyonizasyonun güçlü bir DC alanda olduğu bilinmektedir. Buna ek olarak mikrometre ölçeğinde boşalmalarla yüzeyden sadece elektronlar yayınlandığı zaman pd ve j/p^2 çıktılarıyla paschen eğrisi çizilir (d boşalma bant geçişi ve j akım yoğunluğudur). Foton nedeniyle artan fotoiyonizasyonda daha yüksek γ değeri gözlenmiştir (Gibalov ve Pietsch, 2012; Krüger, Schenk, Förster ve Hommelhoff, 2012; Nudnova ve Starikovskii, 2008). Bu bağlamda, foton bağımlı İEE'nin yanısıra daha yüksek değerlerde dolan gaz atomlarının uyarılması gerçekleşir. Gaz dolumunda geciken breakdown için düşük iyonizasyon katsayısı α/N önemlidir (Mariotti, McLaughlin ve Maguire, 2004; Nudnova ve Starikovskii, 2008). Ancak, elektriksel breakdown açısından yarıiletken katotlarla İEE'in ilişkisi henüz tamamen çalışılmamıştır. Aslında γ 'nın etkisi yarıiletkenlerde katotlar için yeterince bilinmiyor (Salamov, 2004; Raju, 2006).

Bazı uygulamalar için, standart plazma dağılımı gereklidir bu yüzden yarıiletken katotlar için direncin homojen uzaysal dağılımı çok önemlidir. Aslında yüksek öz dirençli bir yarıiletkenle filaman yayılması durdurulur. Böylece, standart bir plazma dağılımı oluşur, Bahsedilen uygulamalardaki kullanımda düşük akımlı bir mikro boşalma gerçekleşir.

Uygulanan voltajdan, gaz hacmindeki α/N oranı

$$\frac{\alpha}{N} = A e^{(-\frac{BN}{E})} \quad \text{ile ifade edilir.} \quad (2.2)$$

α/N oranı birim mesafedeki her bir elektronun iyonizasyon sayısıdır. Belirli bir E/N oranı için α/N oranına göre sabit A ve B değerleri için değişimi görülmektedir. Katot ve anot arasında elektronun çoğalmasıyla zamandan bağımsız olarak bir breakdown oluşur. Böylece kendi kendine boşalmanın tetiklenmesi için aşağıdaki gibi bir durum tanımlanır.

$$\gamma(e^{(-\alpha d)} - 1) = 1 \quad (2.3)$$

Katottaki her bir iyonun kurtulmasıyla elektronun sayısı γ olur. Yukardaki denklemde breakdown durumunda townsend katsayıları α ve γ 'nin birbiriyle bağı gösterilmiştir. Yayınım kavramı ultraviyole (UV) ışıma, yarıkararlı türler, fotonlar veya katoda çarpan iyonların sonucu olarak elektronunkine benzer bir yayınım kavramı oluşur. Elektronlar iyon hareketlerine bağlı olarak katottan yayılır (H.Y. Kurt ve E. Kurt, 2014). Potansiyel fark kırılma gerilimi U_B den daha büyük olduğu zaman elektrotlar arasında boşalma oluşur. Çizelge1 deki değerlere bağlı olarak teorik ölçümler yapılmıştır. Simülasyon sırasında 4 sonlu eleman analizinde 42,560 eleman kullanılmıştır. Kararlı çözüm sonuçları için sistemimizde sabit yarıiletken katot materyali kullanılmalıdır.

5.3. Deneysel Prosedürler

Mikroplazma hücresinin GaP katod ile deneysel düzenlemesi, Şekil 5.2 ve Şekil 5.3'te gösterilmiştir. Şekil 5.2. sadece boşalma cihazını göstermektedir. Boşalma cihazındaki parçaların sayısı 11'dir. Her deneysel çalışma için gaz boşalma bant geçişi ayarlanır. Bütün ölçüm sistemi Şekil 5.3'te belirtilmiştir. Elektrotlar arası msafeyi koruyarak, 2000V'a kadar bir doğru akım (DC) voltajı kademeli olarak uygulanmıştır. Ayrıca, Stanford PS325 Dijital yüksek güç kaynağı (2500 V, 25 W) kullanılır. Deneysel ölçümler kişisel bir bilgisayara (PC) bağlantı yoluyla alınır. Sistemde yalıtımın sağlanması için mika kullanılmıştır. GaP katodu ve anodu arasında mikroölçekli elektrotlar arasında argon gazı doldurulmuştur. Elektrotlar arası mesafe d , GaP yarıiletkeninin çapı D olarak tanımlanmıştır. d değeri 143 μm ile 525 μm arasındaki değerlere ayarlanmıştır. Voltaj değerleri aşamalı olarak değiştirilir. 200 V ile 2500V arasındaki tüm boşalma sistemleri için uygulamalar gerçekleştirilmiştir. Cihazda, GaP yarıiletkenine yaklaşık 350 ° C'de buharlaştırma yöntemiyle Au ohmik kontak

yapılmıştır. Basınç aralığı 3.7 kPa'dan 91.7 kPa'ya kadar basınç değiştirilmiştir. Buna bağlı olarak da Paschen eğrisi elde edilmiştir. Dijital bir multimetre (Keithley 199) kullanarak ölçüm yapılmıştır. Boşalma için seri olarak 10 k Ω direnç sisteme bağlanmıştır. Akım – voltaj karakteristikleri GaP oda sıcaklığında arasında 5V'lık artan/azalan gerilimlere göre ölçülmüştür. İçindeki foto katot cihaz bir akkor lamba kullanılarak da aydınlatılabilir. Ancak bu çalışmada sadece karanlıkta sonuçlar sunulmuştur.

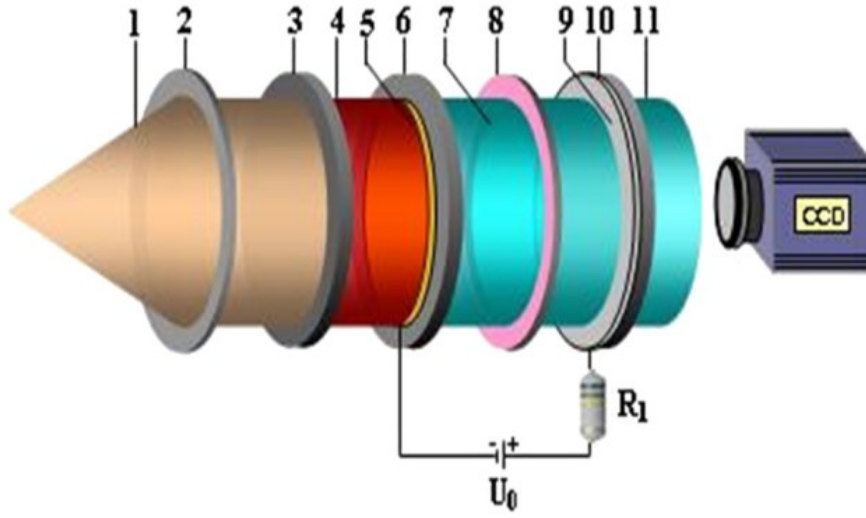
5.4. Sonuçlar ve Tartışmalar

5.4.1. Teorik sonuçlar

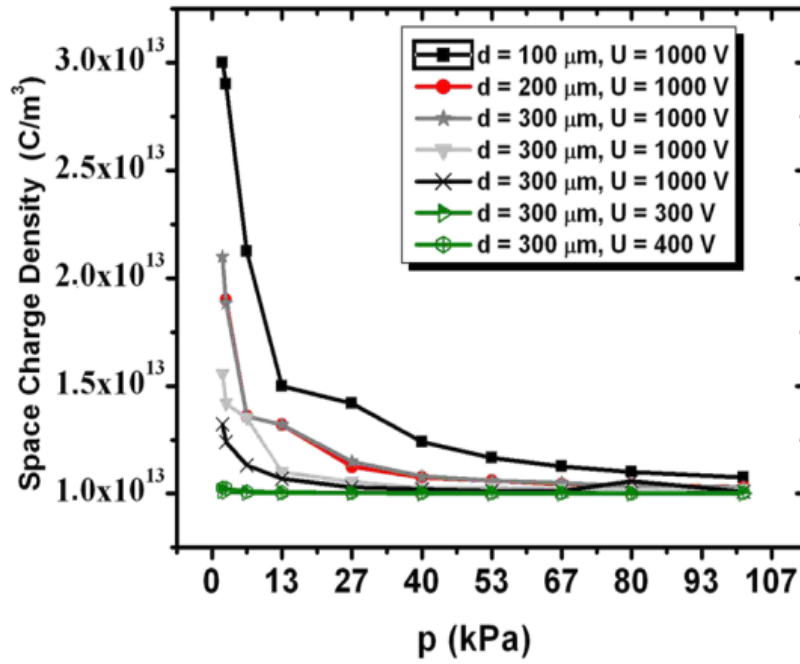
Teorik simülasyonlara göre, hücrenin fiziksel parametreleri önemli bir rol oynamaktadır. Yük yoğunluğunun, elektron termal hız ve ikincil elektron emisyonu dağılımının belirlenmesinde önemli bir rol oynamaktadır. Açıkçası p'deki artış, hücre boşluğu içindeki boşalma yoğunluğunu azaltır. 13,3 kPa'nın ötesinde boşalma yoğunluğu $1,9 \times 10^{13}$ C/m³e düşer. Böylece, belirli bir basınç değerinin ötesinde yük yoğunluğunun en azından üç kat azaldığı açıktır. Spesifik olarak, boşalma yoğunluğu değişir.



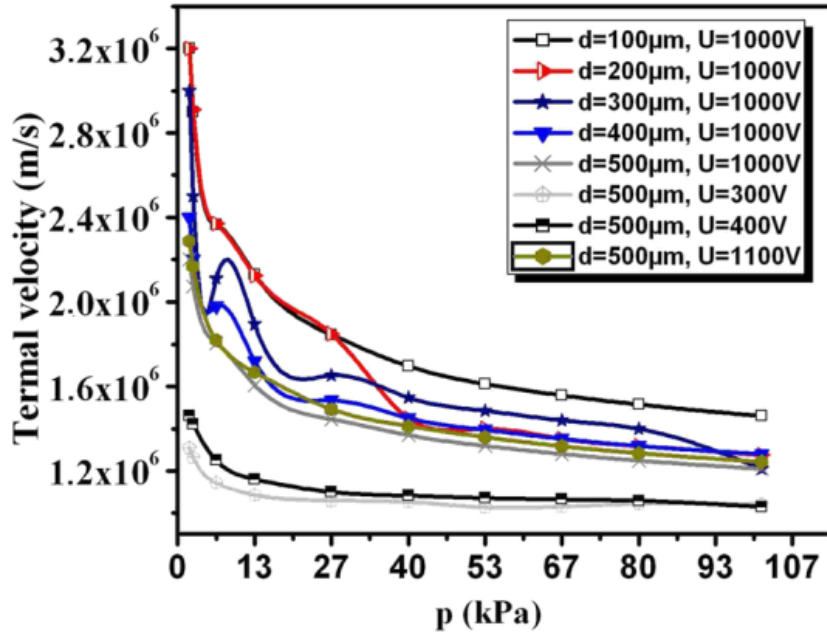
Şekil 5.1. a) Mesh yapısı b) Elektrotların hücredeki görünümü



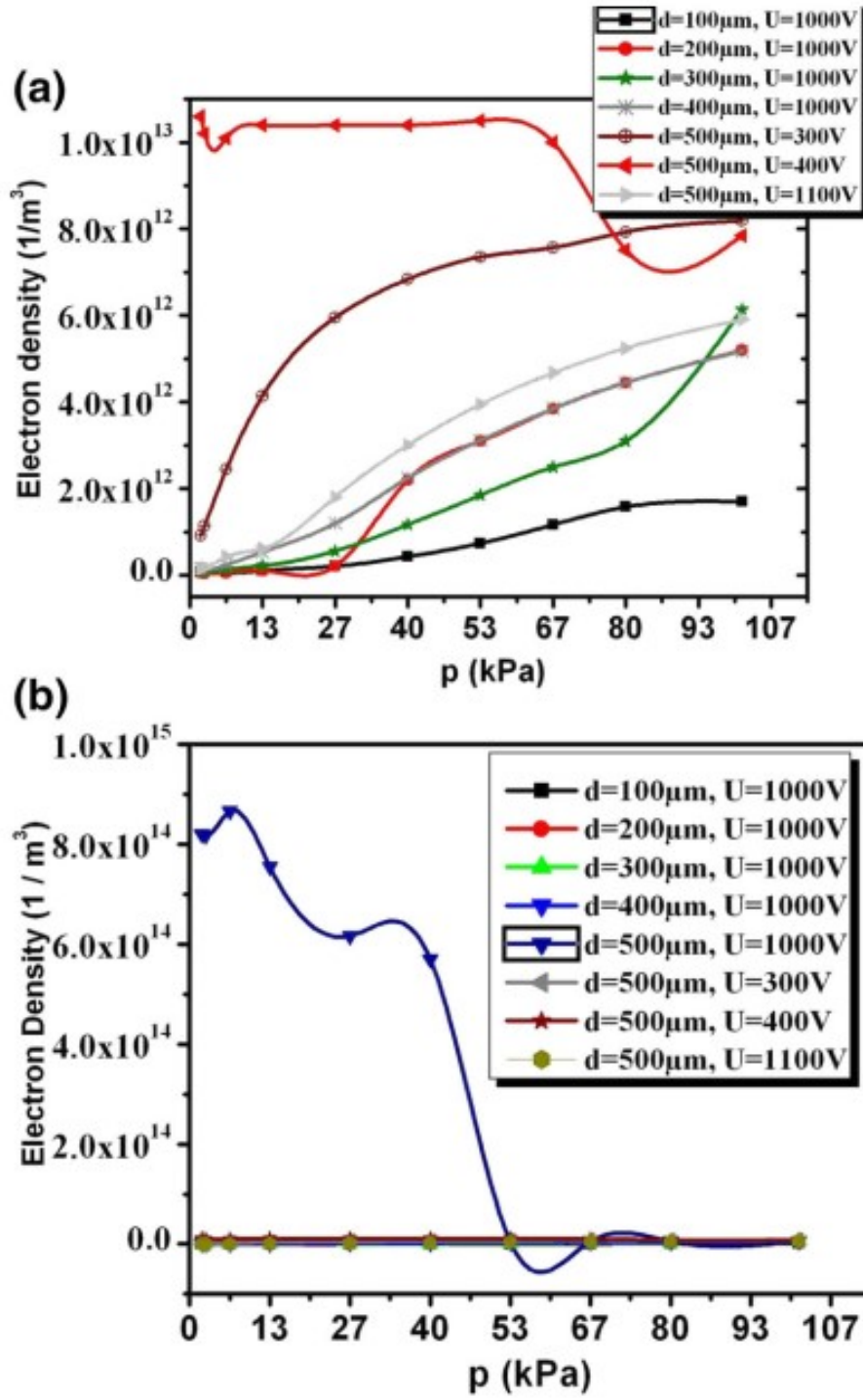
Şekil 5.2. GaP yarıiletken katotta gaz boşalma aygıtı 1) Işık demeti durumu 2) lens 3) Si filtre 4) kızılötesi ışık demeti 5) yarıgeçirgen altın tabaka 6 GaP yarıiletken katot 7) gaz boşalması 8) mika 9) transparan iletkenli SnO₂ kontakt 10) glass disk 11) Ultraviyole-görünür ışık demeti



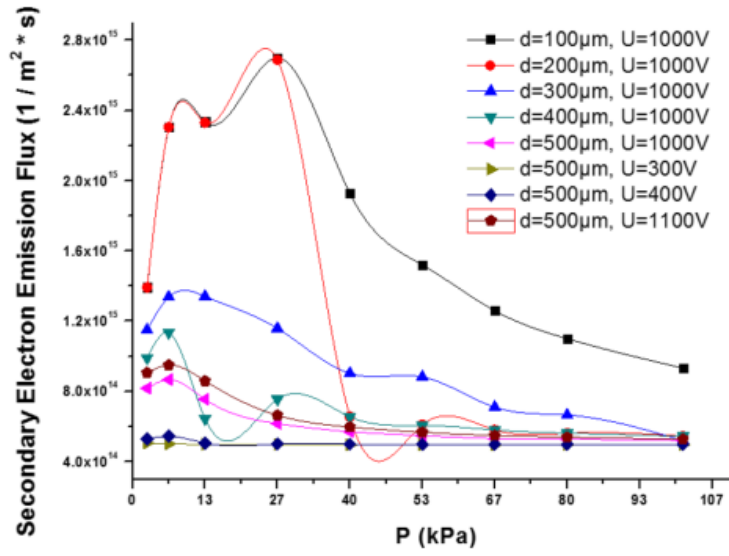
Şekil 5.3. Uzaysal yük yoğunluğu



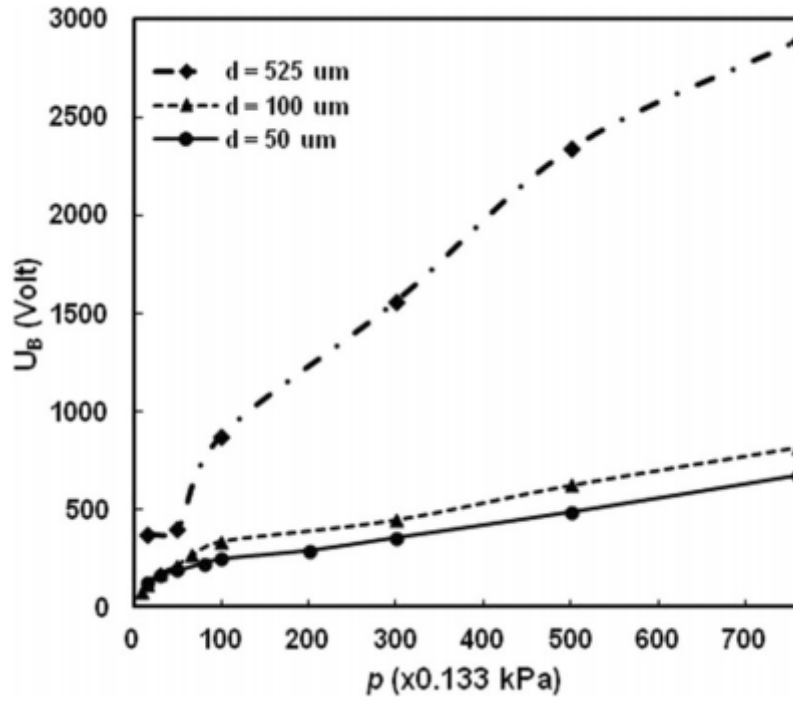
Şekil 5.4. Farklı elektrotlarası geçiş ve potansiyelin farklı değerleri için elektron termal hız – basınç eğrisi



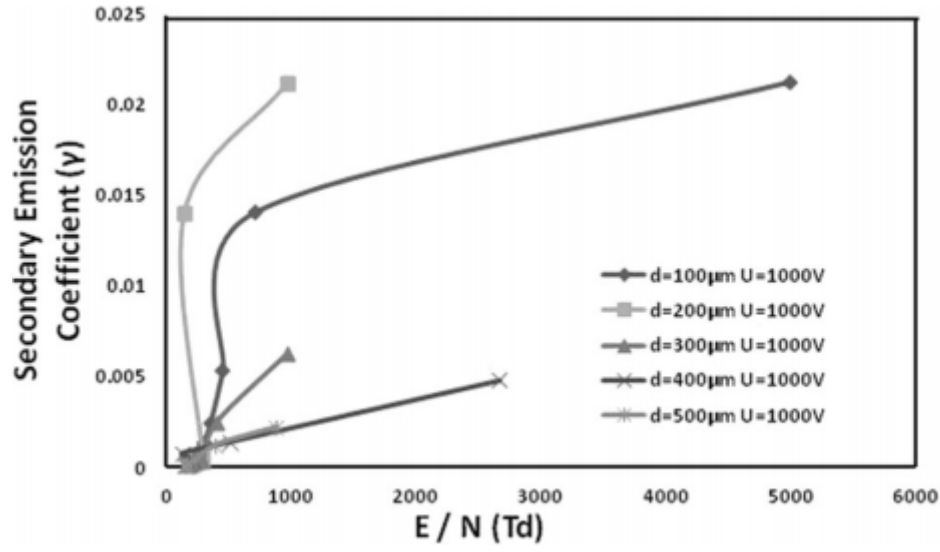
Şekil 5.5. Elektron yoğunluğu – gaz basıncı a) genel bölüm b) daha düşük bölüm



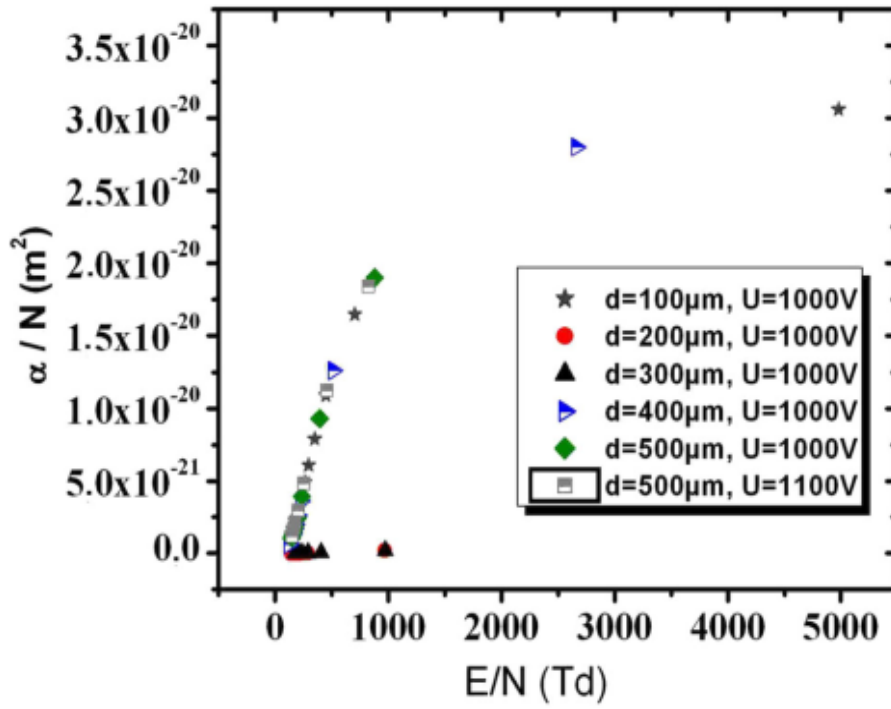
Şekil 5.6. Elektrotlarası geçiş ve uygulanan voltaj için ikincil elektron emisyonu – gaz basıncı eğrisi



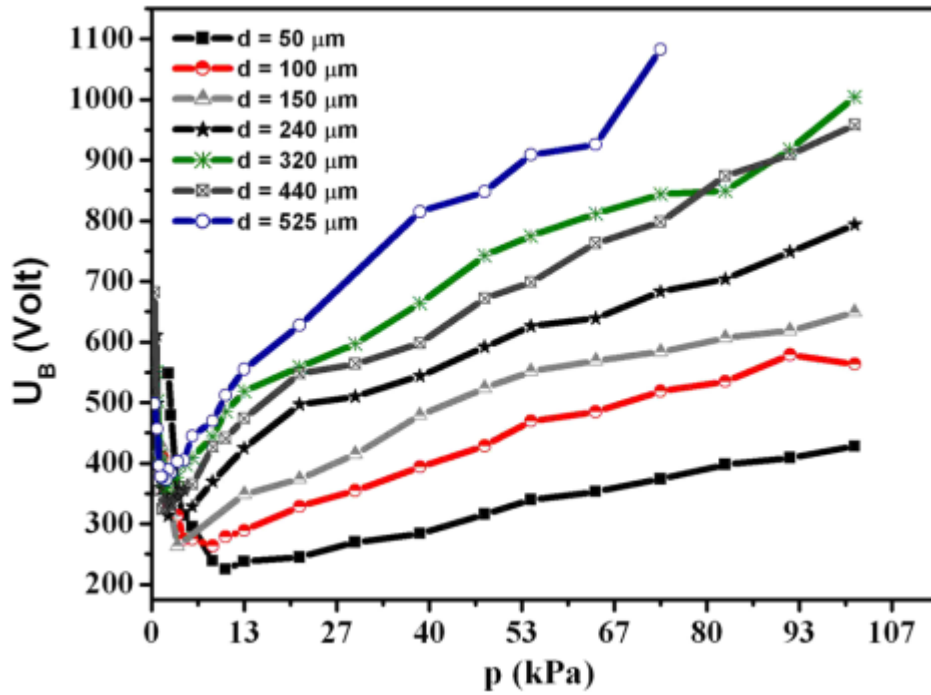
Şekil 5.7. D=15mm'de elektrotlararası farklı geçiş d için teorik paschen eğrisi



Şekil 5.8. T_d için γ katsayısı ($1 \text{ Td} = 10^{-21} \text{ V m}^2$)



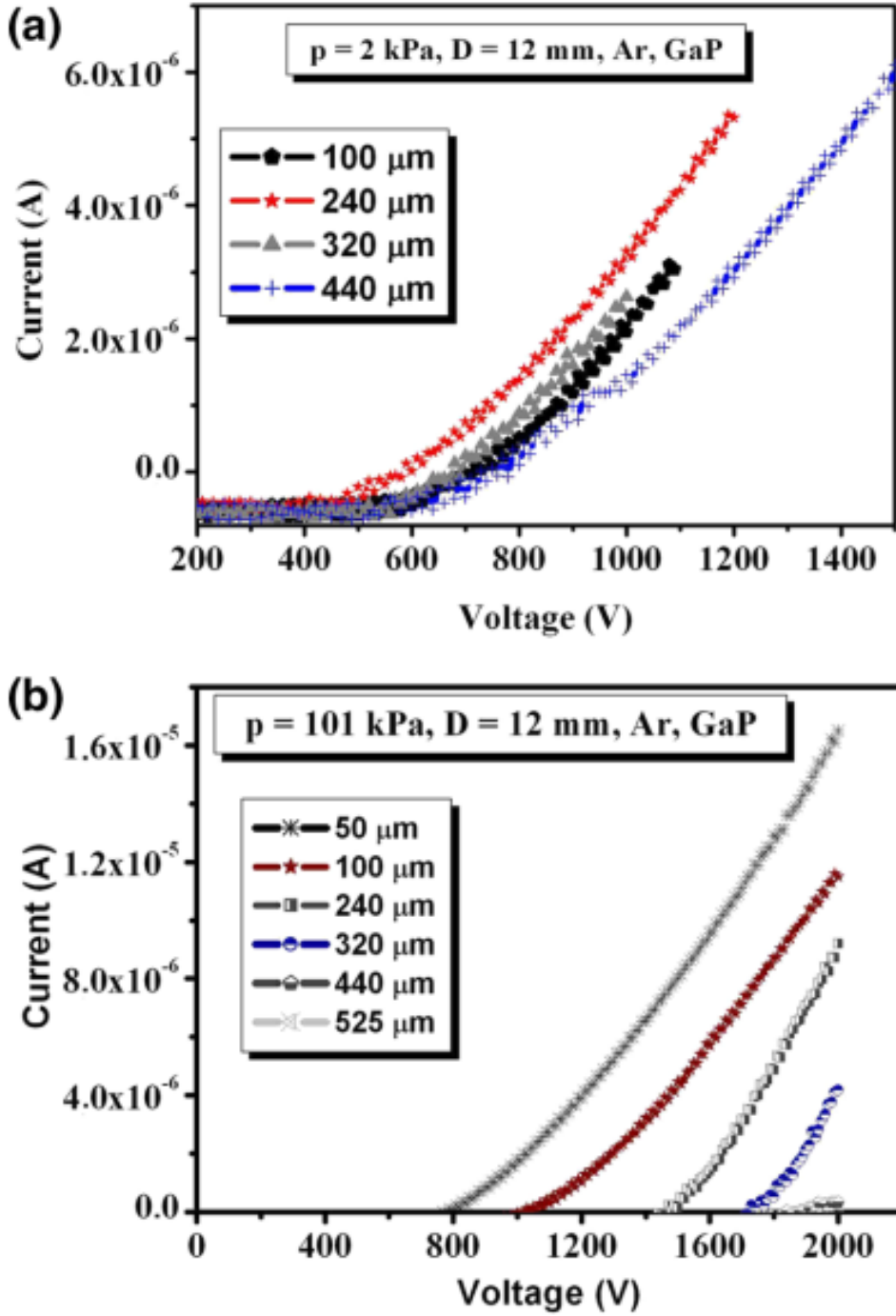
Şekil 5.9. α/N - E/N eğrisi ($1 \text{ Td} = 10^{-21} \text{ V m}^2$)



Şekil 5.10. D=15mm'de farklı elektrotlararası geçişler için deneysel Paschen Eğrisi

Spesifik olarak $d = 500 \mu\text{m}$ ve $U = 1000 \text{ V}$ için yük yoğunluğu $q = 3 \times 10^{13} \text{ C / m}^3$ dür. Ancak, yoğunluk d azaldıkça azalır. Ek olarak, daha düşük uygulanan gerilimde daha düşük yük yoğunluğu oluşur.

Şekil 5.4'te termal hızın basınca bağlı değişim grafikleri gösterilmiştir. Düşük basınçlarda termal hızın daha fazla olduğu anlaşılmıştır. Buradan elde edilen verilere bağlı olarak düşük basınçlarda parçacıklar daha kolay hareket edebilir. Elektrotlararası mesafenin artması genellikle termal hızın düşmesine neden oluşturmaktadır. Şekil 5-5 a ve b'de farklı basınç değerlerine göre elektron yoğunlukları gösterilmiştir. Şekil 5.6'da ikincil elektron emisyon dağılımı gösterilmiştir. Burada 26.6 kPa değerinin ikincil emisyon konusunda maksimum değerde olduğu gözlenmiş olup en uygun basınç değeri olduğu belirlenmiştir. Paschen eğrilerine göre $d = 50 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{m}$ ve $525 \mu\text{m}$ için sırasıyla U_B değerleri 225V, 264V ve 373V dir. Deneysel kırılma gerilimi sabit olduğu zaman elektron yoğunluğu 7620 mA/m^2 dir. Paschen eğrileri plazmada kullanılacak gazın belirlenmesinden elektrotlararası mesafenin en optimum olan değerinin ne olduğunun belirlenmesinde çok önemli bir rol oynar.



Şekil 5.11. Farklı voltaj uygulamaları için akım-voltaj karakteristiği a) 2 kPa ve b) 101 kPa

Ek olarak, boşalma katsayısı ve iyonlaşma katsayısı daha iyi teorik tahminler için bilinmesi gerekir. Ayrıca teorinin tahmin edemediğini de belirtmek gerekir yüksek basınçta kırılma değerleri; Örneğin, $d = 525 \mu\text{m}$ ve $p = 66,5 \text{ kPa}$ teorik olarak aynı d ve p değeri için 2341 V iken, deneysel kırılma voltaj sonuçları $U_B = 982 \text{ V}$ verir. Teorik sonuçlar deneysel sonuçlara göre daha yüksek çıkmaktadır.

Böylece, bu teorik model sadece düşük basınç için çalışır. $d = 100 \mu\text{m}$ için, kırılma teorik olarak gerçekleşir. $p = 66.5 \text{ kPa}$ için kırılma voltajı 622 V . Ancak, deneyler aynı basınç değeri için 499 V civarında bir verdi. Benzer şekilde, teorik ve deneysel gaz kırılma değerleri $d = 50 \mu\text{m}$ için 487 V ve 360 V 'dir. Ayrıca mümkün modelle yapılan çalışma, elektrot boşlukları azaldıkça daha tutarlı sonuçlar vermektedir. Bu nedenle, büyük geçişler için kırılma voltajının belirlenmesinde gaz katsayısının etkilerinin olduğu kanaatindeyiz ve bu durum iyonlaşma olaylarında önemli bir rol oynamaktadır.

Şekil 9, T_d çarpımı γ katsayısını göstermektedir. γ 'nin 0.02 'ye kadar değerler aldığı tespit edildi. Ayrıca, literatürde olduğu gibi, E alanının artmasıyla birlikte γ 'nın azalan bir eğilim sergilediği gösterildi. Townsend boşalması bir gaz iyonizasyon işlemidir. Bu nedenle, serbest elektronlar güçlü E alanı altında hızlanır. Bu oluşumun gaz içerisinde yükseltilmesiyle elektrik alan artışı daha fazla olur. Bu noktada, moleküllerin iyonizasyonu düşünülmelidir. Serbest yüklerin sayısı azaldığında veya elektrik alanı zayıfladığında, işlem durur. Ayrıca 1 Td 'nin $10^{21} \text{ V} \cdot \text{m}^2$ değerine sahip olduğuna dikkat edin. Şekil 5.9, E / N 'ye karşı α / N katsayısını gösterir. İki farklı rejimin olduğu açıktır. Yüksek α / N katsayısına sahip olanlar varken düşük α / N değerine sahip olanlar da vardır. Temel olarak, $200 \mu\text{m}$ ve $300 \mu\text{m}$ 'de düşük katsayı değerlerine sahiptir. Genel olarak E / N değerinin 3×10^{-20} ye kadar arttığı gözlemlenmiştir.

Daha önceki çalışmalarda olduğu gibi, bu katsayılar farklı elektrot mesafeleri için farklı eğriler olduğunu göstermektedir. Genel olarak daha büyük elektrotlararası mesafede daha yüksek katsayı değerlerine sahiptir. Ayrıca, katsayı eğrilerinin eğimi E / N 'ye göre hafifçe azalır.

5.4.2. Deneysel sonuçlar

Bu bölümde, Şekil 5.11.'de gösterildiği gibi $50 \mu\text{m}$ 'den $525 \mu\text{m}$ 'e farklı elektrotlararası boşlukları için deneysel Paschen eğrileri gösterilmiştir. Simülasyonlarda tüm sonuçları dikkate alırsak $D = 15 \text{ mm}$ katod çapına göre ölçüm yapıldı. İlk bakışta, elektrotları arasındaki bağla ilişkili olarak devam ettirmek için daha büyük indüklenmiş akım gerekli olduğu anlaşılırken, kırılma geriliminin elektrotarası mesafeye bağlı olarak arttırılabildiği anlaşılmıştır. Şekil 5.7'de gösterilen Paschen eğrilerindeki gibi daha yüksek basınç değerlerinde gaz boşalması için daha fazla voltaj uygulamak gerekiyor.

Elektrotlararası mesafesinin değişimi Paschen eğrisinde anlamlı bir değişliğe neden oluşturmıştır. Bunun dışında gaz boşalmasının negatif etkisi gaz dolum hacminin artması anlamı anlamına gelmektedir. GaP için Paschen eğrilerinden bakıldığında 1.6 kPa değerinin optimum değer olduğu belirlenmiştir. Bu değer altındaki basınç değerler içinde uygun değildir.

Teorik ve deneysel bulgulara göre, bulgular, teorik kırılma eğrilerinin deneysel sonuçlarla aynı elektrotlararası mesafe içerisinde bir uyum içerisinde çalıştığı gösterilmiştir. Deneyler kırılma geriliminin $d = 525 \mu\text{m}$ için $U_B = 378\text{V}$ iken, simülasyonlarda $U_B = 373 \text{ V}$ 'dur. Mikroplazma hücresinin daha yüksek olan 40 kPa değerinde deneysel olarak $U_B = 824 \text{ V}$ ölçülürken teorik olarak $U_B = 1563 \text{ V}$ değeri ölçülmüştür. $d = 100 \mu\text{m}$ elektrotlararası mesafe durumunda $U_B = 263 \text{ V}$ 'ı $p = 8.65 \text{ kPa}$ değerini deneysel olarak elde ederken $U_B = 264 \text{ V}$ değerini teorik olarak elde ederek hemen hemen birbiriyle aynı sonuçları elde etmiş bulunmaktayız. $d = 50 \mu\text{m}$ için Şekil 5.7 de görüldüğü $p = 10.8 \text{ kPa}$ için kırılma gerilim değeri $U_B = 234\text{V}$ dir. Breakdown voltajı hakkında basınca bağlı ifade temel bir fikir verir. Teorik modellemede gerçek bir gaz boşalmalar arasındaki fark katsayılarla bağlı olarak değişir. Farklı modellerle sistem daha da geliştirilenebilir. Mesh yapısının daha sıkı oluşturulması ve aynı amprik kullanımı A ve B sabitlerine göre Şekil 5.11'de deneysel AVK için verilmiştir. Herhangi bir parametre seti dokumanların oluşması için kademeli olarak voltaj arttırılır. Şekilde $d = 100 \mu\text{m}$ olması durumunda kırılma voltajı $U_B = 263\text{V}$ 'da gerçekleşir. $d = 440 \mu\text{m}$ 'de $U_B = 336\text{V}$ değerini göstermektedir.

5.5. Sonuçlar

MGDD'de de teorik ve deneysel çalışmalar gerçekleştirildi. GaP katot olarak kullanılan bir yarıiletken, anotta ise iletken bir cam yapı bulunmaktadır. Teorik ve deneysel sonuçların Paschen eğrisine göre karşılaştırmasını yaptığımızda birbirine çok yakın değer çıkmaktadır. Teorik modellemelerde farklı yarıiletken malzemeler katot olarak kullanılarak sistemimizde kullanılmıştır. Teorik çalışmalar hem deneysel maliyetleri azaltan hem de zamanı kısaltan önemli bir etkidir. Ayrıca elektrotlararası değeri mikron mertebesinde. Teorik olarak ölçümlerimiz aynı zamanda deneysel olarak ölçemediğimiz değerler içinde bize fikir vermektedir.

6. CDS MALZEMESİNİN IR UYARIMI ALTINDA BİR MİKROPLAZMA HÜCRESİNDEKİ OPTİK VE ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİ

CdS, optik ve elektriksel davranışlarını araştırmak için geniş bir uygulama alanına sahiptir. CdS elektrotlu bir mikrop plazma hücresi yapılmıştır. Farklı gaz basınçları altındaki boşalma akımlarının ölçümleri, elektrotlararası mesafelerine ve uyarma voltajlarına göre teorik ve deneysel olarak incelenmiştir. Gaz boşalma hacmi boyunca farklı parametre aralıkları altında bulunan 2 boyutlu elektron yoğunlukları incelenmiştir. Yapısal ve optik özellikler, tamamlayıcı bilgi için taramalı elektron mikroskobu, atomik kuvvet spektroskopisi ve Fourier dönüşümü kızılötesi spektroskopisi kullanılarak analiz edilmiştir. Deneysel olarak, ek bir optik test olarak, numunenin kızılötesi hassasiyetini doğrulamak için IR uyarımı altında akım voltaj karakteristiği (AVK) ölçümleri de yapılmıştır. CdS katod numunesi, glowdan arka plazma geçişini takiben 10^{-1} A civarında yüksek enerjili akım değerinde zarar görmüştür.

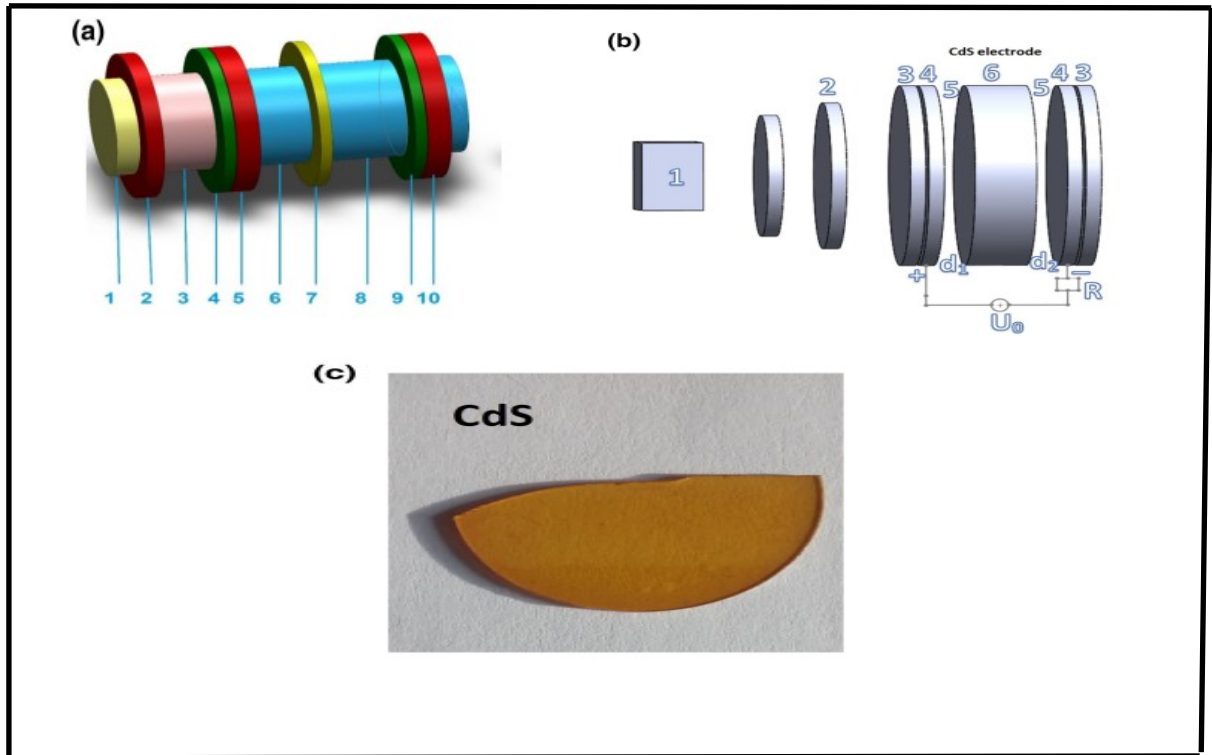
Kadmiyum sülfür (CdS) önemli bir yarıiletkenidir çünkü kızılötesi (IR) bölgede ve UV-görünür (UV – VIS) bölgede uygulamaları bulunmaktadır. CdS yarıiletken malzemesinin gaz sensörleri ve optoelektronik aygıtlar için hem fotohassasiyetde hem de fotovoltajik aygıtlarda çok özel bazı avantajları bulunmaktadır. LED'ler ve pek çok doğrusal olmayan optoelektronik cihazlar için CdS'in uygulamalarından bahsedilebilir oysa CdS'in $0.75 \mu\text{m}$ 'den $3 \mu\text{m}$ 'e kadar aralığında doğrudan geniş bant aralığı vardır (Peng, Yang, Dai, Pu ve Hirao, 2013). 515 nm 'de 2.42 eV enerjiye sahiptir (Haim, Hammouti, Atounti, Chatei ve Bojaddaini, 2017).

Optik özellikleri, güneş hücreleri ve diğer nanoboyutlu piezoelektriklerde cam bir katman yerine de kullanılması iyi bir tercihtir. Buna ek olarak alan etkili transistörler, gaz hassasiyetene sahip cihazlar, fotodedektörler, fotoelektrokimyasal hücreler ve fotorezistörler diğer uygulama alanıdır (Holleman, E. Wiberg ve N. Wiberg, 1995; Frenzel, 2007). Makalelere göre dar bant geçişleri olan yarıiletkenler yakın ve orta kızılötesi bölgesinde çalışırken geniş bant geçişine sahip olanlar uzak kızılötesi bölgesinde çalışmaktadır (Nikitovic, Strinic, Samara, Malovic ve Petrovic, 2005).

Geçtiğimiz on yıl boyunca, CdS'nin optoelektronik özellikleri keşfetmek için farklı metotlar kullanıldı. Ancak plazma ile hem elektriksel hem de optiksel özelliklerinin ilişkisi tam

olarak anlaşılamamıştır. Bundan dolayı şimdiki çalışmamızda 15 -25 μm aralığında spektroskopi (FTIR), farklı görüntü metotları (AFM, SEM) ve diğer diagnostik sistemlerde (akım-voltaj karakteristikleri vb.) ölçümler yapıldı. FTIR spektrumunda kızılötesi spektrumlar kaydedildi. Buna ek olarak farklı basınçlar altında plazma-yarıiletken sisteminde elektron yoğunluğu çalışıldı. Farklı yarıiletkenler malzemelerine (InP, GaP, GaAs) göre çok daha küçük olan kırılma voltaj gerilimi incelendi. Bunun ispatı ilerleyen araştırmalarda yapılacaktır. Çalışmada yüksek elektrik alanda CdS kullanılan plazma sistemi çabuk zarar görebilir. Çok kısa bir zaman aralığı için 0.1 A değerini verir.

6.1. Deneyel Sistem



Şekil 6.1. Mikroboşalma hücresi a) Tek boşalma aralıklı mikroboşalma hücresi
1) Işık kaynağı 2) Si filtre 3) IR ışık demeti 4) yarı geçirgen Au (altın) kontak 5) CdS elektrot 6) Gaz boşalma aralığı 7) mika 8) UV-VIS ışık demeti 9) transparan iletkenli SnO₂ kontakt 10) Cam disk b) Çift boşalma aralıklı hücre 1) ışık kaynağı 2) Si filtre 3) cam disk 4) saydam SnO₂ kontakt 5) mikroboşalma hücresi (d₁ ve d₂) 6) CdS katot c) CdS

6.2. Deneyel Sonuçlar

Deney düzeneği Şekil 6.1'de verilmiştir. Mikroboşalma da gaz ortamı olarak hava kullanıldı. Mekanik pompa 0.2666 kPa bir basınç oluşturmuştur. D = 12 mm'nin aktif plazma alanı için

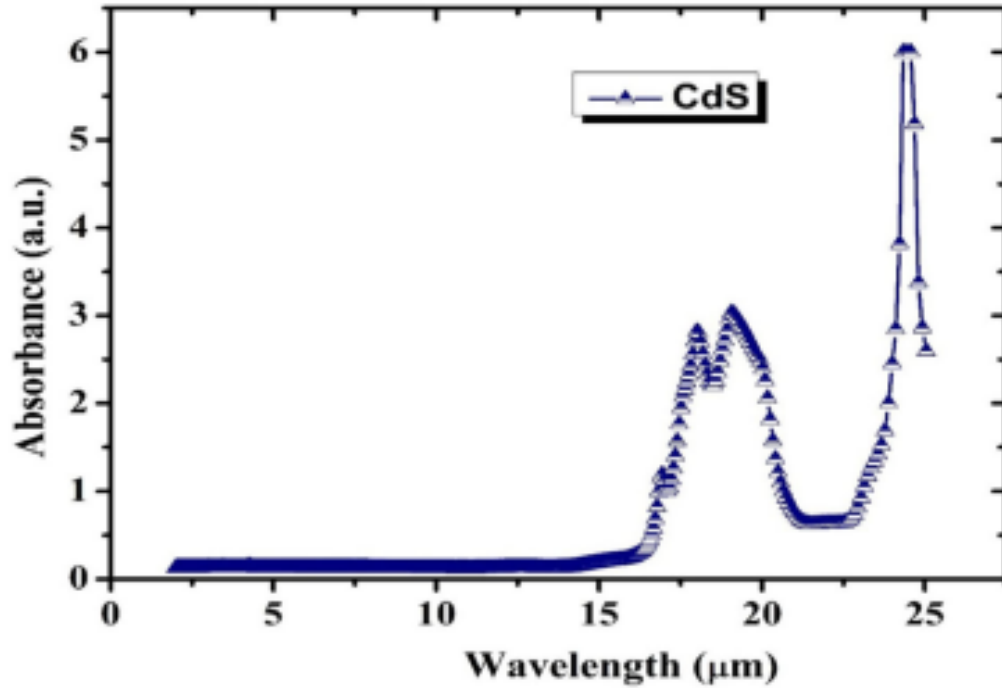
$p = 15.99\text{--}38.66$ kPa'lık basınç aralığında CdS elektrot katot olarak KÖ sistemde kullanıldı. Bu çalışmada CdS katot ve SnO₂ kaplı cam disk den oluşan bir sistem kullanıldı. Bu deneylerde boşalma akımları dijital bir multimetreyle ölçülmüştür. Oda sıcaklığında yüksek güçlü bir sisteme seri olarak 10 k Ω 'luk bir direnç bağlanarak plazma hücresinin 15.99 ve 38. 66 kPa arasında değişen basınca göre ölçümleri 2 kV sabit voltaj uygulanarak gerçekleştirilmiştir. Kızılötesinden görünür bölgeye doğru mikrop plazma hücresinde bir dönüşüm gerçekleşir (Salamov ve Kurt, 2005; Sadiq, Kurt, Albarzanji, Alekperov ve Salamov, 2009). Plazmanın aktif çapı 12mm'dir. Kullanılan CdS altta buharlaştırma ve Bridgman teknikleri kullanılarak büyütülmektedir. Örneğimizin çapı 25.4 mm, kalınlığı 1mm ve direnci 1M Ω cm dir. Buna ek olarak örnein iki kenarı optiksel olarak parlatılmıştır.

Bu deneyde, kırılma gerilimi olduğu zaman $U = 400\text{V}$ civarında plazma biçimlenir. Glow gaz boşalmasıyla townsend boşalması arasında bir geçiş olur. Plazmanın her bir kenarında kontakt ile mikrop plazma hücresinin ölçümleri yapıldı. Plazma özellikleri gaz çeşidine ve kullanılan yarıiletken malzemeye bağlıdır. (Sadiq, Kurt, Albarzanji, Alekperov ve Salamov, 2009; Kurt ve Tanrıverdi, 2017).

6.3. Sonuçlar ve Tartışmalar

FTIR spektrumunda 15 – 25 μm arasında CdS malzemesinin spektrum eğrileri incelendiğinde kızılötesi ışık demet geçirgenliği için uygun bir yarıiletken malzeme olduğu tespit edildi. Buna ek olarak AVK, SEM ve AFM ölçümlerinin yapılarak malzemenin yüzey morfoloji belirlendi. Ayrıca AFM sisteminde 3D görüntü elde edilmesinde sağlanmıştır. SEM ve AFM materyal karakterizasyonu için mikro ve nanoboyutta yüksek çözünürlüklü görüntü analizi için kullanılmıştır. 5 μm x 5 μm kullanılan alanda AFM görüntüsü kaydedilerek kullanılmıştır. Buna ek olarak daha yüksek ve düşük magnifikasyonlu için ise SEM görüntüsü de elde edilmiştir. SEM ve AFM görüntülerinden benzer görüntüler elde edilmiştir. AFM sisteminin 3D görüntüsü incelendiğinde 13.69 nm bir yükseklik olduğu belirlenmiştir. Burada kullanılan CdS'in yüzey pürüzlülüğü detaylı olarak görülmektedir. Örnek ve plazma akımının kalitesi arasındaki ilişki önemlidir. Çünkü yüzey kalitesinin artması kızılötesi dedektörden verim alınması için çok önemlidir. Katot materyalinde homojen bir direnç varsa malzemenin plazma ile etkileşmesi daha kararlı bir şekilde olur. Bundan dolayı homojenlik elektronik endüstrisi açısından çok büyük bir öneme sahiptir (Yasuda, Ledernez, Olcaytug ve Urban, 2008; Kurt ve Tanrıverdi, 2017). Gaz basıncının

yüksek ve düşük basınçta olması mikrop plazma hücresinin akım voltaj karakterizasyonunu tamamen değiştirmektedir. Teorik hesaplanamalarda da farklı elektron dağılımları söz konusu olmuştur (Raizer, 1991; Roth, 1995).



Şekil 6.2. CdS için FTIR spektrumu

Plazma ile ilgili özellikleri anlamak ve gaz basıncının plazma akımı üzerindeki etkisi Şekil 6.1’de gösterildiği gibi kızılötesi dönüştürücü sistemlerinde termal olmayacak bir plazma ile gerçekleştirebiliriz. Elektronlar gaz atomlarıyla ardışık çarpışma sağladığı zaman plazma içerisinde daha fazla iyonize enerji oluşur ve ikincil elektronun sayısı direkt olarak plazma akımının değerini belirler. Akım artışı kontrol edilmezse ve plazma aralığında homojen bir akım yoğunluğu oluşturulmazsa, plazmada birkez bile ikincil elektronlar iyonizasyon oluşumuna katkı sağlarsa akım aniden artar. (Watanabe, Ito, Miyakawa, Ito, Hosono ve Mikoshiba, 2011; Peter ve Cardona, 2010; Penache, 2002; Haagelaar ve Pitchford, 2005; Golant, Zhilinsky ve Sakharov, 1980; Astrov, Portsel, Teperick, Willebrand ve Bins, 1993). İkincil elektronlar katotun önündeki pozitif yüklerle oluşur. Plazma hücresi boyunca homojen olmayan elektrik alan yüksek enerjili akım filamentasyona neden oluşturur. Elektrik alan dağılımı sabit olmadığı zaman, akım voltaj karakteristiklerinin Şekil 6.5’te görüldüğü gibi direkt olarak değiştiği gözlenmiştir. Akım filamentleri aniden oluşabilir ve L_1 şiddetli zayıf aydınlatma altında 500V için 10^{-3} A akım oluşabilir. CdS yarıiletkenin

malzemesinin şimdiye kadar aydınlatma bağımlı elektriksel özellikleri gösterilmemiştir. Kararsızlık yüksek basınçta yok olurken düşük basınçlarda farklı durumlar oluşmaktadır. Aydınlatmanın olduğu durumdaki akım, karanlık durumdaki akıma göre yüzlerce kat daha yüksektir. Boşalma akımının davranışını anlamak akım voltaj karakteristiğinin (AVK) farklı basınçlarda araştırılmasıyla ortaya çıkabilir. Şekil 6.5’te 18,53 kPa’dan 38,66 kPa’a değişen basınç için glow boşalma modunda plazma hücresi boyunca boşalma akımının ölçüldüğü gösterilmiştir. Güçlü elektrik alan olduğu zaman 10^{-1} A’dan sonra glow’dan ark boşalmasına doğru geçişler gerçekleşir. .Bu durumda akım hızlıca artar, böylece CdS elektrodun yüzeyinde dedeksiyon kolaylaşır ve Şekil 6.5’te gösterildiği gibi boşalma akımının artmasıyla daha kararsız boşalma oluşur. Plazmadaki elektronlar bu akım değerlerinde iyonlar ve nötrönlardan daha yüksek sıcaklığa sahiptirler. Akımın artışı, güçlü L_3 IR uyarılması ile arttığı eksponansiyel olarak arttığı şekilde de gösterilmiştir.

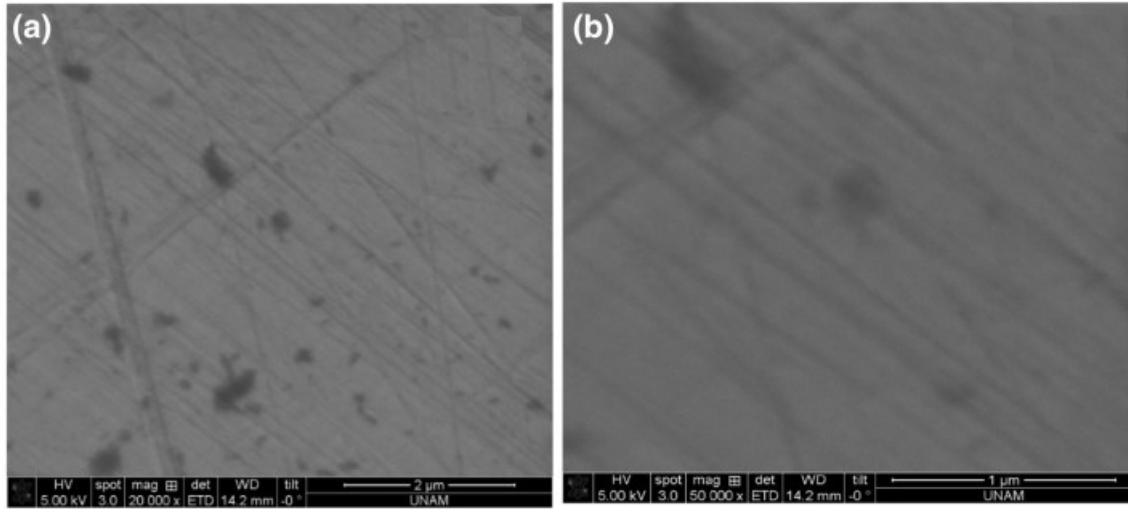
Endüstride uygulanan diğer yarıiletkenlere göre kıyaslandığında elektriksel ve optiksel özellikleri CdS’in daha basittir. Deneysel ölçümlerimizde elektron yoğunluğu ve ortalama elektron enerjisi bir plazma aşamasında kullanıldığında 450V’da 6.66 kPa ve 15.99 kPa basınç durumları şekil 6.5’te gösterilmiştir. Şekilden uzaysal yapısının incelediğimizde en yüksek elektron enerjisi anot yakınlarında oluşmaktadır. Glow durumundayken anot yakınlarında ortalama elektron enerji maksimum seviyeye gelir. Ortalama elektron enerjisi anot önünde elektron konsantrasyonunun daha yoğun olduğunu göstermektedir.

Elektron yoğunluğu ve ortalama elektron enerjisi sürüklenme-difüzyon eşitliğiyle çözümlenir. Simülasyonlarda ilk olarak sonlu elemanlar analizi yapılarak Mesh yapısı çözüldü. Yaklaşık 42560 eleman tanımlandı. Sistemde gaz boşalma formalizmi kullanıldı ve tanımlanan simülasyon hücreleri için sabit bir gerekli materyal ve gaz boşalma biçimi tanımlanarak kararlı durum çözümü elde edilmiştir. $d = 50 \mu\text{m}$ $D = 12 \text{ mm}$ için 6.66 kPa’dan 15.99 kPa’a kadar olan basınçlarda DC glow boşalması gerçekleşmiştir. 450 V için CdS katot ve SnO_2 kaplı cam disk anot arasında DC boşalma gerçekleşmiştir. Şekil 5.8’de elektron yoğunluğu gaz basıncı ile artar. Elektron yoğunluğu, sırasıyla 6,66 kPa’dan 15,99 kPa’a kadar basınç değerleri için $5,77 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ’den $3,0722 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ değerine doğru değişir. Sistem kararlı değildir, aslında akım sistem için komplekstir.

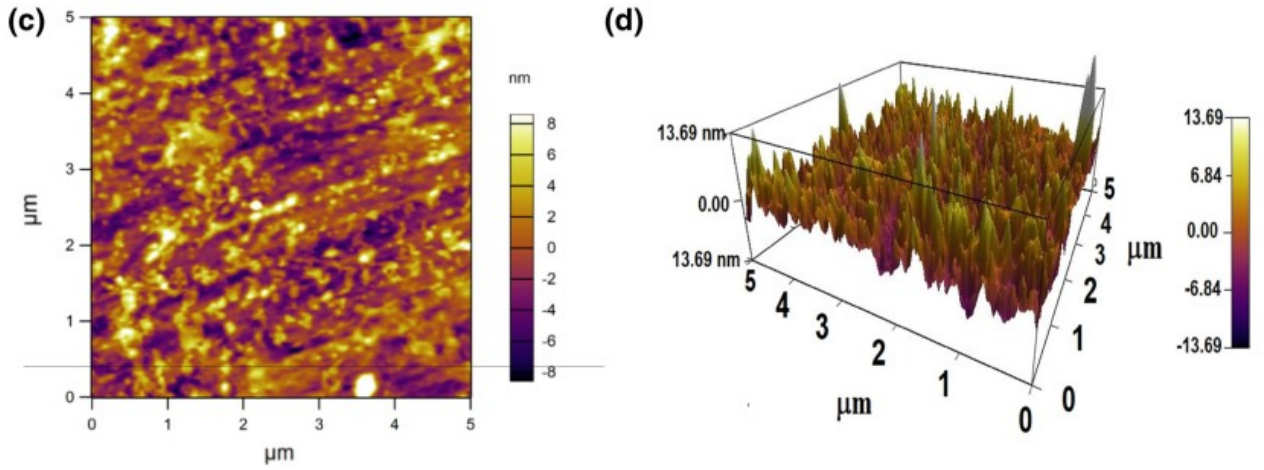
Şekil 6.1’de gösterildiği gibi KÖ çevirici sisteminde elektronlar ve gaz atomları ardışık çarpışmalar yapabilir. Plazmanın içindeki iyonlaşma için daha fazla enerji ve reaksiyon

plazmanın değerini belirler. İkincil elektron sayısına bağlı olarak akım değişir. Bu ikincil elektronlar bir kez üretilirse plazmada iyonlaşma sürecine bir katkı sağlayarak, akım aniden artabilir; eğer akım artışı kontrol edilemezse, yüzey malzemesi filament tarafından zarar görebilir (tek biçimli akım yoğunluğu) (Yasuda, Ledernez, Olcaytug ve Urban, 2008; Wagenaars, 2006). Katodun önünde birikmiş pozitif yüklerle ikincil elektronlar sağlanır (Noori ve Ranjbar, 2012; Haim, Hammouti, Atounti, Chatei ve Bojaddaini, 2017).

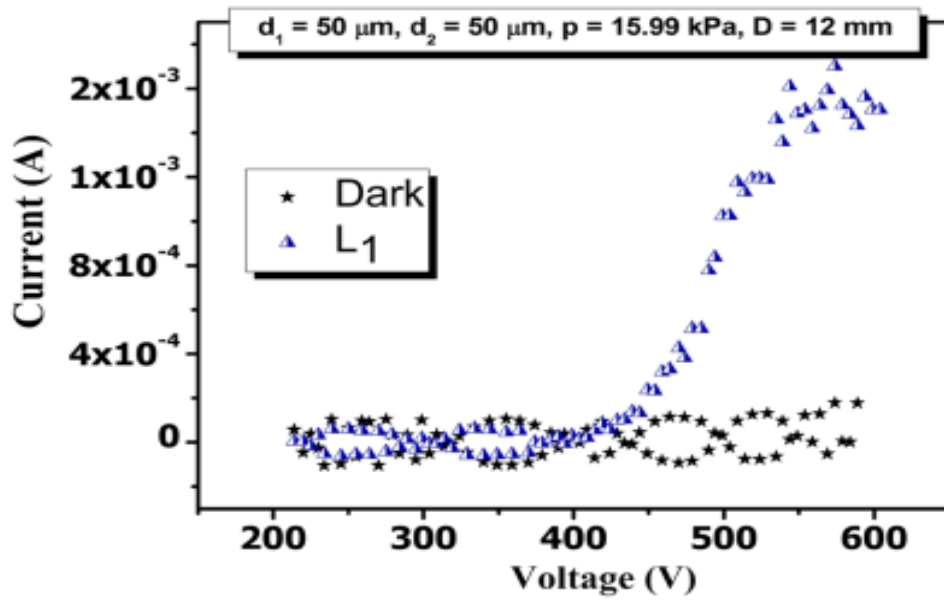
Plazma hücreleri boyunca homojen olmayan elektrik alanı yüksek enerjili akım filamentlerine neden oluşturur. Elektrik alanı homojen olmadığı zaman, AVK'lerin çeşitleri direkt olarak etkilenmez ve bazı özellikleri şekil 6.2'de incelendi.



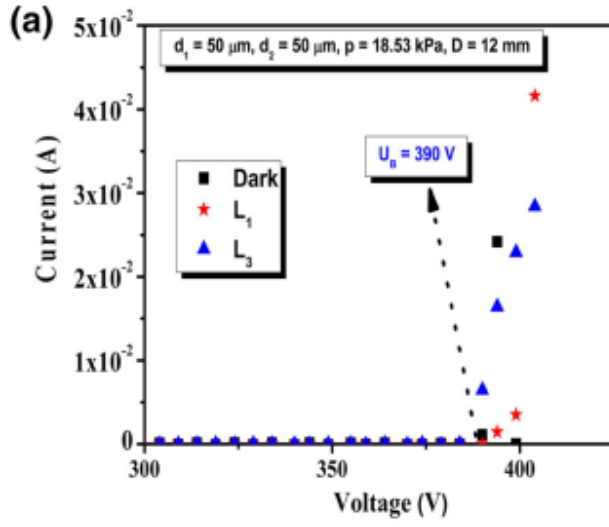
şekil 6.3. a) Düşük magnifikasyonda CdS'in SEM görüntüsü. b)Yüksek magnifikasyonda CdS'in SEM görüntüsü.



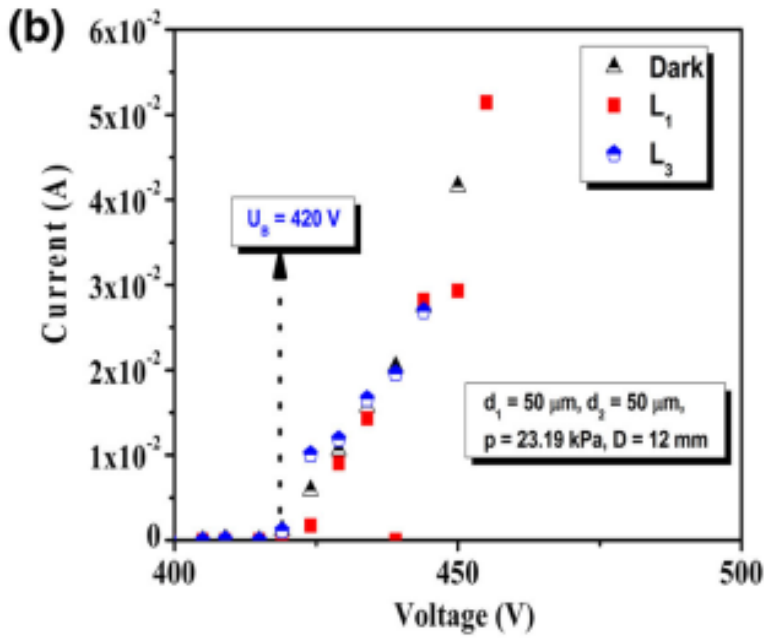
Şekil 6.4. a) $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ tarama yüzeyinde CdS'in yüzey pürüzlülüğünün AFM görüntüsü
b) AFM görüntüsünün 3 boyutlu gösterimi



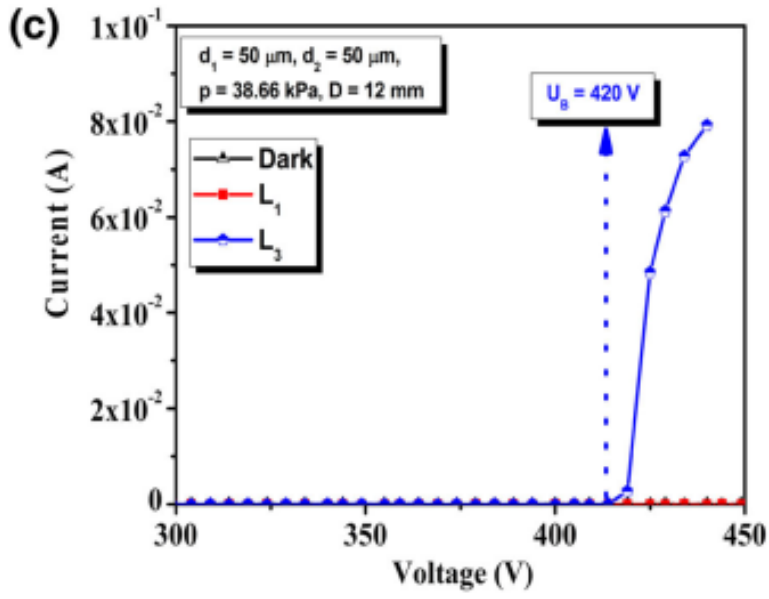
Şekil 6.5. Zayıf aydınlanma şiddeti L1 ve karanlık durumundaki akımın kaotik ve bifurkasyon davranışı



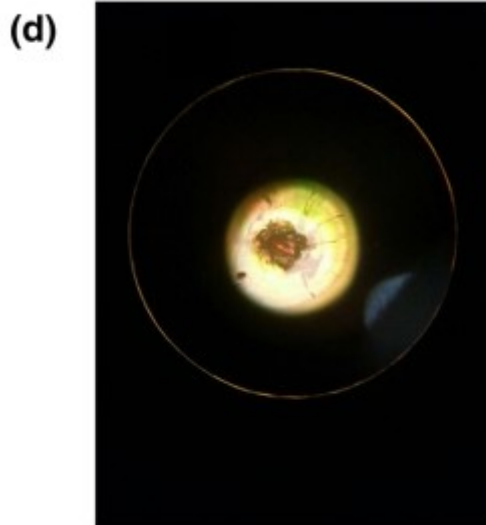
Şekil 6.6. a) 18,53 kPa için karanlık, L_1 (zayıf infrared aydınlanma şiddeti) ve L_3 (kuvvetli infrared aydınlatma şiddeti) için akım-voltaj eğrisi



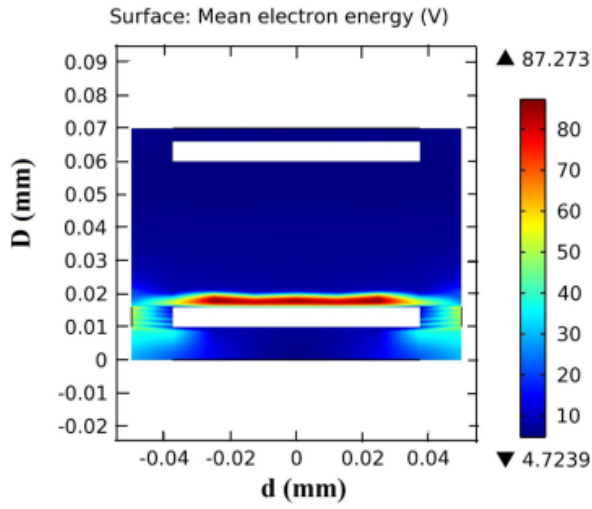
Şekil 6.6. b) 23,19 kPa için karanlık, L_1 (zayıf infrared aydınlanma şiddeti) ve L_3 (kuvvetli infrared aydınlatma şiddeti) için akım-voltaj eğrisi



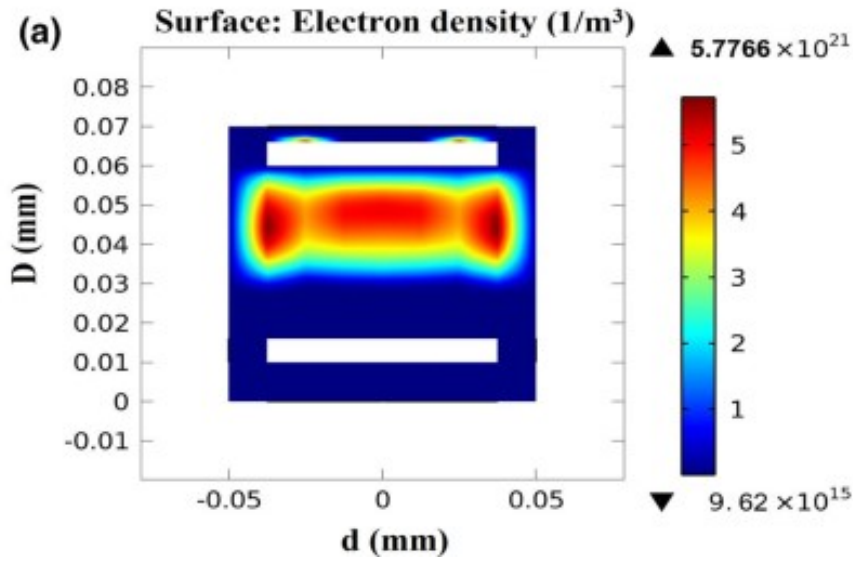
Şekil 6.6. c) 38,66kPa için karanlık, L_1 (zayıf infrared aydınlanma şiddeti) ve L_3 (kuvvetli infrared aydınlatma şiddeti) için akım-voltaj eğrisi



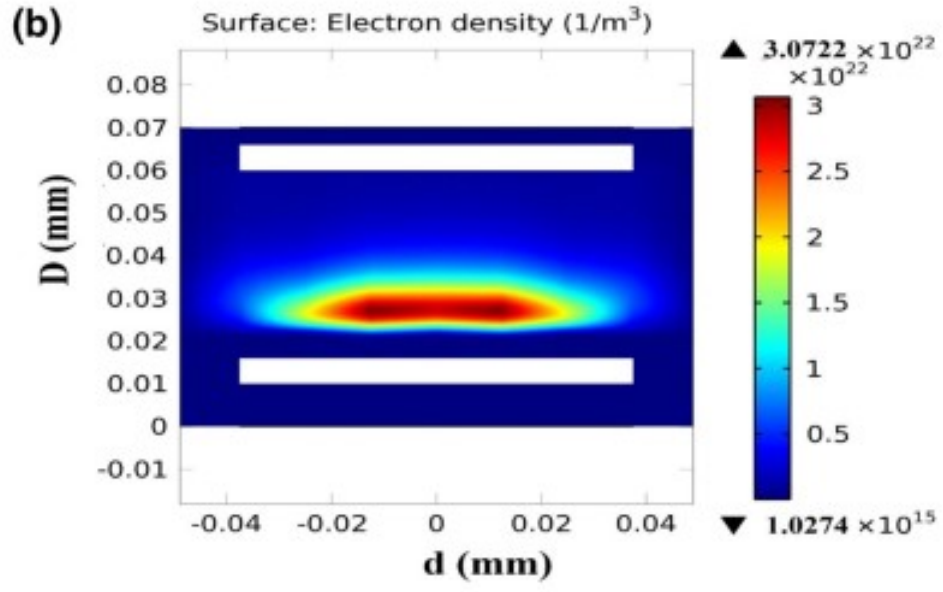
Şekil 6.6. d) Filamentli CdS yüzeyinin görüntüsü



Şekil 6.7. 450V'da $p = 15.99$ kPa için ortalama elektron enerjisi.
 D CdS elektrodun çapını, d elektrotlar arası mesafeyi gösterir.



Şekil 6.8. a) 6.66 kPa'daki elektron yoğunluğu



Şekil 6.8. b) 15.99 kPa'daki elektron yoğunluğu

7. SONUÇLAR ve TARTIŞMA

DC argon plazma sistemleri günümüzde farklı uygulamalara sahip sistemlerdir. Görüntü çeviricileri, ince film kaplama sistemleri, plazma sterilasyon sistemleri, OLED teknoloji sistemleri, halojen lamba sistemleri, çok yüksek hızlı kamera sistemlerinin geliştirilmesi gibi birçok alanda kullanılan bir teknolojidir. Plazmanın endüstriyel anlamda bu kadar değerli kılınmasının nedeni çok düşük enerjiyle ısınma, aydınlatma sağlanabilmesidir. Evlerimizde kullanılan filamentli lambalarda da lambanın içerisindeki gazın uyarılmasıyla plazma oluşur ve filamentin yanması gerçekleşir. Floresans mikroskop gibi yapılarda Ark lamba kaynağı veya benzer ışık kaynakları plazma sistemleri olarak kullanılır. Atmosferik ortamda polimer mercek kaplama için RF plazma sistemleri, düşük basınçlarda cam kaplamaya yarayan DC plazma sistemleri bulunmaktadır. Lazerlerin ana mantığı da plazmadan gelir. Bilindiği üzere plazma sistemleri anot – katot arasındaki gazın temel olarak iyon ve nötronlar aracılığıyla uyarılması sonucu oluşmaktadır. Bu aynı zamanda medikal sektörde sterilizasyon için cerrahların ve diş hekimlerinin kullandıkları aletleri sterilize ettikleri sistemdir. RF plazma sistemi içerisinde oda sıcaklığında hidrojen peroksit gazındaki iyon ve nötronların uyarılması sonucu UV ışık çıkar ve ortamdaki mikro organizmaların yok edilmesinde kullanılır.

Araştırmamızda DC argon plazmasında farklı yarıiletken malzemeler katot olarak kullanılmış ve elektrotlararası mesafeyi değiştirilerek çok düşük basınç değerlerindeki plazma dinamiği incelenmiştir. Çok düşük basınç değerlerinde yaklaşık olarak 1 Torr gibi değerlerde moleküler hareketler farklı durumlar oluşturmaktadır. Plazma sistemlerinin görülebileceği de minimum bir basınç değeri vardır. O değerin altında da plazma gözlenmez. Araştırmamızda plazma sistemine dengeleyici bir seri direnç bağlanmış ve dışardan bir potansiyel uygulanarak plazmanın çalışmanın yapısı incelenmiştir.

İlk olarak sistemimizde 3 boyutlu olarak sonlu eleman analizi geliştirilmiştir. Plazmanın koordinatları arası geçişe bağlı olabilecek eksensel kaymaların önüne geçilmiştir. Sistemizde bazı parametreleri deneysel olarak ölçülmüştür. Termal hız, elektriksel alan, elektron sıcaklığı, elektron hızı, townsend katsayıları, ikincil elektron emisyonu, akım yoğunluğu, yüzeyel akım yoğunluğu, uzaysal akım yoğunluğu, ortalama elektron enerjisi gibi parametreler teorik olarak incelenmiştir. Bunun dışında teorik olarak hesaplanan verilerin

deneysel çalışmaları da yapılmıştır. Teorik ve deneysel araştırmalardan elde edilen bulgular birbiriyle karşılaştırılarak değerlendirilmiştir.

Araştırmalarımız DC argon plazmasının sadece townsend rejiminin olduğu karanlık boşalmayla, glow boşalmasının normal glow kısmını ilgilendiren akım değerleri aralığında yapılmıştır. DC bir argon yapısında katotla anot arasında plazma yapımız oluşmuştur. Ancak burada plazmanın farklı aşamaları gözlenmiştir. Bazı teorik ve deneysel araştırmalardan çok küçük akımlar için yüksek voltaj uygulamalarında yarıiletkenlerin plazmadaki akım-voltaj karakteristiği üzerine incelemelerde bulunulmuştur. Burada yarıiletken malzemenin direkt ve direkt olmayan bant geçişine sahip olması, bant aralıklarındaki enerji miktarı, özdirenç değerleri, sistemde kullanılan basıncın miktarı, başlangıçta plazmanın çalışması için uygulanan voltaj değeri, elektrotlararası mesafenin farklılığı DC – argon plazma sisteminin bütün çalışma yapısını baştan aşağı etkilediği görülmüştür. Plazmaların farklı akımlarda farklı plazma renkte desenler oluşturduğu da tespit edilmiştir. Elektron yoğunlukları sistem içerisinde farklı yerlerde gözlenmiştir. Katoda çok yakın bulunan negatif glow bölgesinde bir ışımaya gözlenirken anot bölgesine yakın farklı desenlere sahip plazma çizgileri farklı zaman dilimleri için oluşmuştur. Bu kolonlarla anot arasındaki bölge pozitif glow olarak adlandırılmıştır. Kolonlar ile negatif glow arasındaki bölgede de akım miktarı çok düşük karanlık boşalma bölgesi olduğu tespit edilmiştir.

Bu çalışmalar bize gösteriyor ki plazma sistemi içinde kontrol edilebilir bir plazma sistemiyle çok güçlü elektronik devreler, çok hızlı anakart sistemleri, istediğimiz dalgaboyundaki ışığı tek bir sistemde elektron sıcaklığını kontrol ederek çıkartabilmekte yahut veri güvenliği gibi sistemlerde ideal bir kullanım yapısının olmasını sağlayabilmektedir. Belki de ilerleyen yıllarda radyoaktif atıkların tamamen temizlenmesi için plazma sistemleri kullanılacaktır. Medikal sektörde temizlik amaçlı kullanmak dışında buna benzer sistemlerin kanser tedavisi, deforme dokuların düzelmesi gibi uygulamalarda kullanılabilecek olması büyük bir avantajdır.

Bunun dışında DC plazma sistemleri lens kaplama aracı olarak günümüzde farklı şirketlerin geliştirmiş olduğu ince film kaplama sistemlerinin temelini oluşturmaktadır. Yüzey temasının olmaması çok yüksek dereceden polinomsal yapıların sorunsuz bir şekilde optimum homojenlikte sistem üzerine kaplamasına yaramaktadır. Lazerlerde moleküllerin çok hızlı bir şekilde olması için iyon ve nötronların gazın içerisinden uyarılması gerçekleşir.

Burada oluşan plazma sisteminin bir tanesi tam yansıyan, bir tanesi yarıgeçirgen aynanın arasına yerleştirdiğimiz zamanda lazer sistemi oluşur.

DC argon plazmasında oluşan akımımız mA civarındadır. Yani karanlık alan bölgesi ve katot yakınlarındaki negatif glow bölgesinin gözlendiği alandır. Townsend boşalma bölgesi bu bölgede oluşur. Bu bölgede townsend'in birinci, ikinci katsayısı hesaplanır. Bunun dışında ikincil elektron emisyon değerlerinin değişmesi pozitif bölgenin değişmesine ve anot yakınlarındaki anot glow bölgesinin elektron yoğunluğunun değişmesine de yol açmaktadır. Çok düşük akımların olduğu bu bölgede hesaplanan katsayılar dikkate alınarak ve gazların sabit katsayıları kullanılarak her birinin kırılma gerilimleri hesaplanmıştır. Ayrıca kırılma gerilimlerinin basınç ve elektrotlararası mesafeye bağlı olan grafiği de bize paschen eğrisini göstermiştir. Bu eğri o gaz için sınır değerdir. Paschen eğrisinin üstündeki değerler sistem için gerekli elektronik sistemin çalıştığı parametreleri göstermektedir. Bu değerlerin altında herhangi bir ölçüm alınamamıştır. Hem deneysel verilerin hem de teorik çalışmaların farklı yarıiletken malzemelerle çalışılarak birbirine benzer durumlar oluşturması DC argon plazmasına yönelik farklı endüstriyel çalışmaların da önünü açmaktadır. Mesela çok katmanlı ince film kaplama sistemi, DC argon plazma sisteminin çok yüksek vakumlu sisteminde gerçekleştirilebilir. Bunun dışında kızılötesi görüntüdeki ışığı kontrol ederek farklı renkte ışığın çıkması sağlanabilir ve tek bir dalga boyundan onlarca farklı dalga boyuna sahip sistemler oluşturulabilir.

Katotta kullanılan yarıiletken malzemenin yasak bant aralığının enerjisi veya direkt-indirekt geçiş yapması plazmanın bütün oluşum parametrelerini etkilemektedir. Ayrıca elektrotlararası mesafenin birbirine yakın olması termal hızı, sürüklenme hızını arttırmaktadır. Çok daha az enerjiyle plazmanın oluşumu sağlanabilmektedir. Ayrıca uygulanan potansiyelin belirli bir eşik seviyesinden sonra uygulanan voltajın artması da hesaplanan parametrelerin değişmesi için önemli bir etmendir. CdS yarıiletken materyali katot olarak kullanıldığında ZnSe, ZnS, GaP, GaAs gibi malzemelere göre daha düşük kırılma gerilimine sahiptir. Yani daha az enerji kullanarak plazma oluşumu CdS malzemesinde daha kolay olmaktadır.

GaP ve GaAs gibi malzemeler katotta kullanıldığında belirli bir uygulanan voltaj ve elektrotlararası mesafede histeresis ya da geri dönüşüm denilen elektrik alanın tersine elektrik alanda oluşmaktadır. Bunun nedeni normalde olması gereken akımdan farklı olarak

ters yönde sızıntı akımının olmasıdır. Sızıntı akımının olması hatta miktarının artması sistemimizin çalışması esnasında problemler yaratır. Kullanılan sistemimizin zarar görmesine neden oluşturur. Mümkün oldukça sızıntı akımının olduğu yerlerde ya sistemimizi çok kısa çalıştırmalıyız ya da hiçbir zaman o değerlerin olduğu parametrelerde deneysel çalışma yapmamalıyız.

ZnSe ile ZnS karşılaştırıldığında ZnSe'nin yasak bant aralığı daha kısadır. Bundan dolayı ZnSe'nin termal hızı, elektron yoğunluğu, ortalama elektron enerjisi daha yüksektir. Başka bir deyişle DC argon plazma sistemi için ZnSe yarıiletken materyali ZnS'den daha uygundur. Hem daha az enerjiyle plazma oluşumu sağlanılır hem de daha fazla aydınlatma sağlanılır. Araştırmalarımızda dikkat çeken diğer bir durum direkt band geçişi yapan yarıiletken materyallerde plazma oluşumunun çok daha küçük kırılma gerilimlerde gerçekleşmesidir. Yasak bant aralığının dar olması, elektrotlararası mesafenin diğer etmenlerindendir. Atmosferik basınca doğru termal hız, elektron hız, ortalama elektron enerji, akım yoğunluğu, yüzeysel yük yoğunlukları gibi parametreler hem birbirine çok yakın değerlerde hem de stabil bir duruma geçer.

KAYNAKLAR

1. Abroyan I A, Ereemeev M. A. and Petrov N. N. (1967). Excitation of electrons in solids by relatively slow atomic particles. *Physics – Uspeki*, 10 (332), 67.
2. Alves, L. L. (2007). Fluid modelling of the positive column of directcurrent glow discharges. *Plasma Sources Science. and Technology* 16 (557), 69.
3. Baragiola, R. A., Alonso, E. V., Ferron J. and Oliva-Florio, A. (1979). Ioninduced electron emission from clean metals original research article. *Surface Science*, 90 (240), 55.
4. Behrisch, R. and Eckstein, W. (2007). Introduction and overview Sputtering by Particle Bombardment: Experiments and Computer Calculations from Threshold to MeV Energies. *Applied Physics*, 110, 1-10.
5. Behrisch, R. and Wittmaack, K. (1991). Introduction Sputtering by Particle Bombardment III. *Applied Physics* 64, 1-13.
6. Benilov, M. S. (2009). The Child–Langmuir law and analytical theory of collisionless to collision-dominated sheaths. *Plasma Sources Science and Technology*, 18, 14-15.
7. Bernstein, I. B. and Holstein, T. (1954). Electron energy distributions in stationary discharges. *Physical Review*, 94, 1475-1482.
8. Boeuf, J. P. (2003). Plasma display panels: physics, recent developments and key issues. *Journal of Physics: Applied Physics*, 36, 53-79.
9. Booth, J. P., Fadlallah, M., Derouard, J. and Sadeghi, N. (1994). Electric field measurements in discharges by $2 + 1$ photon laser Stark spectroscopy of atomic hydrogen. *Applied Physics Letters*, 65, 819-821.
10. Broekaert, J. A. C. (2003). Optical emission spectrometry with glow discharges Glow Discharge Plasmas. *Analytical Spectroscopy*, 70, 15-69.
11. Brown, L. S. and Gabrielse, G. (1986) Geonium theory: physics of a single electron or ion in a Penning trap. *Reviews of Modern Physics*, 58, 233-311.
12. Brown, S. C. (1978). *A short history of gaseous electronics Gaseous Electronics: Electrical Discharges I*, New York: Academic, 1-18.
13. Budtz-Jørgensen, C. V. (2001). Studies of electrical plasma discharges. PhD. Thesis, Faculty of Science, Aarhus University, 17-25.
14. Busch, C. and Kortshagen, U. (1995). Numerical solution of the spatially inhomogeneous Boltzmann equation and verification of the nonlocal approach for an argon plasma. *Physics Review*, 51, 280-288.

15. Cherrington, B. E. (1979). *Gaseous electronics and gas lasers*. Oxford: Pergamon, 75-76.
16. Cobine, J. D. (1958). *Gaseous Conductors*. New York: Dover, 82-85.
17. Coburn, J. W. and Harrison, W. W. (1981). Plasma sources in analytical mass spectrometry. *Applied Spectroscopy Reviews*, 17, 95-164.
18. De La Rue, W. and Müller, H. W. (1880). Experimental researches on the electric discharge with the chloride of silver battery Phil. *Transaction of the Royal Society*, 171, 65-116.
19. Delcroix J. L. and Trindade, A. R. (1974). Gas discharge displays: a critical review. *Advances in Electronics and Electron Physics* 35, 87-190.
20. Den Hartog, E. A., Doughty, D. A. and Lawler, J. E. (1988). Laser optogalvanic and fluorescence studies of the cathode region of a glow discharge *Physics Review* 38, 2471-2491.
21. Doughty, D. A., Hartog, E. A. and Lawler, J. E. (1987). Current balance at the surface of a cold cathode. *Physics Review Letters*, 58, 2668-2671.
22. Druyvesteyn, M. J. and Penning, F. M. (1940). The mechanism of electrical discharges in gases of low pressure. *Reviews of Modern Physics*, 12, 87-174.
23. Duckworth, D. C. and Marcus, R. K. (1989). Radio frequency powered glow discharge atomization/ionization source for solids mass spectrometry. *Analytical Chemistry*, 61, 1879-1886.
24. Ecker, G. and Zöller, O. (1964). Thermally inhomogeneous plasma column. *Physics Fluids Journal*, 7, 1996-2000.
25. Francis, G. (1956). The glow discharge at low pressure Gas Discharges II / Gasentladungen II. *Encyclopedia of Physics*. Berlin: Springer, 53-208.
26. Garscadden, A. (1978). *Ionization waves in glow discharges Gaseous Electronics: Electrical Discharges*. New York: Academic, 65-107.
27. Gill, W. D. and Kay, E. (1965). Efficient low pressure sputtering in a large inverted magnetron suitable for film synthesis. *Review of Scientific Instruments*, 36, 277-282.
28. Goebel, D. M. and Katz, I. (2008). *Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thrusters*. Hoboken: Wiley, 85-87.
29. Grove, W. R. (1952). On the electro-chemical polarity of gases *Philosophical Magazine*, 44, 498-514.
30. Harrison, W. W., Yang, C. and Oxley, E. (2003). *Mass spectrometry of glow discharges Glow Discharge Plasmas in Analytical Spectroscopy*. Chichester: Wiley, 71-96.

31. Hasselkamp, D. (1992). Kinetic electron emission from solid surfaces under ion bombardment Particle Induced Electron Emission II. *Springer Tracts in Modern Physics*, 123, 1–9.
32. Hooper, E. B. (1969). A review of reflex and Penning discharges Advances. *Electronics and Electron Physics*, 27, 295-343.
33. Howatson, A. M. (1976). *An Introduction to Gas Discharges*. Oxford: Pergamon, 11-25.
34. Ingold, J. H. (1978). *Anatomy of the discharge Gaseous Electronics: Electrical Discharges*. New York: Academic, 19-64.
35. Kawamura, E. and Ingold, J. H. (2001). Particle in cell simulations of low pressure small radius positive column discharges. *Journal of Physics: Applied Physics*, 34, 3150-3162.
36. Kay, E. (1962). Impact evaporation (sputtering) and thin film growth in a glow discharge. *Advances of Electronics and Electron Physics*, 17, 245-322.
37. Klawuhn, E., D'Couto, G. C., Rymer, K., Biberger, M. A. and Levy, K. B. (2000). Ionized physical-vapor deposition using a hollow-cathode magnetron source for advanced metallization. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 18, 1546–1549.
38. Kolobov, V. I. (2006). Striations in rare gas plasmas. *Journal Physics: Applied Physics*, 39, 487-506.
39. Young, P. (1997). *Gas Discharge Physics*. New York: Springer, 35-46.
40. Ziemer, J. K., Markusic, T. E. and Choueiri, E. Y. (1998). Effects of ignition on discharge symmetry in gas-fed pulsed plasma thrusters. *Joint Propulsion*. Cleveland: OH, 3803-3870.
41. Ziemer, J. K. and Choueiri E. Y. (1999). Performance and erosion measurements of gasfed pulsed plasma thrusters at NASA jet propulsion laboratory. *Technical Report*, Princeton: Princeton University, 135-138.
42. Markusic T. E. (2002). *Current Sheet Canting in Pulsed Electromagnetic Accelerators*. PhD thesis, Faculty of Engineering, Princeton: Princeton University, 200-205.
43. Cooley J., E. and Choueiri E., Y. (2002). IR-assisted discharge initiation in pulsed plasma thrusters. *38th Joint Propulsion Conference*, Indiana: Indianapolis, 42-74.
44. Sijacic, D. and Ebert, U. (2002). Transition from townsend to glow discharge: Subcritical, mixed, or supercritical characteristics. *Physical Review*, 66, 128-137.
45. Pace, J. D. and Parker A. B. (1973). The breakdown of argon at low pressure. *Journal of Physics: Applied Physics*, 6, 15-25.
46. Kolobov, V. I. and Fiala A. (1994). Transition from a townsend discharge to a normal discharge via two-dimensional modeling. *Physical Review*, 50 (4), 3018–3032.

47. Phelps A.V. and Petrovic Z. L. (1999). Cold-cathode discharges and breakdown in argon: surface and gas phase production of secondary electrons. *Plasma Sources Science and Technology*, 8 (21),115.
48. Raether, H. (1964). *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*. Washington: Butterworth, 289-297.
49. Schlumbohm H. (1960). The temporal development of a Townsend discharge. *Zeitschrift für. Physik B*, 159, 212-213.
50. Varney, R. N. (1954). Liberation of electrons by positive-ion impact on the cathode of a pulsed townsend discharge tube. *Physical Review*, 93, 1156-1157.
51. Kao, Chih-cheng, et Yu-cheng Liu. (2009). Intense green emission of ZnS:Cu, Al phosphor obtained by using diode structure of carbon nano-tubes field emission display. *Materials Chemistry and Physics*, 115 (15), 463-466.
52. Wright, A. W. (2002). On the production of transparent metallic films by the electrical discharge in exhausted tubes Am. *Journal of Science and Arts*, 14, 49-55.
53. Wagenaars, E., Perriëns, N. W. B., Brok, W. J. M., Bowden, M. D., van Veldhuizen, E. M. and Kroesen, G. M. W. (2006). Pre-breakdown light emission phenomena in low. *Journal Physics: Applied Physics*, 39, 383-390.
54. Cooley, J. E. and Choueiri E. Y. (2008). Threshold criteria for undervoltage breakdown. *Journal of Applied Physics*, 103, 78-100.
55. Phelps, A. V., Pitchford, L. C., Pédoussat, C. and Donkó, Z. (1999). Use of secondary-electron yields determined from breakdown data in cathode-fall models for Ar. *Plasma Sources Science and Technology*, 8, 112-170.
56. Phelps, A. V. (2001). Abnormal glow discharges in Ar: experiments and models. *Plasma Sources Science and Technology*, 10, 329-343.
57. Pekárek, L. and Krejčí, V. (1962). Theory of moving striations in plasma of D-C discharge: I. Basic equation and its general solution Czech. *Journal of Physics*, 12, 450-460.
58. Pekarek, L. (1968). Ionization waves (striations) in a discharge plasma. *Soviet. Physics* 11 188–208
59. Miller, H. C. (1963). Paschen curve in nitrogen *Journal of Applied Physics*, 34, 341-381.
60. Lisovskiy, V. A., Yakovin, S. D. and Yegorenkov, V. D. (2000). Lowpressure gas breakdown in uniform DC electric field. *Journal of Physics: Applied Physics*, 33, 2722-2730.
61. Lisovskiy, V. A., Derevianko, V. A. and Yegorenkov, V. D. (2015). DC breakdown in low-pressure CF₄. *Journal of. Physics: Applied Physics*, 48, 190-215.

62. Lieberman, M. A. and Lichtenberg, A. J. (2005). *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. New York: Wiley, 289-297.
63. Kolobov, V. I. and Tsendin, L. D. (1995). Analytic model of the hollow cathode effect. *Plasma Sources Science and Technology*, 4, 551-560.
64. Kawamura, E. and Ingold, J. H. (2001). Particle in cell simulations of low pressure small radius positive column discharges. *Journal of Physics: Applied Physics*, 34, 3150–3162.
65. Busch, C. and Kortshagen, U. (1995). Numerical solution of the spatially inhomogeneous Boltzmann equation and verification of the nonlocal approach for an argon plasma. *Physical Review*, 51, 280-288.
66. Cawthron, E. R. (1971). Secondary electron emission from solid surfaces bombarded by medium energy ions Aust. *Journal of Physics*, 24, 859-870.
67. Kimura, T., Akatsuka, K. and Ohe. (1994). K. Experimental and theoretical investigations of DC glow discharges in argon-nitrogen mixtures. *Journal of Physics: Applied. Physics*, 27, 1664-1671.
68. Ionikh, Y.Z., Meshchanov, A.V., Petrov, F. B. Dyatko, N. A and Napartovich, A. P. (2008). Partially constricted glow discharge in an argon–nitrogen mixture. *Plasma Physics Reports*, 34, 867-878.
69. Dyatko, N. A., Ionikh, Y. Z. Meshchanov, A. V., Napartovich, A. P. and Barzilovich, K. A. (2010). Specific features of the current–voltage characteristics of diffuse glow discharges in Ar:N₂ mixtures. *Plasma Physics Reports*, 36, 1040-1064.
70. Barkhordari, A., Ganjovi, A., Mirzaei, I., Falahat, A. and Rostami Ravari, M. N. (2017). A pulsed plasma jet with the various Ar/N₂ mixtures. *Journal of Theoretical and Applied Physics*, 11, 301-312.
71. Masoud, N., Martus, K. and Becker, K. (2005). VUV emission from a cylindrical dielectric barrier discharge in Ar and in Ar/N₂ and Ar/air mixtures. *Journal of Physics: Applied Physics*, 38, 1674-1683.
72. Becker, K. H., Masoud, N. M., Martus, K. E. and Schoenbach, K. H. (2005). Electron-driven processes in high-pressure plasmas. *European Physical Journal*, 35, 279-297.
73. Hübner, S., Carbone, E., Palomares, J. M. and van der Mullen, J. (2014). Afterglow of argon plasmas with H₂, O₂, N₂, and CO₂ admixtures observed by Thomson scattering. *Plasma Process. Polym*, 11, 482-488.
74. Henriques, J., Tatarova, E., Dias, F. M., Ferreira, C. M. (2008). Spatial structure of a slot-antenna excited microwave N₂–Ar plasma source. *Journal of Physics: Applied. Physics*, 103, 103-134.
75. McLaughlin, J. A. and Maguire, P. (2010). Mechanism and Responce of a Single Dielectric Barrier Plasma Actuator. *Plasma Sources Science. and Technology*, 13, 207-214.

76. Watanabe, S., Watanabe, T., Ito, K., Miyakawa, N., Ito, S., Hosono, H. and Mikoshiba, S. (2011). *Science and Technology of Advanced Materials*, 12, 78-89.
77. Peter, Y. Yu and Cardona, M. (2010). *Fundamentals of Semiconductors Physics and Materials Properties*. Berlin: Springer, 345.
78. Parilis, E. and Kishinevskii, L. (1960). Kinetic secondary electron ejection from molybdenum by cesium ions. *Soviet Physics*, 3, 885-889.
79. Urban'czyk, M., Jakubik W. and Maciak, E. (2005). Sensor Properties of Cadmium Sulphide (Cds) Thin Films in Surface Acoustic Wave System-Preliminary Results *Molecular Quantum Acoustics*, 26, 895-900.
80. Holleman, A. F., Wiberg, E. and Wiberg, H. (1995). *Anorganischen Chemie*. Berlin: De Gruyter, 1375-1377.
81. Nikitovic, Z., Strinic, S., Malovic, A. and Petrovic, Z. (2005). *Acta Chimica Slovenica*, 52, 463-647.
82. Yasuda, H., Ledernez, L., Olcaytug, F. and Urban, G. (2008). *Pure Applied Chemistry* 80, 1883-1887.
83. Golant, V. E., Zhilinsky, A.P. and Sakharov, I. E. (1980). *Fundamentals of Plasma Physics*. New York: Wiley, 71-75.
84. Niedemostheide, F. and Dohmen, R. (1992). Willebrand Hand Punvins H-G. *Physical Surface of Solid*, 172, 249-270.
85. Field, R. J. and Burger, M. (1985). *Oscillations and Travelling Waves in Chemical Systems*. New York: Wiley, 112-143.
86. Ebeling, W., Freund, J., Malchow, H., Schamhorst, A., Schweitzer, F. and Steuermagel, O. (1993). *Anwendungsmoeglichkeiten von Prinzipien der Selbstorganisation*. Dusseldorf: VDI Technologiezentrum Physikalische Technologien und DECHEMA, 345-375.
87. Astrov, Y. A. (1988). *Dynamical properties of discharge glow in the system with resistive electrode*. Petersburg: A F Ioffe Physical Technical Institute, 457-489.
88. Chiguvare, Zivayi. (2005). Electric field induced transition from electron-only to hole-only conduction in polymer-fullerene metal-insulator-metal devices. *Journal of Applied Physics* (112), 10, 189-197.
89. Yonghong, N, Xiaofeng, C., Guangzhi H., Zhousheng Y., Xianwen W., Yonghong, C and Jun, X. (2007). Preparation, Conversion, and Comparison of the Photocatalytic and Electrochemical Properties of ZnS(en)0.5, ZnS, and ZnO. *Crystal Growth & Design* (7) 2, 280-285.

90. Swart, H. C., Trottier, T. A., Sebastian, J. S., Jones, S. L. and Holloway, P. H. (1998). The influence of residual gas pressures on the degradation of ZnS powder phosphors. *Journal of Applied Physics*, 83, 4578-4583.
91. Shimoi, N., Estrada A., Tanaka, Y., and Kazuyuki, Tohji. (2013). Properties of a field emission lighting plane employing highly crystalline single-walled carbon nanotubes fabricated by simple processes. *Carbon*, 65, 228-235.
92. Fowler, R. H., and Nordheim, L. (1928). Electron Emission in Intense Electric Fields. *Proceedings of the Royal Society of London*, 119, 173-181.
93. J. Li. (2006). Design of a microwave-initiated pulsed plasma thruster. Undergraduate senior thesis, Faculty of Engineering, Princeton: Princeton University.
94. Ziemer, J. K. Markusic, T. E. and Choueiri, E. Y. (1998). Effects of ignition on discharge symmetry in gas-fed pulsed plasma thrusters. *35th Joint Propulsion Conference*, Cleveland, OH, July 13-15.
95. Cooley, J. E. and Choueiri, E.Y. (2002). IR-assisted discharge initiation in pulsed plasma thrusters. *38th Joint Propulsion Conference*, IN, Indianapolis, Sept 8-9.
96. Press, W. S., Teukolsk, W., Vetterling, B. and Flannery, B. *Numerical Methods*. Cambridge: Cambridge University Press, 2002.
97. Kurt, H., Koc, E., and Salamov, B.G., (2010). Kurt, H., Koc, E., and Salamov, B.G., (2010). *IEEE Transactions on Plasma Science*, 38, 137-141
98. Kurt, H., A. Inalo'z, Y. and Salamov, B.G. (2010). Optoelectron Advanced Materials. *Rapid Commun*, 4, 205.
99. Salamov, B.G. and Kurt, H. (2005). Current instability in a planar gas discharge system with a large-diameter semiconductor cathode. *Journal of Applied Physics*. 38, 682-690.
100. Sadiq, Y., Kurt, H., Albarzanji, A.O., Alekperov, S.D. and Salamov, B.G. (2009). Transport properties in semiconductor-gas discharge electronic devices. *Solid-State Electron*. 53, 1009
101. Kurt, H. and Tanriverdi, E. (2017). The Features of GaAs and GaP Semiconductor Cathodes in an Infrared Converter System. *Journal of Electronic Materials*, 46, 4024.
102. Raizer, Y. P. (1991) *Gas Discharge Physics*. Berlin: Springer, 750-759.
103. Roth, J. R. (1995). *Industrial Plasma Engineering: Principles I*. Bristol: Institute of Physics Publishing, 34-45.
104. Sivoš, J., Škoro, N., Marić, D., Malović, G. and Petrović, Z. L. (2015). Breakdown and DC discharge in low-pressure water vapour. *Journal of Applied Physics*, 48, 67-89.

105. Škoro, N., Marić, D., Malović, G., Graham, W. G. and Petrović, Z. L. (2011). Electrical breakdown in water vapor. *Physical Review*, 84, 187-195.
106. Škoro, N., Marić, D. and Petrović, Z. L. (2008). Effective discharge area of nonequilibrium DC discharges. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 36, 99-95.
107. Becker, K. H., Schoenbach, K. H. and Eden, J. G. (2006). Microplasmas and applications. *Journal Physic: Applied Physics*, 39, 55-70.
108. Schoenbach, K. H. and Becker, K. (2016). 20 years of microplasma research: a status report. *The European Physical Journal*, 70, 29-35.
109. Welch, D. R., Cuneo, M. E., Olson, C. L. and Mehlhorn, T. A. (1996). Gas breakdown effects in the generation and transport of light ion beams for fusion. *Physics of Plasmas*, 3, 2113–2121
110. Go, D. B. and Venkatraman, A. (2014). Microscale gas breakdown: ion-enhanced field emission and the modified Paschen's curve. *Journal Physics: Applied Physics*. 47, 67-90.
111. Venkatraman, A. and Alexeenko, A. A. (2012). Scaling law for direct current field emission-driven microscale gas breakdown. *Physics of Plasmas*, 19, 567-598.
112. Radmilović-Radjenović, M. and Radjenović, B. (2008). An analytical relation describing the dramatic resuction of the breakdown voltage for the microgap devices. *Europhysics Letters*, 83, 257-312.
113. Tirumala, R. T. and Go, D. B. (2010). An analytical formulation for the modified Paschen's curve. *Applied Physics Letters*, 97, 456-478.
114. Radmilović-Radjenović, M., Radjenović, B., Matejčik, S. and Klas, M. (2014). The breakdown phenomena in micrometer scale direct-current gas discharges. *Plasma Chemistry Plasma Process*. 34, 55–64
115. Loveless, A. M. and Garner, A. L. (2017). A universal theory for gas breakdown from microscale to the classical Paschen law. *Physics Plasmas* 24, 890-917.
116. Fu, Y., Krek, J., Zhang, P. and Verboncoeur, J. P. (2018). Evaluating microgap breakdown mode transition with electric field non-uniformity. *Plasma Sources Science and Technology*, 27, 675-679.
117. Meng, G. (2018). Demonstration of field emission driven microscale gas breakdown for pulsed voltages using in-situ optical imaging. *Physics Plasmas*, 25, 34-47.
118. Wagenaars, E. Plasma breakdown of low-pressure gas discharges. Phd Thesis. Faculty of Science, Technische Universiteit Eindhoven, 155-157.



GAZİ GELECEKTİR..