

T.C.  
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**MİKRODALGA GİRİŞİMMETRE İLE PLAZMA  
TANISI ve PLAZMA STERİLİZASYONU**

**DOKTORA TEZİ**

**Elektronik Yük. Mühendisi Selçuk HELHEL**

**Enstitü Anabilim Dalı : ELEKTRİK ve ELEKTRONİK MÜH.**  
**Enstitü Bilim Dalı : ELEKTRONİK**  
**Tez Danışmanı : Prof. Dr. Osman ÇEREZCİ**

**Ekim 2005**

T.C.  
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**MİKRODALGA GİRİŞİMMETRE İLE PLAZMA  
TANISI ve PLAZMA STERİLİZASYONU**

**DOKTORA TEZİ**

**Elektronik Y. Müh. Selçuk HELHEL**

**Enstitü Anabilim Dalı : ELEKTRİK VE ELEKTRONİK MÜH.  
Enstitü Bilim Dalı : ELEKTRONİK**

**Bu tez 12 / 10 /2005 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği ile kabul edilmiştir.**

**Prof. Dr. Halit PASTACI  
Jüri Başkanı**

**Prof. Dr. Osman ÇEREZCi  
Üye**

**Yrd.Dç.Dr. Şükrü ÖZEN  
Üye**

**Prof. Dr. Abdullah FERİKOĞLU  
Üye**

**Prof. Dr. Etem KÖKLÜKAYA  
Üye**

## TEŞEKKÜR

Bu çalışmanın ortaya çıkmasında değerli bilgi, görüş ve katkılarından dolayı kıymetli hocalarım Prof. Dr. Osman ÇEREZCİ ve Yrd.Doç. Dr. Lutfi ÖKSÜZ' e teőekkürü bir borç bilirim.

Çalışmanın büyük kısmının yapıldığı, “ Dublin City University” Üniversitesi Plazma Araştırma Laboratuvarı'nda çalışma ortamı sağlayarak, maddi ve manevi katkı sağlayan Sayın Prof. Dr. Miles Turner ve Plazma Araştırma Laboratuvarı yöneticisi Sayın Dr. Bert Elingboe 'ye teşekkür ederim. Ayrıca laboratuvar ortamında deney düzeneklerinin hazırlanmasına ve ölçüm sırasında kalibrasyon konusunda yardımlarını esirgemeyen Sayın Cesar CAMAN'a teşekkür ederim.

ESR plazma ile sterilizasyon çalışması konusunda, bakteri numunelerinin hazırlanması, çoğaltılması ve beta sayımlarının yapılması konusundaki katkılarından dolayı, Ankara Mesa Hospital, Mikrobiyoloji Klinik őefi Sayın Dr. A. Yousefi RAD'a teşekkür ederim.

# İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	ii
İÇİNDEKİLER.....	iii
SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ.....	v
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	vii
TABLOLAR LİSTESİ.....	x
ÖZET.....	xi
SUMMARY.....	xii
BÖLÜM 1.	
GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2.	
KKRF PLAZMA VE ESR PLAZMA DÜZENEKLERİ.....	11
2.1. RF Boşalma.....	11
2.1.1. Kapasitif kavramalı RF plazma.....	12
2.1.2. Çift frekanslı RF plazma boşalması.....	13
2.2. Plazma Kılıfı.....	14
2.2.1. Gezen duvar kılıf potansiyeli.....	17
2.2.2. Yüksek gerilim kılıfları.....	18
2.2.3. Çarpışma baskın kılıflar.....	20
2.3. RF Kılıf ve İyon Enerji Dağılım Fonksiyonu- IEDF İlişkisi.....	21
2.3.1 RF kılıf.....	21
2.3.2 IEDF dağılımı ve elektron yoğunluğu ilişkisi.....	24
2.4. Kılıfta İyon Taşınması ve Kılıf Çarpışmaları.....	29
2.4.1 Kılıftaki çarpışmalar.....	29

2.5. Hidrojen Kimyası.....	30
2.6. Faz Kayması, Girişimetre ve Yoğunluk İlişkisi.....	32
2.6.1 Faz kaymasının nedenleri.....	32
2.6.2 Plazma yalıtkanlık sabiti ve kırılma indisi.....	36
2.6.3 Ortalama aksel yoğunluk – MDGM frekansı ilişkisi.....	39
2.6.4 IEDF ve MDGM sınırlamaları.....	42
2.7. Aksel Elektron Yoğunluk Dağılımı – Abel Dönüşümü...	43
2.7.1 Abel dönüşümü teorisi.....	45
2.8 ISR Plazma Düzenegi.....	48
2.8.1 Uyarım bobini, manyetik alan dağılımı ve tasarım değerleri.....	48
2.8.2 Dalga kılavuzu, manyetik alan dağılımı ve tasarım Değerleri.....	54

### BÖLÜM 3.

DENEY DÜZENEGİ.....	58
3.1. Kapalı Kapasitif Kavramalı RF Boşalma.....	58
3.1.1 Tek frekans uygulaması.....	62
3.1.2 Çifte frekans uygulaması.....	62
3.2. Kütle Ayırıştırıcı İyon Analizörü – KAIAN.....	63
3.2.1. Kütle filtresi.....	65
3.2.2. İyon yakalama.....	67
3.3. Girişimetre Tasarımı.....	67
3.3.1. Mikrodalga frekansı.....	68
3.3.2. Frekans taramalı girişimetre.....	69
3.3.3. Hibrit birleştirici ve detektör çıkışının faz ilişkisi.....	74
3.4. ESR Plazma Düzenegi .....	77

### BÖLÜM 4.

ESR PLAZMA İLE STERİLİZASYON.....	81
4.1. Mikroorganizmaların Genel Özellikleri.....	82
4.2. Bakterilerin Üretilmesi ve Silikona Eklenmesi.....	84

4.3. Bakterilerin Etkisizleştirmesi.....	85
BÖLÜM 5.	
ÖLÇME SONUÇLARI.....	91
5.1. İyon Elektron Dağılım Fonksiyonu ve Mikrodalga Girişimetre ile Yoğunluk Ölçümü.....	91
5.2. Eksenel Elektron Yoğunluk Dağılımı.....	101
BÖLÜM 6.	
TARTIşMA VE ÖNERİLER.....	109
KAYNAKLAR.....	115
EKLER.....	123
EK A. PLAZMA YÜZEY UYGULAMALARI.....	123
Ek A.1 Temizleme; Kirten Arındırma ve Sterilizasyon.....	123
Ek A.2 Yüzey Enerjisinin Artırılması; Dolgu Ve Yapıştırma...	125
Ek A.3 Elektriksel Karakteristiklerin Değiştirilmesi.....	125
Ek A.4 Malzeme Yüzeyini Sonlandırma.....	125
Ek A.5 İyon Yükleme.....	126
Ek A.6 Koparma Yöntemi.....	131
EK B. GELİşTİRİLEN MATLAB KOMUTLARI.....	136
ÖZGEÇMİş.....	141

## SİMGELER KISALTMALAR LİSTESİ

$\tilde{\delta}$	:Yüzeyden Koparılan Elektron Sayısı (Adet)
k	:Boltzmann Sabiti ( $1.38 \times 10^{-23} \text{ J}^\circ\text{K}$ )
eT (volt)	: kT(Kelvin)
$V_e$	:Elektron hızı ( $\text{m} \cdot \text{sn}^{-1}$ )
$\lambda_{\text{mfp}}$	:Ortalama Serbest Yol (metre)
$\omega_{pe}$	:Elektron Plazma frekansı (Hz)
$\delta$	:Deri kalınlığı (m)
YDK	:Yüksek dereceden Türev Katları
$\epsilon_k$	:Koparma oranı (%)
MDHA	:Mikrodalga Horn Anten
Yontma	:İngilizce etching ile tanımlanan bir yüzeyde yarıklık oluşturma
Yükleme	:İngilizce deposition ile tanımlanan, bir yüzeye atom ekleme
$\xi$	:Sızma parametresi (Birimsiz)
$m_r$	:Azaltılmış kütle (kg)
1 Torr	:133.3 Paskal
1 Atm	:760 Torr
1 Bar	:0.1Mpascal
1 Tesla	:10,000 Gauss
D	:Logaritmik olarak yüzdelik öldürme oranı
CCP	:Kapasite Kavramalı Plazma
ICP	:Bobin Kavramalı Plazma
E	:Elektrik Alan (V/m)
H	:Manyetik Alan (A/m)
ESR	:Elektron Salınım Rezonans (ECR)
$\omega_L$	:Larmor Frekansı (Hz)
$\Gamma_s$	:Yüzey akısı ( $\text{adet} \times \text{m} \cdot \text{sn}^{-1}$ )

$\Gamma_i$	: İyon Akısı (adet x m.sn <sup>-1</sup> )
$\rho$	: Yük (coloumb)
$v_{eb}$	: Erozyon Hızı (m.sn <sup>-1</sup> )
$\epsilon_0$	: Boşluğun dielektrik geçirgenlik sabiti (Farad.m <sup>-1</sup> )
$\mu_0$	: Boşluğun Manyetik geçirgenlik sabiti (Henry.m <sup>-1</sup> )
$N_D$	: Parçacık yoğunluğu (adet.m <sup>-3</sup> )
$\lambda_D$	: Debye Dalga Boyu (m)
$n_e$	: Elektron yoğunluğu (adet.m <sup>-3</sup> )
$n_0$	: Ortalama başlangıç yoğunluğu (adet.m <sup>-3</sup> )
$n_i$	: İyon yoğunluğu (adet.m <sup>-3</sup> )
$a_0$	: Bohr yarıçapı (metre)
$\chi$	: Kuantum Skala parametresi
$\gamma$	: Elektron Koparma Değeri (%)
DDB	: Düşük Dereceden Bileşenler
YDB	: Yüksek Dereceden Bileşenler
$\Delta\phi$	: Faz kayması (radyan)
$\tilde{E}$	: Zamana bağlı ortalama elektrik alan değeri ( V.m <sup>-1</sup> )
IEDF	: İyon Enerji Dağılım Fonksiyonu
$s$	: Kılıf kalınlığı (m)
$\bar{s}$	: Zamana bağlı ortalama kılıf kalınlığı (m)
$f_{swp}$	: Tarama frekansı (Hz)
$\Delta E$	: IEDF semer yapısı üzerindeki ayırık mesafe
$\tau_{iyon}$	: İyon taşınma süresi (sn)
$\tau_{rf}$	: RF işaretin periyodu (sn)
$\bar{V}_s$	: Zamana bağlı ortalama kılıf potansiyeli (Volts)
#	: Adet olarak elektron yada iyon sayısı
1atm	: 760 Torr =101.3 kPa
1Torr	: 133 Paskal
$u_s$	: Kılıf içeri hız (m.sn <sup>-1</sup> )



## ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1.	Tipik KKRF Plazma Çemberi.....	13
Şekil 2.2.	Plazma Kılıf Yapısı.....	15
Şekil 2.3.	Tipik Bir IEDF Şeması.....	25
Şekil 2.4.	Faz Kayması Şematiği.....	33
Şekil 2.5.	Kapatif Boşalma Plazma Düzeneği İçin Tasarlanan Girişimetre Düzeneği.....	35
Şekil 2.6.	Plazma Oluşturduğunda Referans İşarete Göre Oluşan Kayma.....	36
Şekil 2.7.	$H_3^+$ İyonları için Çözünümlenebilir görünüm .....	42
Şekil 2.8.	$H_3^+$ iyonları için ikinci tepe değeri kaybı.....	43
Şekil 2.9.	Gözlem Güzergahının yerleşimi.....	46
Şekil 2.10.	Manyetik alan çizgisi etrafında elektron hareketi.....	49
Şekil 2.11.	ESR plazma Temel şeması.....	49
Şekil 2.12.	Çok Halkalı bobine ilişkin gösterim.....	50
Şekil 2.13.	15 ADC ile sürülebilir Helmholtz Bobini ve Şematiği.....	51
Şekil 2.14.	Akım karşın kullanılan göreceli kablo miktarı.....	52
Şekil 2.15.	Z ekseninde boyunca oluşan ölçülmüş manyetik alan dağılımı...	53
Şekil 2.16.	Manyetik Alan Çizgileri.....	54
Şekil 2.17.	Çeyrek Dalga Empedans Dönüştürücü.....	54
Şekil 2.18.	Dalga Kılavuzu ve dalga görünümü.....	55
Şekil 2.19.	Horn Anten Dalga Kılavuzu Bağlantı Şeması.....	56
Şekil 3.1.	KKRFP Sistemi Düzeneği.....	59
Şekil 3.2.	Deney Yapılan KKRFP düzeneğinin resmi.....	60
Şekil 3.3.	KKRFP Uyumlandırma Devresi Şematiği.....	61
Şekil 3.4.	Uyumlandırma Devresi frekans Cevabı.....	61
Şekil 3.5.	Çifte frekans ile uygulanan işaretin görünümü.....	63

Şekil 3.6.	Hiden EQP temel parçalar.....	64
Şekil 3.7.	Dört Kutuplu Kütle Filtresi.....	66
Şekil 3.8.	Kullanılan MDGM düzeneği.....	70
Şekil 3.9.	EKRFP üzerine yerleştirilmiş frekans taramalı girişim metre.....	71
Şekil 3.10	Hibrit Bobin.....	75
Şekil 3.11	Hibrit T Birleştirici ve 1 nolu uçtan verilen işaretin görünümü.....	75
Şekil 3.12.	Sihirli T ve kare detektör çıkışları.....	76
Şekil 3.13.	Şekil 3.13 ESR plazma sisteminin temel çizimi.....	80
Şekil 4.1.	Tipik Bir Bakteri Hücresi.....	83
Şekil 4.2.	Silikon sondaya ait yüzey SEM resmi	
Şekil 4.3.	Argon plazma sterilizasyon cevabı.....	89
Şekil 4.4.	Nitrojen plazma sterilizasyon cevabı.....	90
Şekil 5.1.	H <sup>+</sup> ,H <sub>2</sub> <sup>+</sup> ve H <sub>3</sub> <sup>+</sup> iyonlarının karşılaştırması .....	91
Şekil 5.2.	5Pascal basınç altında H <sub>3</sub> <sup>+</sup> iyonları için kılıf potansiyeline bağlı IEDF .....	92
Şekil 5.3.	İkincil frekans uygulamasına bağlı IEDF.....	93
Şekil 5.4.	İkincil frekans uygulamasına bağlı IEDF.....	94
Şekil 5.5.	Sabit Birincil Frekans Gücü Altında Basınca Bağlı değişim...	95
Şekil 5.6.	3mTorr da H <sub>3</sub> <sup>+</sup> için IEDF tepkisi .....	96
Şekil 5.7.	300 V Kılıf potansiyel değeri altında H <sub>3</sub> <sup>+</sup> için IEDF tepkisi..	96
Şekil 5.8.	İkincil Frekna Uygulamalı İyon sayılarının Karşılaştırması...	97
Şekil 5.9.	Tekil frekans 27.12MHz yoğunluk ölçme değerleri.....	98
Şekil 5.10.	5 pascal basınç altında, MDGM ve IEDF (x5) cevapları .....	99
Şekil 5.11.	27.12MHz ve 1.96MHz(30W) ikili Frekans Uygulaması.....	100
Şekil 5.12.	5Pascal basınç altında ikili frekans uygulaması altında yoğunluk değişimi.....	101
Şekil 5.13.	5Pascal altında yüksek güç altında yoğunluk dağılımı.....	102
Şekil 5.14.	15Pascal altında güç değişimine bağlı yoğunluk dağılımı.....	103
Şekil 5.15.	15Pascal altında Güç Değişimine bağlı yoğunluk dağılımı....	104
Şekil 5.16.	30Pascal altında Yüksek Güç altında yoğunluk dağılımı.....	104
Şekil 5.17.	Tekil frekans 27.12MHz.....	105

Şekil 5.18.	İkili Frekans Uygulaması ve $P_{1.94\text{MHz}}/P_{27\text{MHz}}=0.06$ .....	106
Şekil 5.19.	İkili Frekans Uygulaması ve $P_{1.94\text{MHz}}/P_{27\text{MHz}}=0.75$ .....	107
Şekil 5.20.	Tekil ve ikili frekans uygulaması cevabı $P_{2\text{MHz}}/P_{27\text{MHz}}$ oranı, sırası ile 0, 0.25, 0.5 ve 0.75.....	108
Şekil 6.1.	Normalize edilmiş plazma potansiyel dağılımı.....	110
Şekil 6.2.	İkincil frekans uygulaması ile birlikte potansiyel dağılım.....	111
Şekil 6.3.	Merkezi elektron yoğunluk dağılımı.....	112
Şekil 6.4.	Silikon sondaya ait yüzey SEM resmi.....	117
Şekil E.1.	Gönderilen elektron başına kopartılan toplam elektron sayısı.	124
Şekil E.2.	Metal kristal yapılarına iyon yüklenmesi.....	127
Şekil E.3.	Tipik bir atom koparma işlemi.....	132

## TABLolar LİSTESİ

Tablo 2.1.	2.45GHz kaynak için kullanılabilircek dalga kılavuzu boyutları.....	57
Tablo 4.1.	Bağlanma /kopma enerjileri.....	83
Tablo 4.2.	Silikon sonda parçalarına eklenen bakteriler.....	85
Tablo 4.3.	Uygulamadan sonra aktive olmayan tüp tablosu (10 tüp başına) Ar plazma.....	86
Tablo 4.4.	Uygulamadan sonra aktive olmayan tüp tablosu (10 tüp başına) N2 plazma.....	87
Tablo Ek1.1.	Elektron koparma değerleri	125
Tablo Ek1.2.	Nitrojenin silikona yüklenmesi için yapılan hesaplamalar	130
Tablo Ek1.3.	Farklı iyon – hedef kombinasyonları için Q değeri	135

## ÖZET

Anahtar Kelimeler: Kapasitif kavramalı RF plazma, elektron salınım rezonans plazma, iyon elektron dağılım fonksiyonu, mikrodalga girişimetre.

Biyomedikal, uzay, uçak, tekstil, gıda ve orman sanayi gibi pek çok alanda uygulama alanı bulan plazma sistemleri, elektronikte VLSI ve ULSI ürünlerinin gerçekleştirilmesini sağlayan yegane yöntemlerdir. Dolayısı ile bu sistemlerin temel yapısının anlaşılması ve farklı uygulama alanlarında ortaya çıkabilecek muhtemel problemlerin çözümü için, plazma ve plazma parametrelerinin kontrol edilebilmesi gerekmektedir. Bu çalışmada, kapasitif kavramalı kapalı bir plazma düzeneğinde elektron yoğunluk dağılımının, uygulanan RF kaynakların gücü ve ortam basıncı ile olan ilişkisi incelenmiştir.

İki parçadan oluşan bu çalışmanın ilk bölümünde, IEDF ve MDGM düzenekleri kullanarak sisteme ilişkin elektron yoğunluk tespiti yapmanın mümkün olduğu görülmüştür. Bunlardan IEDF plazma kılıfı içerisindeki iyon yoğunluğunu, MDGM ise plazma merkezinde oluşan elektron yoğunluğunu vermektedir. Bütün şartlar altında her iki yöntemin birbirini aynı şekilde izlemesi beklenirken, yüksek RF kaynak gücü uygulamaları ile birbirlerinden uzaklaştıkları görülmüştür. Bu çalışmada elde edilen diğer önemli sonuç, sisteme ilave olarak uygulanan ikinci RF kaynak gücünün, birinci RF kaynak gücüne oranı arttıkça hem merkezdeki elektron yoğunluğunun hem de elektron yüzeyine çarpan iyon sayısı ile iyon enerji seviyesinin düşmesidir. Bu sonuç, söz konusu oran ile, plazma yoğunluğu, iyon enerjisi ve elektron yoğunluğunun aksel dağılımının kontrol edilebileceğini göstermiştir.

Bu çalışmanın uygulama kısmında, polimer tabanlı malzeme olan silikon sondanın, mikrodalga plazma ile sterilizasyon incelenmiştir. Çalışma, farklı mikrodalga kaynak gücü ve farklı uygulama süreleri ile azot ve argon gazları kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Uygulama, iki 2 adet sporlu, 2 adet sporsuz bakteri üzerinde denenmiştir. Her iki gaz ile yapılan uygulamada da mutlak sterilizasyon süresinin 1 saatten az ve geleneksel yöntemlere nazaran çok hızlı olduğu görülmüştür. Azot plazma, iyonlaşma sırasında ortaya çıkardığı radikaller nedeni ile daha başarılı sonuç vermiştir.

# **DIAGNOSIS OF PLASMA BY MW INTERFEROMETER AND PLASMA STERILISATION**

## **SUMMARY**

**Key Words:** Capacitively coupled RF plasma, electron cyclotron resonance plasma, ion electron distribution function, microwave interferometer.

Plasma systems allow us lots of technologies applicable to biomedical, space, food, textile and wood industry as well as VLSI/ULSI application in electronics industry. This is the main concern that physics and basics of these systems need to be understood clearly to solve possible problems to be seen in the future. Controlling plasma related parameters is a next step. Through out this study, an axial electron number density distribution of confined capacitively coupled plasma has been investigated to clarify its relation with applied power level and power ratio of primary and secondary frequency.

Through the first part of this study, it is obtained that both IEDF and MWI allow us to measure electron number density. IEDF measures ions in plasma sheath, and MWI measures electron number density through bulk plasma. It is obtained that both method does not track each other in a good manner for high level of applied power, as expected. But they are in good agreement for low power levels. Second important outcome of this study is that while increasing the ratio of secondary RF source power to the primary RF power, electron number density through the bulk plasma, number of ions hitting to the surface of electrode and their energy levels are decreasing in control. This result shows that electron number density and its axial distribution in bulk plasma, and ion number of ions and their energy levels through the electrode surface can be controlled by this ratio.

Sterilization of a silicone catheter that its structure is based on polymer by microwave discharge has been investigated as an application. Study has been carried out at various microwave source power and various treatment time by using nitrogen and argon gases. Application has been treated on 4 bacteria types that two of them has spores and others not. Absolute sterilization time for both gases has been obtained in less than a hour which much more shorter sterilization time than classical methods. In contrast, since nitrogen dissociates to yield nitrogen radicals, nitrogen discharge has better sterilization time.

## BÖLÜM 1. GİRİŞ

Yunanca, eritilmiş yada fabrika edilmiş anlamına gelen plazma ilk kez Langmuir tarafından 1929 yılında iyonlarına ayrılmış gaz olarak tanımlandı. Toplam olarak nötr bir yapıda olan plazma; iyon, elektron, uyarılmış atom, foton ve nötr atomlar ile moleküller barındırmaktadır. Bir başka ifade ile lokal olarak yüklü parçacıklar içeren ve bu özelliği kullanılarak amaca göre maniple edilebilen yapılardır. Ancak iyonize olmuş her gaz kütesini plazma olarak tanımlamak mümkün değildir. Bu yüzden daha genel olarak; serbest davranışlar sergileyebilen yüklü ve nötr parçacıkların bir arada bulunduğu, ortak davranış sergileyebilen gazlara plazma denir [1]. Eğer plazma yalnızca pozitif yüklerden meydana gelmiş olsaydı, bu parçacıklar bir birlerini itecekti, ancak elektronların da ortamda bulunması Coloumb kuvvetinden ileri gelen itmelere engel olmaktadır.

Yüksek sıcaklıklarda bulunan ve elektriksel yükler açısından nötral bir yapıda olan plazmayı bir kap içerisinde buldurmak imkansızdır. Çünkü bu denli yüksek sıcaklıklara kaplar dayanamayacaktır. Bu itibarla, plazmanın cidarlara erişmesini engelleyip, reaksiyonun vuku bulması ve yeter sürede devam etmesi gerekmektedir. Lawson şartına göre  $n$  plazmanın yoğunluğu,  $\tau$  taneciklerin tutuklanma süresi olmak üzere  $n\tau \geq 10^{14} \text{ sn.cm}^{-3}$  şartını sağlaması gerekir. Ancak oluşan plazmanın cidarlara ulaşmasını engellemek için türlü manyetik sahalardan faydalanmak gerekir ki kullanılan manyetik sahalar kararlılık oluşturabilsin. İlk olarak Langmuir'in gösterdiği üzere, plazma içerisindeki iyonlar ve elektronlar titreşim hareketi yaparlar. Bu titreşimlerin sonucunda ise elektrostatik dalgalar yani plazma dalgaları oluşur. Ancak titreşim halindeki bu tanecikleri içine alan yapı, eğer bir manyetik saha içine daldırılırsa taneciklerin hareketi etkilenecek başka çeşit titreşimlere neden olur. Plazmayı oluşturan parçacıkların en temel özellikleri aşağıda verildiği biçimdedir.

- Elektriksel kaynaklar aracılığı ile sürülebilirler
- Yüklü parçacıkların yüksüz gaz molekülleri ile çarpışmaları oldukça önemlidir
- Yüzey kayıplarının çok fazla önem kazandığı sınırlar vardır.
- Nötrallerin iyonlaştırılması plazmayı durağan halde kuvvetlendirir.
- Ortamdaki elektronlar iyonlarla her zaman termal denge halinde değildirler, ancak füzyon halinde bu durum geçerliliğini yitirir.

Yukarıda da bahsedildiği üzere yeterince yüksek sıcaklıklara ulaşıldığı takdirde, gaz molekülleri parçalanarak rasgele yönlerde hareket eden, ancak kendi aralarında nadiren çarpışan parçacıklardan oluşan bir yapı oluşur. Eğer ısıtma işlemi daha da artırılırsa, bu kez atomlar parçalanarak iyonlardan ve elektronlardan oluşan ve serbest hareket eden parçacıklar haline gelir ve madde plazma haline dönüşür [2]. Maddenin ulaştığı bu noktada ortak plazma yoğunluğu  $n_i \approx n_e \approx n \text{ \#.m}^{-3}$  ve termal denge  $T_e = T_i = T$  olarak tanımlanır.

Gerçekte evrenin %90'lık bölümü plazma halindedir. Bilim adamları da bu duruma laboratuvar şartlarında dışarıdan müdahale ederek kendi amaçları doğrultusunda kullanmaya çalışmışlardır. Uygulama olarak iki temel plazma çalışmasından bahsedilebilir. Bunlardan ilki düşük basınç plazma uygulamaları olup  $T_e \approx 1 - 10V$  ve  $T_i \ll T_e$  şartının sağlandığı bunun sonucunda plazma yoğunluğunun  $n = 10^8 - 10^{10} \text{ \#.cm}^{-3}$  mertebelerinde olduğu yapılardır. Bu tür mekanizmalarda kullanılan gaz, pozitif iyonlar ile kimyasal olarak reaktif eklentilere ve depolama öncüllerine ayrılır. Sonunda hedefe yerleştirilen malzeme üzerine akarak onunla etkileşir ve üzerine yapışır yada malzeme üzerinden bir parça kopartır. Bu tür sistemlerdeki basınç genellikle  $p=1\text{mTorr}-1\text{Torr}$  arasında değişmektedir. İkincisi ise yüksek-basınç plazmalardır. Bu yöntemlerde plazma yoğunluğu göreceli çok daha yüksek seviyelerde örneğin  $n=(10^{14}-10^{19}) \text{ \#.m}^{-3}$  aralığında değişmektedir. Sıcaklık değerleri  $T_e \approx 0.1 - 2V$  aralığında dolaşmaktadır. Bu tür düzenekler kabaca hedefteki malzemeye ısı transfer ederek yüzeyde değişiklikler yapmak, eritmek, koparmak gibi amaçlar taşır.



Ayrışma ve iyonlaşma, elektronların enerji dağılımının bir sonucu olarak Te değerinin,  $\epsilon_{\text{ayrışma}}$  ve  $\epsilon_{\text{iyonlaşma}}$  değerlerinden küçük olmasına rağmen gerçekleşir. Elektron enerji dağılımı kabaca merkezde yoğunlaşmış bir Maxwell dağılımı şeklindedir. Bu yapı içerisinde elektronlar enerji seviyelerinin,  $\epsilon_{\text{ayrışma}}$  ve  $\epsilon_{\text{iyonlaşma}}$  değerlerinden küçük olduğu yerlerde, içinde buldukları gazı iyonlaştıramazlar.

Plazma uygulamaları aynı zamanda çevresel atık bırakmamak gibi aşağıda sayılan temel avantajları da içerisinde barındırmaktadır. 1) Endüstriyel uygulamalar sırasında ortaya çıkan çevreye ilişkin kabul edilemez yan etkileri azaltması ve çevresel atıkları en aza indirmesi. 2) CO<sub>2</sub> gaz atıklarının çok daha aza inmesi ve pek çok uygulamada hiç olmaması nedeni ile küresel ısınma kaynağı gibi davranmaması. 3) O<sub>2</sub> benzeri çevreye zararsız gazlar kullanarak insan sağlığını tehdit etmemesi.

Plazma ortamı, dışarıdan etki eden elektriksel ve manyetik alanların her ikisinden de etkilenen yüklü parçacıkların bulunduğu çok karmaşık bir yapıya sahiptir. Ancak kendi içerisinde tutarlı olan bu yapı doğrusal olmayan ve analiz edilmesi çok zor olan bir yapıdır. Bir başka ifade ile plazma ortamı içerisinde olup bitenleri bir takım yaklaşımlar kullanmadan açıklamak ve ifade etmek imkansızdır. Burada parçacıklar arasında meydana gelen çarpışmalar, uzay ve zaman boyutlarında görece çok kısa aralıklarda oluşur. Böylesine karmaşık bir yapının açıklanması konusunda ilerlemeler kaydedebilmenin temel yolu bir takım kısaltmaların ve yaklaşımların izlenmesini gerektirir. Örneğin parçacıklar arası çarpışmalar daha geniş alanlardan bağımsız olarak ele alınarak, yüklü parçacık hızlarının denge hali dağılımı belirlenebilsin. Makroskobik seviyede oluşan hareketi elde edebilmek için hız dağılımı hızlar üzerinden ortalansın. Böylece Makroskobik hareket dışarıdan uygulanan alanlar içerisinde yerini alır. Gerçekte doğrusal olmayan bu yapılar bazı durumlar için doğrusallaştırılarak çözüme gidilir.

Plazma sistemleri, tümleşik yapıları nedeni ile yarı iletken malzeme üretimi, tekstil, optik, aydınlatma, uzay dinamiği, biyomedikal mühendisliği ve nano teknolojiler gibi alanlarda mutlaka ihtiyaç duyulan yöntemler olarak karşımıza çıkmakta ve pek çok plazma tekniği yüzey uygulamalarını temel almaktadır (Bakınız Ek1). Plazma yüzey etkileşimlerinin daha sıkı kontrol edilerek temellerinin anlaşılması, düşük basınç

plazma uygulamalarının daha fazla işte kullanılmasını sağlayabilecektir. Plazma içerisindeki yüzey işlemleri temel olarak; ham yongaya ulaşan reaktif parçacıkların miktarı ve sahip oldukları enerjiden etkilenmektedir. Buna bağlı olarak, yonga üzerindeki değişiklik başarılı yada başarısız olabilmektedir. Örneğin mikro elektronik sanayinde, VLSI/ULSI üretimi sırasında, iyon bombardıman enerjisi ile iyon akı yoğunluğu arasında optimum bir çalışma bölgesi bulmak gerekir. Böylece hem yonga üzerinde ne eksik bir işlem ne de gereksiz bir bozulmaya neden olunsun. Bu durum doğal olarak gelecekteki üretim teknikleri ve bu tekniklerin kontrol edilebilirliği konusunda düşünme zorunluluğunu beraberinde getirmektedir.

Her hangi bir plazma üretim düzeneği için kullanılacak kontrol parametreleri sırası ile kullanılan fiziksel yapılar itibari ile güç kaynağı açısından; uygulanan  $V_{RF}$  RF gerilimi ile  $\omega$  uygulama frekansı, sistemi besleyen gaz açısından ; gaz basıncı, akış miktarı ile kimyasal içeriği ve düzeneğin geometrisidir. Bunlara bağlı olarak ortaya çıkan, plazma yoğunluğu  $n_i$ , kopartan yoğunluğu  $n_F$ , yongaya çarpan iyon yoğunluğu  $\Gamma_i$  ve kopartan yoğunluğu  $\Gamma_F$ , elektron  $T_e$  ve iyon enerjisi  $T_i$ , bombardıman enerjisi  $\epsilon_i$  ve s, kılıf kalınlığı. Örneğin iyon bombardıman enerjisi ile enerji dağılımının iyon ve nötral gaz akı değerinden bağımsız bir şekilde kontrol edilebilmesi için; yonga, toprağa çekilen elektrot yüzeyine yerleştirilerek bağımsız ikinci bir RF kaynak aracılığı ile sürülmektedir [2].

Tekli yada ikili frekans uygulanan kapasitif kavramalı radyo frekans plazma kaynakları, mikroelektronik sanayinde koparma, iyon deplama ve yontma gibi amaçlarla ve laboratuarlarda da araştırma geliştirme amaçlı olarak yaygın biçimde kullanılmaktadır. Enerjik iyonların katı yüzeylerle teması bu teknikte çok büyük önem taşımaktadır. İyon bombardıman enerjisi ve iyon akı değeri yontma işleminde ki en önemli parametre olmasına rağmen konvansiyonel yöntemlerde birbirinden bağımsız olarak kontrol edilemez. Bu yapıların çok dikkatli bir biçimde kontrol edilmesi gerekmektedir. Bu gereklilik ise iyon elektron dağılım fonksiyonun oluşumu ve kontrol edilebilmesi amacı ile çalışmalar yapılmasını zorunlu kılmaktadır [3].

Teknolojiye bağı olarak plazma sistemleri çok gelişmiş ve neredeyse fiziksel sınırlarına dayanmıştır. Artık plazma düzenekleri için ihtiyaç duyulan şey, özel teknikler gerektirerek kurulan düzenekleri kullanabilmek için daha esnek ve akıllı müdahale yöntemlerinin geliştirilmesidir. Akıllı yöntemlerin geliştirilmesi, doğal olarak plazmanın yapısının daha fazla anlaşılması zorunluluğunu beraberinde getirmektedir. Günümüzde, bütün plazma düzeneklerinde olduğu gibi, düşük basınç plazma kaynaklarına ilişkin uygulama teknikleri ile bilimsel temellerinin anlaşılmasına dönük çalışmalara büyük ilgi duyulmaktadır [2,4,5].

Plazma yapısının anlaşılması için uygulanan tanı yöntemlerini, ölçülen plazma parametreleri ve deneysel yöntemler başlıkları altında iki grupta toplayabiliriz. Ancak en iyisi ölçülecek parametreye bağlı olmak üzere tanı yöntemlerini gruplamaktır [6]. Bu yöntemlerden hiç biri bize ideal bir çözüm vermemekle birlikte bazıları kabul edilebilir fikirler verebilir. Bobin yada sonda kullanarak, plazma içerisinde veya dışında manyetik alan algılama biçimi olarak manyetik ölçüm tekniği, plazma ile temas halinde olmak üzere akı ölçüm tekniği, plazma kırınım endeksinin uygun EMD kullanarak belirlenmesi plazma kırınım endeksi ölçüm tekniği, serbest elektronlardan yayılan elektromanyetik emisyon ölçüm tekniği, bağ elektronlarından oluşan emisyonun gözlenmesi tekniği, plazma parçacıklarından kaynaklanan saçılmanın ölçülme tekniği ve son olarak elektron olmayan ağır parçacıklar üzerinde oluşan yük değişim reaksiyonları ile nükleer reaksiyonların sonda ile etkileşimlerinin ölçüm işlemleri.

İyon enerji dağılım fonksiyonu – IEDF, elektrot yüzeyine etki eden iyonlar hakkında bilgi içerdiği gibi bunun doğal bir uzantısı olarak yüzey kimyasının anlaşılması ve yukarıda bahsi geçen plazmaya ilişkin kontrol parametrelerinin elde edilmesine imkan tanır. Salınan plazma kılıfı, iyonların etkileşimini anlamamıza yardım ederken, kapasitif kavramalı RF, endüktif kavramalı RF veya ESR – Elektron Salınım Rezonans plazma düzeneklerinin temel parametrelerinin kontrol edilebilmesi konusunda yol gösterirler [2,3,4,5,6]. Yalıtkan yada yarı iletken malzemelerin üretimi de dahil olmak üzere, yapılarının anlaşılmasında çok önem taşıyan kılıf karakteristiklerinin plazma yüzey etkileşimlerine olan katkısı da IEDF kullanılarak incelenebilir. Ancak, RF kılıf mekanizmaları oldukça karmaşık olduğundan sağlıklı

biçimde anlaşılabilirlikleri söylenemez. RF kılıfı ile ilgili olarak çarpışmasız plazma düzeneklerinde bir takım çalışmalar yapılmıştır [7,8,9].

Osile eden bir plazma kılıfı üzerindeki elektrik alan etkisi ile ivmelenen iyonlar ve tabiki kılıf potansiyelinin zamana bağımlılığı, IEDF üzerinde daha önce bahsedilen, tepe değerlerinin birbirlerine yaklaşması sonucunu verir. Bu yüzden IEDF üzerinde tepelerin oluştuğu değerler potansiyelin zamana bağlı türevinin sıfır olduğu yerleri ifade eder. Sonuç olarak IEDF zamana göre ortalama potansiyel etrafında semer görünümü vermektedir. Eğer iyonlar RF alanını mükemmelen takip edebilirse görülen iki tepe değeri maksimum ve minimum değerlerine karşılık düşer.

Malzeme üretimi konusunda kullanılan en yaygın yöntemlerden biri kapasitif kavramalı RF plazma düzenekleridir [10]. Yüksek yoğunluklu plazma kaynakları, hedef üzerinde daha iyi sökme gerçekleştirebilmek için tercih edilirler ve bu plazma kaynakları genellikle düşük basınç değerlerinde çalışırlar. Yüzey iyileştirmelerine ilişkin geleceğe dönük çözümler üretebilmek açısından iyonların enerji dağılımını bilmek ve modeller üretebilmek hayati öneme sahiptir. Plazma merkezinde üretilen iyonlar, salınan kılıf elektrik alanı boyunca ivmelenirler. Bu yüzden elektrot yüzeyine çarpan iyonların enerji dağılımı, kılıf potansiyeline, kılıf kalınlığına, iyon nötral çarpışma uzunluğuna ve iyonlara kılıfı geçmek için gereken süreyi ifade eden RF salınımına bağlıdır. RF gücü, plazma basıncı, RF frekansı ve elektrotlar arası mesafe IEDF üzerinde çok büyük etkiye sahiptirler ve önemli rol oynarlar.

Plazma yoğunluğu ölçümü pek çok uygulama için hayati bir önem taşımaktadır ve plazma ortamının yoğunluğunu ölçmek için kullanılan en yaygın yöntem Langmuir sondası kullanmaktır. Ancak Langmuir sondası, içine daldırıldığı ortamı bozan bir yapıya sahiptir ve füzyon reaktörleri gibi yüksek enerjili ortamlar ile içerisinde sonda kullanımına izin verilmeyen yüksek basınç negatif ve pozitif iyonları içeren tanecikli plazma düzenekleri için tahribatsız yöntemler olarak bilinen MDGM-Mikrodalga Girişim Metre düzeneklerini kullanmak gerekir. Mikro Dalga Girişim Metre – MDGM, sonda kullanımı bazı avantajlarla birlikte dezavantajlara da sahiptir. Laurissi [11], çarpışmalı ve çarpışmasız durumlar için, bir MDGM kullanarak yoğunluk ölçümüne ilişkin formüller üretti ve kullandı.

Lawrence [12] 8.6GHz de çalışan bir MDGM düzeneği tasarladı. Daha iyi sonuç alabilmek için alıcı ve verici antenlerin önüne lensler yerleştirdi. MDGM kullanarak yaptığı ölçümleri Langmuir sondası ile elde ettiği sonuçlarla karşılaştırdı. Yüksek basınç ve yüksek kılıf potansiyelleri altında MDGM yöntemi kullanarak elde ettiği sonuçların diğerine göre 10 kata kadar farklı olduğunu rapor etti.

Earl [13], helikon plazma sistemine ilişkin, zebra tipi MDGM kullanarak yaptığı ölçümleri Langmuir sondası ile yaptığı ölçümlerle karşılaştırdı. O da Lawrence da olduğu gibi ikisi arasında 10 kata varan bir farklılaşmayı rapor etti.

Shindo [14] 8mm MDGM düzeneği kullanarak ,  $C_4F_4$  ve Ar içeren ESR plazma düzenekleri için ölçümler yaptı. Langmuir sondası ile elde ettiği sonuçların diğerine nazaran %50 daha az bir değeri göstermekle birlikte bir birlerini izlediğini rapor etti.

Naumann [15] iki horn arasında kalan plazma merkezinde Langmuir sonda kullanarak ölçme yaptı. Tasarladıkları 35GHz MDGM, ilave ekipmanlar olarak kullandığı hareketli kablolar vasıtası ölçme rahatlığı sağlamışlardır. Neumann  $O_2$  plazma için düşük basınç ve yüksek RF gücü için ölçümler yaptı ve sonuçların bir birlerini çok yakından takip ettiğini raporlardı. Ayrıca iki yöntem arasındaki benzerliğin,  $O_2$  plazma için Ar ve  $CF_4$  plazmalara nazaran daha iyi olduğunu da rapor ettiler.

Tuszewski [16] endüktif kavramalı Ar plazma düzeneği için yaptığı MDGM ve Langmuir sondası ölçümlerinde %50 oranında MDGM lehine bir fazlalık olmakla birlikte sağlıklı bir biçimde bir birlerini izlediklerini rapor etti. RF filtresi veya simetrik ikiz sonda kullanımının, hatalı yoğunluk ölçümünü engellemek için kullanılmasını tavsiye etti. Orya çıkan fark, yüksek plazma yoğunluklarında %50 olarak rapor edilirken düşük yoğunluklarda 3 kata kadar oluşmaktadır.

Akhtar [17] Argon plazma için her iki yöntemle ölçümler yaptı. Geliştirdiği teorik çözümlerle özellikle orta basınç bölgelerinde, elde edilen işaretin faz bilgisinin yanı sıra genlik bilgisinin de kullanılması gerektiğini gösterdi. Yüksek ve düşük basınç

bölgelerinde genlik bilgisi kullanımı sonuçlar üzerinde çok etki bırakmaz iken adı geçen orta bölge de sonuçlar %30'lar mertebesinde farklılıklar verebilmektedir.

Georgieva [18] , CCRF Ar/CF<sub>4</sub>/N<sub>2</sub> plazma için IEDF şematüğini nümerik olarak inceledi Kapasitif kavramalı reaktörler için 13.56MHz ve (2+27)MHz düzenekleri için geliştirdikleri simülasyon aracılığı ile frekans bağıllığını gösterdi. Tek frekanslı yapılarda IEDF görünümünün tek bir tepe değerini gösterecek şekilde daha dar ancak ikili frekans uygulamalarında ise daha geniş ve modele uygun olduğu sonucuna vardılar. Ayrıca IEDF genişliğinin iyon kütlesi ile olan doğrusal ilişkisini rapor ettiler.

Kawamura [19], IED şeklini etkileyen faktörler üzerine çalıştı ve IED üzerindeki çarpışma etkilerini inceledi. Çarpışmalı RF plazma yapıları için kılıfın yapısını, kılıf potansiyelinin dalga şeklini ve tabi ki IEDF şeklinin, iyon geçiş zamanının RF tur sayısına oranı ile belirlendiğini rapor etti. Ayrıca  $\tau_i / \tau_{rf} \ll 1$  olduğu durumlarda kılıfın direnç gibi davrandığı, kılıf gerilimin yarım dalga doğrultulmuş işaret olduğu ve IEDF in daha geniş ve modele uygun olduğunu ortaya koydu.

Lee [20] , IEDF'in kontrol edilebilirliği için Monte Carlo yöntemi ile simülasyon yaptı. IEDF in şeklinin ve elektrot üzerindeki dağılımının, tek frekanslı yapılarda, sürülen RF potansiyel değeri ile ikili frekans kullanılan boşalma düzeneklerinde ise düşük frekanslı kaynaktan sürülen potansiyel değeri ile kontrol edilebildiğini gösterdi. Ayrıca ikili frekans uygulanan kapasitif kavramalı plazma düzeneklerinde, düşük frekans bileşeninin büyümesi ile birlikte plazma potansiyeli ile kendine-besleme potansiyelinin, kılıf genişliğinin arttığını plazma yoğunluğunun düştüğünü gösterdi. Lee, tek frekans uygulamalı KKRFP düzenekleri için; plazma yoğunluğu, kılıf genişliği, ortalama potansiyel ve elektrotlar üzerindeki iyon enerji dağılımının basınç, gerilim ve frekansa bağıl değişimlerini çalıştı. Ancak Lee'nin bu çalışması da daha önceki çalışmasında olduğu üzere geliştirdikleri Monte Carlo yöntemi kullanarak yapılan teorik bir çalışmadır.

Literatürde, KKRFP sistemlerinin yoğunluk değerini, IEDF ve plazma kırımım endeksi ölçüm tekniğinin her ikisi ile birlikte değerlendiren, birini diğeri ile

doğrulayan bir çalışma bulunmamaktadır. Bu çalışma, plazma tanı tekniklerinden ikisi olan plazma kırınım endeksi ölçüm tekniği ile IEDF ölçüm tekniğini birlikte kullanımını içermektedir.

15.3GHz'lik frekans değerinde çalışmak üzere tasarlanan bir MDGM düzeneğine ilaveten Godyak'ın [21] ve Lieberman'ın [22] IED fonksiyonu kullanarak plazma yoğunluğunun belirlenmesi için önerdiği yöntemler karşılaştırmalı olarak sunulmuştur. Buna ilaveten yine kırınım endeksi ölçümünden hareket ederek, kesitler halinde aksenal olarak ölçümler yapılmış ve plazma yoğunluğunun aksenal olarak ne şekilde dağıldığı belirlenmiştir. Bütün ölçümler Hidrojen için gerçekleştirilmiş olup, çalışmalar sırasında Hidrojen kullanılması, H<sub>2</sub>'nin teknolojik öneminden daha çok, hidrojenin iki özelliğinin dikkate alınmasından kaynaklanmaktadır. Bunlardan ilki; tipik olarak kullanılan 13.56MHz ve 27.12 MHz frekanslarda H<sub>2</sub>, en iyi tepkiyi veren gaz olması ve ikinci olarak hidrojen gazının en temel yapıdaki moleküler gaz olup çarpışma kesiti açısından en geniş veri setine sahip olması medeni ile karşılaştırılması oldukça kolaydır. Ayrıca uygulama olarak bir adet ESR plazma düzeneği tasarlanmıştır. Tasarlanan ESR plazma düzeneğinin boşalma haznesi, kuarts camdan yapılarak N<sub>2</sub> ve Ar gazları kullanılarak sterilizasyon kapasitesi incelenmiştir.

Çalışmalar H<sub>3</sub><sup>+</sup> iyonları için 5,10,20 ve 30 paskallık farklı basınç değerleri altında ve her biri için farklı kılıf potansiyel değerleri altında gerçekleştirildi. Çalışmalar sırasında KKRFP düzeneği, sırası ile 27.12MHz ve 27.12MHz+1.94MHz RF frekans kombinasyonları ile beslendi. Burada her iki yöntem kullanılarak, basınç ve uygulanan RF gücüne bağlı değişimler, ikincil frekans kaynaklarının güç değişiminin, IEDF ile IEDF yapısı ve elektron yoğunluğu üzerindeki etkileri incelenmiştir.

HIDEN tipi kütle spektroskopisi ile elde edilen IEDF cevabı ve bu cevap üzerindeki değerler kullanılarak plazma ortamına ilişkin yoğunluk hesaplamaları yapıldı. Elde edilen değerler MDGM düzeneği ile elde edilen değerlerle karşılaştırıldığında birbirlerini, 3-4 kat arasında değişen bir sabit değer katsayısı ile, basınç ve kılıf potansiyel değerindeki değişimlere paralel bir biçimde izlediklerini gördük. İki

yöntem arasındaki farkın MDGM ile elde edilen sonuç lehine olmak üzere, uygulanan kılıf potansiyel değerinin çok yüksek değerlere çıkması ile birlikte, arttığını gördük. Bu arada kısımlandırılmış yükseklikler yöntemi ile aldığımız MDGM verilerini kullanarak KKRFPl düzeneği için eksenel elektron yoğunluk dağılımını merkezden kenarlara doğru 4-6 kat azaldığını, ayrıca eksenel yoğunluk dağılımlarının merkezde olduğu üzere basınç ve kılıf potansiyel değerleri ile olan ilişkisinin aynen devam ettiğini gözlemledik.

Uygulama olarak tasarlanan ESR-Elektron Salınım Rezonans Plazma düzeneği ile silikon sondalar için sterilizasyon yeteneğini inceledik. Uygulama kısmında ayrıntıları verildiği üzere, tasarlanan ECR plazma ile, N<sub>2</sub> ve Ar için farklı değerler sunmak üzere, silikon malzemelerin fiziksel özellikleri korunmak şartı ile 1 saatten daha az bir zaman diliminde steril edilebildiklerini gördük. KKRFPl düzeneği ile yapılan çalışmalar Dublin City University PRL de yürütülürken, ESR plazma ile yapılan uygulama Türkiye de gerçekleştirildi.



## **BÖLÜM 2. KKRF PLAZMA VE ESR PLAZMA DÜZENEKLERİ**

Bu çalışmanın en temel gayesi, IEDF ile MDGM yöntemleri kullanarak elde edilen plazma yoğunluğu, yoğunluğun aksenal dağılımı ve iyon enerji karakteristiklerinin kıyaslamalı olarak belirlenmesi olduğundan, bu bölüm içerisinde RF boşalmanın tanımı, RF boşalma düzenekleri, plazmanın temel parametrelerinden kılıf kavramı ile farklı kılıf yapıları incelenmektedir. Ayrıca kılıf yapıları ile IEDF arasındaki ilişkinin arka planı irdelenmekte ve buna ilişkin matematiksel yaklaşımlar verilmektedir. Ayrıca girişim metre düzeneğinin ne şekilde işlediği, plazma yoğunluğu ve plazma yalıtkanlık sabiti ile arasındaki ilişkinin matematiksel alt yapısı sunulmaktadır.

### **2.1. RF Boşalma**

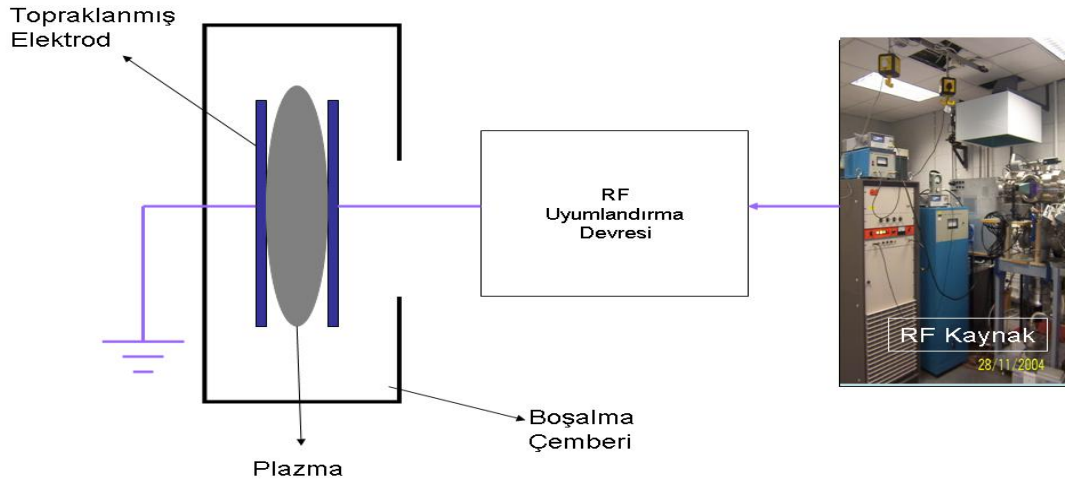
Düşük sıcaklık plazma düzeneklerinin en temel özelliği yüklü parçacıklar ile nötrallerin termodinamik denge içerisinde olmamasıdır [5]. Elektron sıcaklığı  $T_e$ , 1-4 eV aralığında olup, iyon ve nötr gaz sıcaklıklarını ( $T_i$  ve  $T_g = 0.05\text{eV}$ ) geçer. Bunun kaynağı elektronlardan iyonlara enerji transferinin verimsiz olmasıdır. Bu verimsizliğin nedeni ise enerji transferinin çarpışan parçacıkların kütlelerinin oranına bağlı olmasıdır. Bu anahtar niteliğindeki plazma özelliği kimyasal bir ortam yaratmak için gereken yeteneğe sahiptir. Denge durumunda olmayan plazmanın akıllı bir biçimde kullanımı pek çok uygulamanın temelini oluşturur. Özetle RF boşalmalar yüzey uygulamalarında sıklıkla kullanılır. Kullanılan RF frekanslarında elektronlar RF elektrik alanı içerisinde salınırken, daha ağır ve daha yavaş hareket eden iyonlar zamana bağlı değişen alanı takip edemez ve zamansal-ortalamalı alana cevap verirler.

Takip eden kısımlarda en yaygın olarak kullanılan plazma düzeneklerinden temel yapıları ve özellikleri itibari ile bahsedeceğiz. Bahsi geçen plazma düzenekleri, kapasitif kavramalı plazma ve ESR plazma düzenekleridir.

### 2.1.1. Kapasitif kavramalı RF plazma

En yaygın olarak kullanılan plazma reaktörlerinden olan KKRF-Kapasitif Kavramalı RF plazma düzeneğinin temel şematiği şekil 2.1 de verilmektedir. Bu düzeneklerin en yaygın biçimi paralel plakalı reaktörler olup, bu plakalardan biri RF kaynağa bağlı iken, diğeri topraklanmıştır. Bu plakalar genellikle plazma ile doğrudan temas halinde olup genellikle su ile soğutulurlar. Güç bağlı olan elektrot bir kavrama sığısı üzerinden yüksek frekanslı bir sinüs işareti ile sürülür ve kavrama sığısı normal olarak uyumlandırma devresine entegre edilmiştir. Bu uyumlandırma devresi, boşalma empedansını RF güç kaynağının çıkış empedansına uyumlandırır. Böylece boşalma üzerine en yüksek güç transferi gerçekleşmiş olur. Elektron akı değeri, yüksek hareketlilikleri nedeni ile iyonlardan çok daha yüksektir. Bu yüzden beklendiği üzere, başlangıçta, elektronlar iyonlardan daha fazla miktarda elektrot tarafından toplanacaktır. Bu ise plazma ve elektrot arasında pozitif yük düzlemi oluşturur ve elektrot etrafında oluşan yarı-nötrlülüğü kırar. İlgili elektrik alan, elektronları geri püskürtürken iyonları elektroda doğru hızlandırır. Dengeli vaziyette iken elektron akı değeri, iyon akı değerine eşittir. Kılıfta pozitif iyonlar, kılıf elektrik alanının hızlandırması boyunca plazma ve elektrotlar arasındaki potansiyel farka bağlı olarak enerji kazanır.

Elektrotun iyon bombardımanı teknolojik uygulamalarda çok geniş bir uygulama alanı sunmaktadır. Kimyasal reaksiyonlarla birlikte elektrotlar üzerine yerleştirilmiş materyallerin karmaşık işlemlerine imkan tanımaktadır. En popüler uygulama tabi ki mikroçip üretimidir. Simetrik boşalma durumunda, elektrot alanları eşittir. Bu ise elektrot kılıfları boyunca eşit RF gerilimi düşmesi sonucunu doğurur ve bu yüzden her iki elektrot ta eşit iyon bombardımanı olur. Ancak, elektrotlardaki iyon bombardımanı, simetrik olmayan boşalmalarda çok ciddi bir oranda artırılabilir. Küçük elektrottaki gerilim düşmesi, daha geniş yüzeyli elektrot üzerindeki gerilim düşmesinden daha büyüktür [23].



Şekil 2.1. Tipik KRF Plazma Çemberi

Elektron bombardımanı daha küçük yüzeyli olan elektrotta yoğunlaştığı için ve ayrıca pratik olarak çemberin topraklanmış duvarı nedeni ile topraklanmış elektrot daha geniş yüzey alanı olarak netice verir. KPPK'nın (Kapasitif Kavramalı Plazma Kaynağı) birinci sınırlaması malzemeye doğru oluşan iyon akışı iyon bombardıman enerjisinden bağımsız olarak ayarlanamaz. Bu yüzden yüksek yoğunluk gerektiren uygulamalarda daha yüksek güç uygulamak gerekir. Ancak bu durum, kılıfta oluşan gerilim düşmesini yükseltir ve hemen akabinde aynı anda yüzeydeki çarpışma enerjisini artırır. Bu da doğal olarak malzemeye hasar verir. Bu kısıtlamalar nedeni ile malzeme üzerine düşen enerji ve akının kontrol edilmesi için farklı mekanizmalar gerçekleştirilmesini zorunlu kılar.

### 2.1.2. Çift frekanslı RF plazma boşalması

Geleneksel olarak kullanılan tek frekanslı plazma boşalma sistemlerinde iyon yoğunluğu ile iyon enerjisini bir birinden bağımsız olarak kontrol edemeyiz. Ancak çifte frekans kullanımı ile birlikte bu konuda bir takım esneklikler sağlanmış bulunmaktadır [24,25,26,27,28,29,30]. Düşük basınç değerlerinde, malzeme üzerine doğru oluşan iyon akı değeri  $\Gamma_i$ ,  $n_0$  plazma kılıf sınırındaki yoğunluk ve  $u_B$  Bohm hızını ifade etmek üzere, şu şekilde tanımlanır.

$$\Gamma_i = n_o u_B \quad (2.1)$$

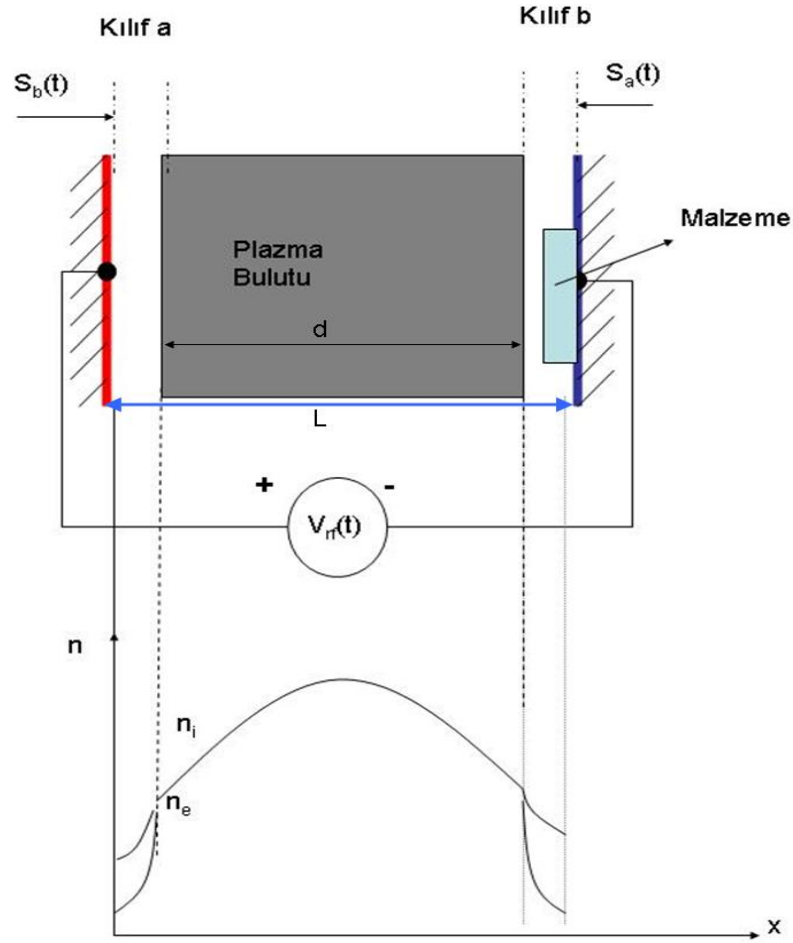
Elektrot yüzeyine çarpan iyonların çarpma enerjisi kılıf potansiyeline bağlıdır ve iyon potansiyeli, iyonlar kılıf boyunca hareket ederken düşer. Düşük basınç değerlerinde yüzeyi bombardıman eden iyonların ortalama enerjisi  $E_i$  denklem 2.2 de verildiği üzere tanımlanmaktadır.

$$E_i = eV_s \quad (2.2)$$

Burada  $e$  elementer elektrik yükü ve  $V_s$  zamansal ortalama kılıf potansiyelidir. Böylece plazma yoğunluğu ve kılıf gerilimi bağımsız olarak kontrol edilebilirse iyon akımı ve malzeme üzerinde oluşan iyon çarpışma enerjisi de bağımsız olarak kontrol edilebilir.

## 2.2. Plazma Kılıfı

Plazmanın en önemli özelliklerinden birisi plazma ile plazmanın temas edeceği nesne arasındaki kılıfın formasyonudur. Genel bir plazma kılıf yapısı, şekil 2.1 ile verilmektedir. Plazmanın kendisinin aksine kılıf bölgesi çok şiddetli elektrik alanına sahiptir. Bu elektrik alanlar elektrotlara doğru yönelmiştir ve bu yüzden pozitif yüklü parçacıkları hızlandırırken negatif yüklü parçacıkları iterler. Plazma ortamında üretilen iyonlar kılıfa girer ve kılıf boyunca elektrik alanın etkisi ile hızlanarak enerji kazanırlar. Ancak diğer yandan çarpışmaların etkisi ile enerji kaybederler. Bu yüzden sınır kılıfı plazma ile yüzey etkileşimlerinde çok büyük bir öneme sahiptir. Elektrot yüzeyi üzerindeki iyonların çarpışma enerjisi, kılıf potansiyeli, kılıf kalınlığı, iyon-nötral ortalama yolu ve iyonların kılıf içerisindeki geçiş zamanı gibi kılıf özelliklerine bağlıdır. Çarpışmasız durum için; Maxwell dağılımı gösteren elektronların  $T_e$  sıcaklığında olduğu, iyonların soğuk ve  $T_i=0$ , plazma kılıf ara yüzü boyunca  $n_e(0)=n_i(0)$  olduğu kabullerinden hareket ederek  $x=0$  düzleminde iyonların sıfır potansiyele sahiptirler ve bu durumda kılıf boyunca iyon enerji korunumu ifadesi denklem 2.3'te verildiği şekildedir.



Şekil 2.2. Plazma Kılıf yapısı

$$\frac{1}{2}Mu^2(x) = \frac{1}{2}Mu_s^2 - e\Phi(x) \quad (2.3)$$

Burada  $M$  iyon kütlesi,  $u$  iyonların plazma kılıfı üzerindeki savrulma hızı,  $e$  elementer yük ve  $\Phi(x)$  kılıf boyunca oluşan potansiyel değişimidir. Düşük basınç ve ince bir kılıf kabul edildiğinde, kılıftaki iyonlaşma ihmal edilebilir ve iyon akı korunumu ifadesi denklem 2.4 ile verildiği üzere tanımlanır.

$$n_i(x)u(x) = n_{is}u_s \quad (2.4)$$

Burada  $n_i$  iyon yoğunluğu,  $n_{is}$  kılıf kenarındaki iyon yoğunluğudur.  $U$  için çözüm aradığımızda denklem 2.5 elde edilir.

$$n_i = n_{is} \left( 1 - \frac{2e\Phi}{Mu_s^2} \right)^{-1/2} \quad (2.5)$$

Elektronların  $T_e$  sıcaklığında Boltzmann denge durumunda olduğunu kabul ederek, elektron yoğunluğu Boltzmann ilişkisi olarak denklem 2.6 ile verilmektedir.

$$n_e(x) = n_e e^{e\Phi(x)/kT_e} \quad (2.6)$$

Burada kılıf kenarındaki elektron yoğunluğu  $n_{es} = n_{is} = n_s$ . Kılıf boyunca oluşan potansiyel değişimi ise Poisson denklemi ile tanımlanmaktadır.

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_e - n_0) \quad (2.7)$$

Burada  $\epsilon_0$  serbest hava elektriksel alan geçirgenliğidir. Bu denklem bize kılıf potansiyeli, iyon ve elektron yoğunluğunu verir. Ancak Poisson Denkleminin tam çözümü denklem 2.8'de verilen şartı sağlamak koşulu ile nümerik olarak bulunabilir.

$$u_s \geq u_B = \sqrt{\frac{kT_e}{M}} \quad (2.8)$$

Bu denklem kılıf formasyonu için Bohm kılıf kriteri olarak bilinir [2]. Kılıf eşiğindeki iyonların hızı kritik Bohm hızını geçmelidir. Bu yüzden plazma ve kılıf arasında, iyonları Bohm hızına kadar hızlandıracak küçük bir elektriksel alan olmalıdır. Küçük bir potansiyel, iyonlar üzerinde kayda değer bir etki yaparken, sıcak elektronlar üzerinde bir etki bırakmaz. Yarı nötr yapı da ön kılıf bölgesinde hala bulunur. Kılıf bölgesinde elektron yoğunluğunun iyon yoğunluğundan her zaman daha küçük olması gerektiği sonucunu doğurur.

### 2.2.1. Gezen duvar kılıf potansiyeli

Plazma ile elektriksel olarak gezen duvar arasındaki potansiyel düşmesi, duvar üzerindeki iyon akı değerinin elektron akı değerine eşitlenmesi ile belirlenebilir. Bu ise kılıf boyunca akan elektron miktarının iyon miktarına eşit olması şeklinde tanımlanabilir.

$$\Gamma_i = \Gamma_e \quad (2.9)$$

Kılıftaki akının korunumu ilkesince duvardaki iyon akımı kılıf eşiğindeki iyon akı değeri ile eşit kabul edilebilir. Bu yüzden duvardaki iyon akı değeri,  $n_s$  duvardaki elektron değeri olmak üzere denklem 2.10 ile verildiği üzeredir.

$$\Gamma_i = n_s u_B \quad (2.10)$$

Ortalama elektron hızı  $\bar{v}_e = \sqrt{\frac{8eTe}{\pi m}}$  ve  $\Phi$ , kılıf – ön kılıf kesişimine göre duvar potansiyeli olmak üzere, elektron akı değeri, denklem 2.11’de olduğu üzeredir.

$$\Gamma_e = \frac{1}{4} n_s \bar{v}_e \exp\left(\frac{e\Phi}{kT_e}\right) \quad (2.11)$$

Denklem 2.8 ile verilen Bohm hızını bu ifade ile birlikte kullanarak, duvar potansiyel değerini hesapladığımızda denklem 2.12 elde edilir.

$$\Phi = -Te \cdot \frac{1}{2} \ln\left(\frac{M}{2\pi m}\right) \quad (2.12)$$

Görüleceği üzere bu değer, iyon kütlesi, elektron kütlesi ve elektron sıcaklığı  $T_e$  'nin ifadesi biçimindedir.  $H_3^+$  iyonları için, logaritma ile ifade edilen kısım [2]

$$\ln\left(\frac{M}{2\pi m}\right) \approx 2.8 \text{ olarak elde edilir.}$$

### 2.2.2. Yüksek gerilim kılıfları

Kılıf potansiyeli  $T_e$  ile karşılaştırıldığında sıklıkla çok daha yüksek bir gerilim aracılığı ile sürülür. Kılıflardaki potansiyel, bu tip yapılarda plazma kılıf kenarına nazaran oldukça negatif bir değere sahiptir. Elektrotlara dışarıdan bir yüksek gerilim uygulandığında kılıf potansiyeli değişir. Matris Tipi Kılıf, yüksek gerilim kılıflarını tanımlayan en basit kılıf modelidir. Bu model her ne kadar tam doğru bir model olmasa da kılıf oluşumuna ilişkin olarak içeriği ile ilgili bilgi verir.

Kılıf bölgesinde yalnızca iyonları içerdiği ve elektrot plazma ara yüzündeki yüksek potansiyel engeli nedeni ile elektronların plazma içerisinde kaldığı kabul edilir. Beslenen elektrot, elektrik akımını geçirdiğinden, gezen kılıfın sıfır net akım gereksinimine ihtiyaç yoktur. Onun yerine plazma ve elektrot arasındaki potansiyel fark, kılıf şartlarını sağlar. Boşluk bölgedeki iyonların düzgün bir matris yapısı içerisinde dizildikleri kabul edilir. İyonlar homojen bir yapı içerisinde dağılmadığından, bu yapı gerçek yapılar ile aynı değildir ancak bize gerçeğe yakın bilgi verir.  $n_s$  kılıf üzerindeki potansiyel değeri olmak ve kılıf üzerinde  $n_e \approx n_s e^{\Phi/T_e} \rightarrow 0$  olmak üzere

$$\frac{dE}{dx} = \frac{en_s}{\epsilon_0} \quad (2.13)$$

$$E = \frac{en_s}{\epsilon_0} x \quad (2.14)$$

Burada  $n_i$  kılıftaki iyon yoğunluğudur. Görüldüğü gibi elektrik alanı  $x$  mesafesine göre doğrusal bir değişim gösterir.  $d\Phi/dx = -E$  ifadesini entegre ettiğimiz vakit, denklem 2.15'i elde ederiz.



$$\Phi = -\frac{en_s}{\epsilon_0} \cdot \frac{x^2}{2} \quad (2.15)$$

$x=s$  üzerinde  $\Phi = -V_0$  dönüşümü yapıldığında, matris tipi kılıf kalınlık değerini elde ederiz ki bu ifade denklem 2.16 da verildiği biçimdedir.

$$s = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 V_0}{en_s}} \quad (2.16)$$

Debye dalga boyu  $\lambda_{De} = (\epsilon_0 T_e / en_s)^{1/2}$  olmak üzere denklem 2.16 ifadesi, Debye dalga boyu cinsinden denklem 2.17 ile ifade edilir.

$$s = \lambda_{De} \sqrt{\frac{2V_0}{n_s}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 T_e}{en_s}} \sqrt{\frac{2V_0}{n_s}} \quad (2.17)$$

Child Law Kılıf Modeli, iyon matris kılıf modeli, yüksek basınç altında iyon hareketlerinin sınırında iyi bir yaklaşım olabilir. Daha önce anlatılan matris tipi kılıf modeli, elektrot yüzeyine doğru oluşan iyon hızlanmalarına bağlı iyon yoğunluğu azalmasını açıklamamaktadır. İyonlar elektroda doğru hızlandırılırken iyon yoğunluğu düşer. Kılıfa giren iyonların başlangıç enerjileri, kazanılan enerji ile karşılaştırıldığında, kılıftaki potansiyel düşmesine nazaran küçüktür ve iyon enerji korunum denklemi aşağıdaki biçimde düzenlenebilir [2].

$$\frac{1}{2} M_i u^2 = -e\Phi(x) \quad (2.18)$$

Ve akı çevrimi,  $J_0$  sabit iyon akı yoğunluğu olmak üzere denklem 2.19 da verilmektedir.

$$en_s(x)u(x) = J_0 \quad (2.19)$$

$$n(x) = \frac{J_0}{e} \left( -\frac{2e\Phi}{M_i} \right)^{-1/2} \quad (2.20)$$

Poisson denklemi kullanılarak  $J_0$  ifadesini elde ettiğimizde, elimize denklem 2.21 geçer

$$J_0 = \frac{4}{9} \left( \frac{2e}{M_i} \right)^{1/2} \cdot \frac{V_0^{3/2}}{s^2} \quad (2.21)$$

burada  $V_0$  uygulanan elektrot gerilimi,  $s$  kılıf kalınlığını ve  $M_i$  iyon kütlesini ifade etmektedir. Bu durumda kılıf kalınlığı  $s$  denklem 2.22 ile verildiği biçimde elde edilir.

$$s = \frac{\sqrt{2}}{3} \lambda_{De} \left( \frac{2eV_0}{kT_e} \right)^{3/4} \gg \lambda_{De} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT_e}{e^2 n}} \quad (2.22)$$

Görüldüğü üzere Child Law kılıfı, matris tipi kılıf kalınlığından  $(V_0/T_e)^{1/4}$  kadar büyüktür ve yoğunluk ifadesi aşağıdaki biçimde elde edilir.

$$n = \frac{4}{9} \frac{\epsilon_0}{e} \frac{V_0}{s^2} \left( \frac{x}{s} \right)^{-2/3} \quad (2.23)$$

### 2.2.3. Çarpışma baskın kılıflar

Kılıfa ilişkin temel mekanizmaları inceledikten sonra birazda iyonların kinetiğini ele alalım. Basınç artarken, iyonların kılıf boyunca hareketi sırasında iyonları çarpışmaya çeker. Böylece iyonlar çarpışma ile enerjilerini kaybederken, ortalama çarpışma enerjileri düşer. Çarpışmalı kılıf durumunda ise, kılıfi geçen iyon, kılıf boyunca oluşan bütün gerilim düşmesi iyonun kendisi için bir enerji kazancına dönüşmez. Elektrot yüzeyindeki enerji de çarpışmalara bağlıdır ve ortalama serbest yolun  $\lambda_i \ll s$  olduğu durumu ele alınırsa, enerjinin korunumu kabulü daha fazla geçerli olmayacaktır.  $P > 10$  Paskal için akı değeri

$$J_0 = \left(\frac{2}{3}\right)\left(\frac{5}{3}\right)^{3/2} \epsilon_0 \left(\frac{2e\lambda_i}{\pi M}\right) \left(\frac{V_0^{3/2}}{s^{5/2}}\right) \quad (2.24)$$

### 2.3. RF Kılıf ve İyon Enerji Dağılım Fonksiyonu- IEDF İlişkisi

Çarpışmasız kılıf durumu için bütün iyonlar  $V_0$  enerjisine sahiptir. Bununla birlikte, bu durum şiddetli çarpışma baskın durumlar için geçerli değildir. Çarpışma ve çarpışma karakteristikleri, IEDF yapısını çok etkin bir biçimde değiştirdiklerinden önemlidir. Bu maksatla, sabit ortalama serbest yola sahip olmak üzere gerçekleşen yük değişim çarpışmalarının dikkate alınması gerekmektedir [31]. Bu kabulün gerekçesi, yük değişim çarpışma kesitinin logaritmik olarak hıza bağlı olmasıdır. Ayrıca iyonizasyonun olmadığı, kılıf içerisinde akı değerinin korunduğu ve gaz sıcaklığının sıfır olduğu durumlarda yukarıda bahsi geçen özel durum dikkate alınır. Kılıf potansiyel eşitliği olarak verilen denklem 2.26 kullanılarak,  $\lambda \ll s$  olmak şartı ile IEDF aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$f(E) = \frac{3}{5} \frac{s}{\lambda} \exp\left(-\frac{3}{5} \frac{s}{\lambda} \frac{E}{V_0}\right) \quad (2.25)$$

#### 2.3.1. RF kılıf

Bir AC gerilimi kılıf üzerine uygulandığı zaman daha karmaşık dinamikler ortaya çıkar. V.A. Godyak [32] ve arkadaşları, kılıf içerisindeki dinamikleri açıklamak için, boşalmanın simetrik yapıda olduğu kabulünden hareketle, basit analitik denklemler içeren nicel bir yöntem geliştirdiler. Boşalma sırasında iyon yoğunluğunun düzgün ve zamana bağlı olarak sabit olduğu, ayrıca kılıf bölgesinde her hangi bir elektron olmadığı kabul ettiler. Bu kabuller daha evvelce bahsedilen, sabit matris kılıf modellerine oldukça uygun bir yapıyı tanımlamaktadır. Kılıf içerisindeki  $E_a$  elektrik alan değerini, Poisson denkleminin entegrasyonu aracılığı ile belirlendiler.

$$E_a(x,t) = \frac{en}{\epsilon_0} [x - s_a(t)] \quad (2.26)$$

Denklem 2.27 verilen  $s_a(t)$  kılıf kenarına ilişkin rastlantısal konumu ifade ederken,  $\bar{s}$  zamana bağlı ortalama kılıf kalınlığını ifade eder.

$$s_a(t) = s(1 - \sin(\omega t)) \quad (2.27)$$

Bu durumda kılıf yapısı, daha önce DC kılıflarda olduğu üzere durağan bir yapıya sahip değildir ve zamana bağlı olarak salınır. Bu arada iyonlar her hangi bir akım taşımadıkları gibi kılıftaki elektron dağılımı sıfır kabul edilir. Bu yüzden kılıf boyunca oluşan akım yer değiştirme akımıdır. Yer değiştirme akımı  $E_a$  nın zamana bağlı türevi ile verilir.

$$I_a(t) = \epsilon_0 A \frac{\partial E_a}{\partial t} \quad (2.28)$$

Burada A elektrodun alanını ifade etmekte olup akımın devamlılık prensibine bağlı olarak,  $I_a = \tilde{I}_{rf}$  olacak şekilde bahsi geçen akım boşalma akımına bağlıdır.

$$I_a(t) = I_{rf}(t) = \tilde{I}_{rf} \cos(\omega t) \quad (2.29)$$

Bu denklem

$$I_{rf}(t) = -enA \frac{ds_a(t)}{dt} \quad (2.30)$$

Şeklinde çözüm verirken, s ve A arasında aşağıdaki ilişki bulunur.

$$s = \frac{\tilde{I}_{rf}}{en\omega A} \quad (2.31)$$

a kılıfı üzerine düşen gerilim miktarı ise denklem 2.32 ile verildiği şekilde tanımlanmaktadır.

$$V_a(t) = \int_0^{s_a(t)} E(x,t) dx = -\frac{en}{2\epsilon_0} (s_a(t))^2 = -\frac{ens^2}{2\epsilon_0} (1 - \sin(\omega t))^2 \quad (2.32)$$

Aynı şekilde b kılıfı üzerinde oluşan gerilim düşmesi

$$V_b(t) = -\frac{ens^2}{2\epsilon_0} (1 + \sin(\omega t))^2 \quad (2.33)$$

Plazma üzerine düşen gerilimi sıfır ve yok kabul edip, a ve b elektrotları üzerindeki  $V_a$  ve  $V_b$  gerilim değerlerini birleştirerek boşalma üzerindeki gerilim değerini aşağıda verilen denklem 2.34 de olduğu biçimde elde ederiz

$$V_{rf}(t) = V_a(t) - V_b(t) = \frac{2ens^2}{\epsilon_0} \sin(\omega t) \quad (2.34)$$

Toplam gerilim ifadesinin boşalma üzerinde harmonikleri yokken tek tek gerilim değerleri için ikinci harmonik üretimi bulunmaktadır. Uygulanan RF gerilimi  $V_{RF}$  denklem 2.35 ile verildiği üzere dir.

$$V_{rf}(t) = |V_{rf}| \sin(\omega t) \quad (2.35)$$

Uygulanan RF gerilimi ile kılıf kalınlığı  $s$  arasındaki ilişki denklem 2.36 de verildiği üzere tanımlanmaktadır.

$$s = \sqrt{\frac{\epsilon_0 |V_{rf}|}{2en}} \quad (2.36)$$

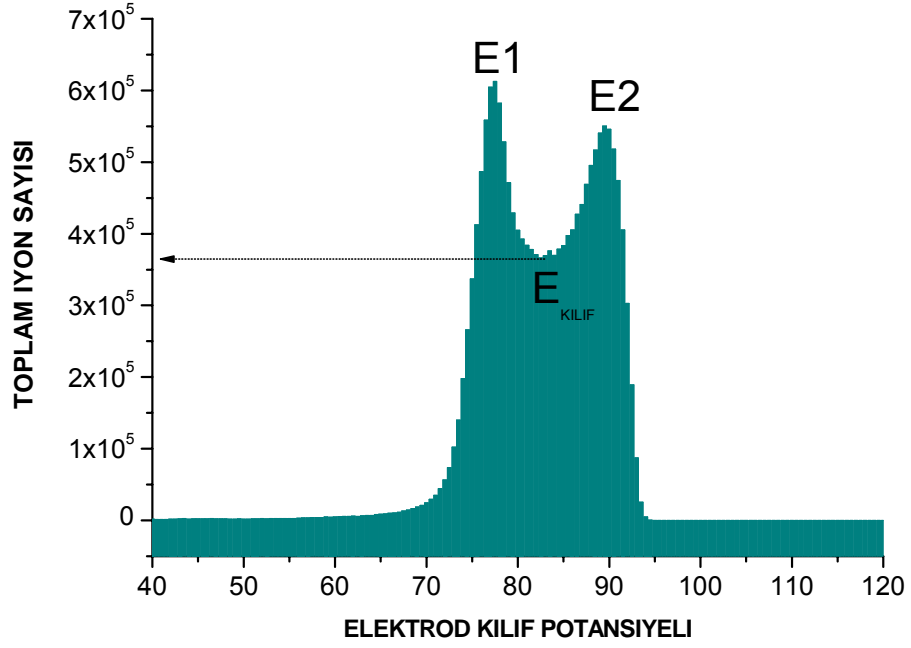
Gerçekte kılıf dinamikleri bundan çok daha karmaşıktır ve çözüme ilişkin başka modeller bulunmasına rağmen, bu model kılıfa ilişkin temel RF kılıf davranışlarını

ifade etmektedir. Hidrojen boşalmalarda RF kılıf dinamikleri özel olarak karmaşıktır. Bu özel koşullar altında tersine alan gözlemlenir [33,34]. Kılıftaki elektrik alan, RF salınım frekansı  $\omega_a$  için tersine döner. Bu tersine dönme işlemi, görece yüksek hareketlilik sahibi hidrojen iyonları ile düşük hareketliliğe sahip hidrojen gazındaki elektronların birleşiminden meydana gelir. Bu alan tersinme işlemi, elektroda doğru oluşan pozitif iyon akısı ile negatif elektron akısı arasındaki kompanzasyonu sağlar.

### 2.3.2. IEDF dağılımı ve elektron yoğunluğu ilişkisi

IEDF dağılımı, salınan plazma kılıf sınırlarındaki elektrik alan etkisi ile hızlanan iyonlar hakkında bilgi verirler ve bu yüzden aradaki ilişki IEDF ve kılıf potansiyelinin zamana bağımlılığı kullanılarak elde edilebilir. Godyak [21], simetrik boşalma düzenekleri için RF kılıf modelinin tanımlanmasını yaptı ve IEDF'yi plazmaya ilişkin temel parametreleri belirlemek için kullandı. Potansiyelin zamana göre türevinin sıfır olduğu durumlarda semer yapısında olduğu üzere iki tepe değeri beklenir ve sinüs karakterli bir kılıf potansiyeli için, her iki tepe değerinin ortasında yer alan ve bir başka ifade ile ortalamasını ifade eden değer her iki yanında tepe değerleri olan bir semer yapısını gösterir [35]. Her iki tepe değerinin de elde edilebilir olduğu, ideal bir IEDF cevabı şekil 2.3 ile verilmektedir.

Hidrojen plazmalar için iyonların nötraller ile çarpışma kesiti iyon akışı ile karşılaştırıldığında çok küçük olduğundan, 5Pa ile 30Pa arasındaki basınç seviyelerinde çarpışmasız olarak kabul edilir. Bu durumda çarpışmasız ortam için geliştirilen faz kayması, yoğunluk ilişkisi denklemi kullanılır. Eğer kılıf çarpışmasız ise, iyonlar enerji kaybına uğramazlar ve onların enerjileri elektrot potansiyeline nazaran kılıf kenar potansiyel değeri alınarak tanımlanır. IEDF şeklini belirleyen, iyon taşınma süresinin  $\tau_{ion}$ , RF periyoduna oranı Kawamura [26] tarafından denklem 2.37 ile verildiği biçimde tanımlanmıştır.



Şekil 2.3. Tipik Bir IEDF şeması

$$\frac{\tau_{iyon}}{\tau_{rf}} = \frac{3\bar{s}\omega}{2\pi} \left( \frac{M}{2eV_s} \right)^{1/2} \quad (2.37)$$

Burada  $\bar{s}$  zaman bağılı ortalama kılıf kalınlığı,  $\omega$ , RF frekansı,  $M_i$  iyon kütlesi,  $V_s$  zamana bağılı ortalama kılıf potansiyeli ve  $e$  temel elektron yükünü ifade etmektedir.

$\frac{\tau_{iyon}}{\tau_{rf}} \ll 1$  olduğu zaman, alan salınımı ile kıyaslandığında, iyon kılıf üzerinden çok

daha kısa bir zaman diliminde geçer. Bu şartlar altında, kılıfı geçen iyon, anlık kılıf gerilimi ve RF salınım faz bilgisini toplar. Bu durum düşük frekans rejimlerinde; IEDF RF modülasyonu, zaman bağımlı elektrik alan ve elektrik alana karşı iyonların tepkisi üzerinden gözlemlenebilir. Sonuç olarak, elde edilen IEDF iki tepe değeri olan bir yapıdır. Yüksek enerji seviyesine karşılık gelen nokta, iyonların kılıfa girdiği en büyük seviyeyi buna mukabil düşük enerji seviyesi ise iyonların kılıfa girdiği en düşük seviyeyi gösterir. Bu semer görünümlü yapı, zamana bağılı plazma potansiyelini merkez almaktadır.

Frekans artarken, iyonların kılıfı geçmek için kullandıkları RF salınım aralığı artar ve iyonlar daha fazla sabit bir potansiyel yerine tek bir potansiyel aralığı görürler. En yüksek potansiyel değeri altında kılıfa giren iyonlar, kılıf içerisinde düşük enerji seviyesine kadar varlıklarını devam ettirir ve bunun doğal sonucu olarak düşük enerji seviyelerinde kılıfa giren iyonlarla karşılaşır. Bu nedenle, semerdeki ikili tepe yapısı birbirine yaklaşarak analiz edilemez hale gelerek kaybolur.

Eğer  $\frac{\tau_{iyon}}{\tau_{rf}} \gg 1$  olursa, iyonlar kılıfı geçerken pek çok RF salınımına tanık olurlar.

Böylece, salınan RF kılıfı ortalama bir değer taşır ve iyonlar zamana bağlı ortalama kılıf potansiyeline tepki verirler [26]. Yüksek frekans rejiminde, iyon geçiş zamanının RF periyoduna oranı artarsa semer şeklinin genişliği, ayırık mesafe, azalır ve her ikisi de çözümlenemez hale gelinceye kadar yaklaşarak kaybolur. IEDF zamana bağlı ortalama kılıf potansiyeli etrafında merkezlenmiş tek bir tepe değeri ile ifade edilir.

Ancak iyon geçiş zamanının RF periyodu ile karşılaştırılabilir olduğu durumlar iyi bir şekilde anlaşılammıştır [36]. Bu orta frekans rejimi, yukarıda bahsi geçen iki rejim arasında kalmaktadır ve geçiş birkaç RF salınım süresini almaktadır. İyonlar kılıf sınır hızından daha düşük bir hızda hareket ederler. Böylece, elektroda ulaşmak için birkaç RF salınımı kat eden iyonlar zamanlarının bir kısmını düşük elektrik alan içerisinde ve bir kısmını da kılıfın yüksek alanı içinde geçirirler. IEDF, kılıfa giren iyonun fazına ve kılıfı geçmek için gereken RF salınım sayısına bağlıdır. Bu rejimde, ikili tepe formundaki yapı birbirine yakın bir şekilde ve değişen tepe değerleri ile birlikte gözlenebilir.

İyonların kılıfı geçme zamanı, RF periyodundan düşük ise semer yapıda ortaya çıkan tepe değerleri sırası ile maksimum ve minimum kılıf potansiyel değerlerini ifade eder. Aksi durumda ise, IEDF semer yapısında, maksimum ve minimum kılıf potansiyel değerlerine karşılık düşen bir yerde konumlanmaz. İki tepe değeri biri birine iyice yaklaşır ve iki tepe ayırt edilemez hale gelir. İki tepe arasındaki fark, zamansal ortalamalı kılıf potansiyeline, kılıf genişliğine, frekans ve iyonların



kütlesine bağlıdır [37]. Zamansal ortalama kılıf potansiyeli,  $V_s$ , aşağıda olduğu biçimde tanımlanmaktadır.

$$eV_s = \frac{E_1 + E_2}{2} \quad (2.38)$$

Burada  $E_1$  ve  $E_2$  değerleri sırası ile semer yapısı üzerinde gösterilen düşük ve yüksek tepe değerlerine karşılık gelen enerji seviyesini ifade etmektedir.  $\Delta E$ , bu iki tepe değeri arasındaki farkı,  $\Delta E = E_2 - E_1$  olacak şekilde ifade etmektedir. Benoit-Cattin ve Bernard [38], çarpışmasız RF kılıf modeli olarak düzgün kılıf elektrik alanı yerine Child – Langmuir uzay yükü kılıf elektrik alan değerini daha gerçekçi olarak kabul ederek ifade ettiler. Onların bu ifadesi Kawamura [39] tarafından aşağıdaki formda ifade edilmiştir.

$$\Delta E = \frac{8V_s}{3s\omega} \sqrt{\frac{2eV_s}{M_i}} \quad (2.39)$$

Burada  $V_s$ , zamansal ortalama kılıf potansiyeli,  $s$  kılıf genişliği,  $\omega$  frekans ve  $M_i$  iyon kütlesini ifade etmektedir ve  $\Delta E$  enerji farkı; frekansa, iyon kütlesine, uygulanan RF gerilimine ve kılıf kalınlığına bağlı olduğunu gösterir. Kawamura [39] temel hadiseleri açıklamak için daha gerçekçi bir RF kılıf modeli geliştirdi. Ancak nicel hesaplamalar için realiteden daha fazla özelliklere sahip kılıf kalınlığı değeri kullanıldı. RF kılıf kalınlığı, Child-Langmuir kanunu kılıf kalınlığından  $\sqrt{50/27}$  kat daha uzun olarak kabul edilmiştir [2]. Artış kılıf içerisinde elektronları da içine alan boşluk yüklerinin azalmasından kaynaklanmaktadır. Kılıf içindeki zamana bağlı ortalama elektronları içine alacak şekilde, çarpışmasız Child-Langmuir kanunu RF kılıf kalınlığı, Debye uzunluğu  $\lambda_{De} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 n}}$  olmak üzere denklem 2.42 ile ifade edilmiştir.

$$s = \sqrt{\frac{50}{27}} \frac{\sqrt{2}}{3} \lambda_{De} \left( \frac{2eV_s}{kT_e} \right)^{3/4} \quad (2.40)$$

Denklem 2.39 içerisinde yer alan kılıf kalınlığının eş değeri olan denklem 2.40 kullanıldığında, iki tepe farkını ifade eden denklem 2.41 türetilir.

$$\Delta E = 3.496 \frac{e^2 V_s}{\omega} \left( \frac{n}{\varepsilon_0 M} \right)^{1/2} \left( \frac{kT_e}{eV_s} \right)^{1/4} \quad (2.41)$$

Mutlak akı değerini, iyon kütle ayırıcı kullanarak gerçekleştirmek çok önemli olmasına rağmen karmaşık bir işlemdir. Elektrotlara çarpan mutlak iyon akı değerinin tespiti IEDF ile ilgili bi-modal üzerindeki tepeler farkından hareket ederek mümkündür. İyonların korunumu ilkesinden hareketle, elektrotlar üzerine doğru oluşan akı; n kılıf başlangıcındaki yoğunluğu,  $u_B = \sqrt{\frac{kTe}{M_i}}$  Bohm hızını ifade etmek üzere denklem 2.42 ile verilmektedir.

$$\Gamma = u_B n \quad (2.42)$$

nihayetinde elde edeceğimiz akı ifadesi denklem 2.43 de verilmektedir [2].

$$\Gamma = \frac{\varepsilon_0 \omega^2}{12.22} \sqrt{\frac{M_i}{(eV)^3}} \left( \frac{\Delta E}{e} \right)^2 \quad (2.43)$$

Elektrot yüzeyindeki yoğunluk değeri, denklem 2.44 de verilen ifadenin her iki yanının iyon hızına karşılık gelen  $u_i = \sqrt{\frac{2E}{M_i}}$  ile bölünmesi ile elde edilebilir ve denklem 2.44 bulunur [59].

$$n = \frac{\varepsilon_0 \omega^2}{12.22} \sqrt{\frac{M_i}{(eV)^3}} \left( \frac{\Delta E}{e} \right)^2 \sqrt{\frac{M_i}{2E}} \quad (2.44)$$

Burada  $M_i$ ,  $V$ ,  $(\Delta E)$ ,  $e$ , ve  $E$  değişkenleri sırası ile, iyon kütlesini, tepe-tepe kılıf salınım potansiyelini, ayırık değer, elektron birim yükü ve ortalama iyon enerjisini ifade eder.

#### 2.4. Kılıfta İyon Taşınması ve Kılıf Çarpışmaları

Ana plazma gövdesi ile pozitif iyon kılıflarının plazma potansiyeli, özellikle RF modülasyonludur [40]. RF boşalma kılıfları boyunca ilerleyen iyonlar, elektrotlara uygun bir enerji dağılımı ile ulaşırlar [41]. Bu durumda IEDF, salınan plazma kılıfının elektrik alanının etkisi ile ivmelenen iyonları ima edecektir. İyon enerjisi, iyonların kılıfı geçişi sırasında oluşan potansiyel farkından hareketle hesaplanır. Burada enerji dağılımını etkileyen iki temel faktör bulunmaktadır. Bunlar, kılıf boyunca iyonların geçiş zamanı ve kılıf boyunca giden iyonların çarpışması. Çalışmalarımız sırasında iyon geçiş zamanı, RF periyodu ile kıyaslanabilir bir değer olarak kabul edilmiştir. Bu sebeple, IEDF dışarıdan uygulanan potansiyelin fazına bağlıdır. İyonların çoğunluğu, kılıf potansiyelinin en büyük yada en küçük olduğu değerlerde içeri girerler. Sonuç olarak yüzeyde oluşan IEDF çok iyi bilinen semer şeklinde bir yapı ile karakterize edilir. Oluşan iki tepe değerinden biri en yüksek diğeri de en düşük kılıf potansiyelini ifade eder [3,42].

##### 2.4.1. Kılıftaki çarpışmalar

Plazma kılıf sınırına ulaşan iyonlar, kılıfa girerken kılıf potansiyelinin etkisi ile ivmelenerken enerji kazanırlar. Çarpışmanın olmaması halinde iyonlar kılıf boyunca hızlanır ve kılıf potansiyeline eşit bir enerji ile elektroda çarpar. Bununla birlikte, eğer ortalama iyon serbest yolu kılıf kalınlığından küçük hale gelirse, iyon kılıf boyunca hareket ederken çarpışma olasılığı oldukça yükselir. Basınç artarken, iyon-nötral çarpışmalarının olasılığı artar ve IEDF nin şekli önemli miktarda değişir. IEDF yapısı daha karmaşık hale gelir ve genişleyerek düşük enerji seviyelerine doğru kayar. Kılıftaki çarpışmanın tipi ve olasılığı IEDF nin şeklini etkiler. Burada meydana gelen çarpışma türleri aşağıda tartışılmaktadır.

Elastik Çarpışma; Elektrottaki iyonlardan dik olanların, oranında değişime ve kinetik enerji kaybına neden olur. İyonlar kılıf boyunca hareket ederken yalnızca yüzeye normal olan hız bileşenleri değişir. Böylece, eğer iyon kılıfta bir çarpışmaya uğramaz ise yüzeye dik bileşeni büyük, paralel bileşeni küçük olan bir hız ile çarpar. Ancak iyon bir nötral ile karşılaşır ise enerji kaybederek saçılmaya uğrayacaktır. Sonrasında, iyon elektroda dik bir şekilde, kılıf potansiyelinin etkisi ile, ivmelenerek yoluna devam eder ve elektroda bir açı ile erişir. Ancak bu erişme açısı saçılma açısından daha küçük bir açıdır. Elastik çarpışmanın etkisi, daha geniş açısız hız dağılımı ve kuyruk biçiminde düşük enerji seviyesi olarak ortaya çıkar. Büyük açılar boyunca saçılan iyonlar açısız dağılımı çokça etkiler. Hafif iyonlar beklendiği üzere daha ağır olan iyonlara nazaran büyük açılar ile saçılırlar.

Simetrik Yük Değişimi; farklı enerjilerdeki ilave birkaç tepe değeri aracılığı ile görülebilir. Bu şekilde yük değişimi gerektiren çarpışmalar olduğunda, yeni oluşturulan iyon, neredeyse durağan haldedir ve yüzeye doğru ivmelenmeye başlamalıdır. Kılıfta, RF modülasyonlu elektron yoğunluğunun etkisi ile çok sayıda tepe üretilir [22,38]. Zamana bağımlı kılıflar için, kılıf periyodik bir şekilde genişler ve büzülür. Eğer iyon plazmanın yarı nötral yapısı içerisinde yük değişimi şeklinde oluşursa, ki burada yerel elektrik alan değeri sıfırdır, iyonlar durağan vaziyette kalır. Öndeki elektron geriye hareket ettiği ve alan değeri yükseldiği zaman, iyon elektroda doğru hızlanır. Buna bağlı olarak, elektrottan aynı mesafede ve aynı zamanda oluşan bütün iyonlar birlikte hızlanır ve IEDF üzerindeki ikincil tepenin oluşumuna katkıda bulunur. Böylece başarılı bir RF salınımı ile birlikte, iyonlar yeni gruplar oluşturur. Düşük enerji seviyeli grup elektroda ulaşmadan 1 salınım önce oluşturulur. Her grubun ortalama enerjisi, iyonların tecrübe ettiği ortalama potansiyel düşümüne karşılık gelir. Bu yüzden dağılımdaki tepelerin sayısı, iyonların kılıfı geçerken harcadıkları RF salınım sayısını karakterize eder.

## 2.5. Hidrojen Kimyası

Hidrojen atomu, bir proton bir elektrondan oluşan basit bir yapıya sahiptir.  $H_2$  hidrojen molekülü ise daha karmaşık bir varlık olmakla birlikte hala basittir. Normal şartlarda saf bir hidrojen içerisinde uygun bir kimyadan bahsetmek mümkün

değilken, plazma ile birlikte böyle bir imkan çıkmaktadır. Bilindiği üzere plazma içerisinde yüklü parçacıklar, nötraller ve moleküller barındırmaktadır. Genellikle enerji yüklü elektronlar, molekül yapılarını kırar ve gazı iyonize eder. Plazma içerisindeki elektronlar, genellikle çok sıcak olup termal dengeden uzaktır. Bu durumda pek çok egzotik reaksiyon meydana gelerek tamamı uyarılmış seviyede olmak üzere  $H^+$ ,  $H_2^+$  ve  $H_3^+$  iyonları ile elektron, atom ve molekülleri içeren bir plazma elde edilir. Plazma ortamındaki elektron çarpması ile denklem 2.45 de verildiği üzere  $H_2^+$  iyonları üretilir [43].



Bu  $H_2^+$  iyonlarının ortam gazı ile çarpışması neticesinde ise denklem 2.46 da verildiği üzere daha büyük çarpışma kesitine sahip  $H_3^+$  iyonları elde edilir



Termal  $H_3^+$  iyonları, momentum transferine ilişkin çarpışma kesitinin baskın olduğu durumlarda ortam gaz molekülleri ile elastik çarpışma biçiminde etkileşim halinde olabilir. Bu yüzden düşük elektrik alanına sahip plazma ortamlarında dominant olan iyon  $H_3^+$  iyonudur. Plazma tarafından sınır kılıfına giren iyonlar bu yüzden daha baskın olarak  $H_3^+$  iyonlarıdır. Kılıf elektrik alanı aracılığı ile hızlandırıldıktan sonra,  $H_3^+$  iyonları ortam gazı ile çarpışmaya uğrayabilir ve  $H^+$  ile  $H_2^+$  iyonlarına dönüşebilir. 10eV ve daha yüksek enerji değerlerinde  $H_3^+$  iyonları, asimetric yük değişimi ve çarpışma nedenli bozunmalar sonucu  $H^+$  ve  $H_2^+$  iyonlarını üretecek şekilde bozular. Bu bozunma denklem 2.46 ile verildiği üzere  $H^+$  ve  $H_2^+$  iyonları ile nötral parçacıklar üretir [2,44,59].



Birkaç eV ve üzerinde,  $H_2^+$  yük değişimi iyon – nötral yer değiştirmesi için baskın yol olarak görülmeye başlar. Kılıf elektrik alanı ile hızlandırıldıktan sonra,  $H_2^+$

iyonlarının ortam gaz molekülleri ile çarpışması,  $H_2^+$  iyon yükünün  $H_2$  molekülüne transfer edilmesi biçimde sonuçlanır. Böylece, yenice oluşan  $H_2^+$  iyonu durağan halden ivmeli hale geçer. Pek çok  $H^+$  iyonu kılıfta oluşur. Kılıftaki  $H^+$  kimyası tercihen kompleks ve literatürde bahsi geçen pek çok yöntem ile elde edilir.

## 2.6. Faz Kayması, Girişimetre ve Yoğunluk İlişkisi

Temel olarak; bir iletim ortamına gönderilen mikrodalga bir bölücü üzerinden bölünerek biri referans diğeri ölçüm ortamından geçirilerek bir birleştirici üzerinde birleştirilmek istendiğinde, kat edilen mesafe ve ortamların yalıtkanlık özelliklerine bağlı olarak farklı faz ve genlik değerlerinde ulaşırlar. Ortaya çıkan fark plazmanın olmadığı ve olduğu durumlar için farklı olup, bize ortamın kompleks yalıtkanlık sabiti ve dolayısı ile plazma yoğunluğu hakkında bilgi verir.

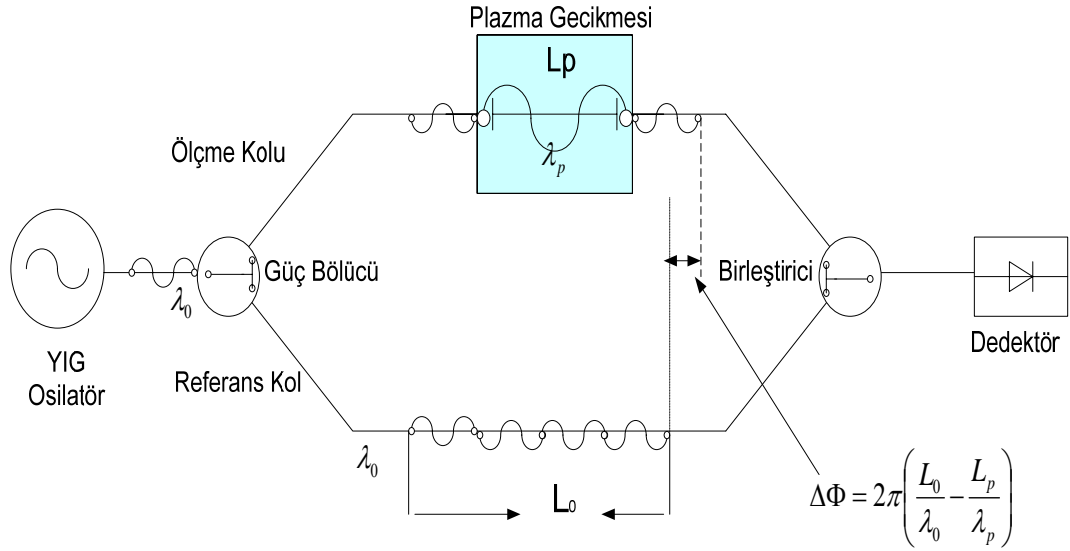
Bu ilişkinin varlığından hareketle pek çok akademisyen farklı gerekçelerle bu yöntemi kullanmıştır [11,45,46,47] ve bu gün girişimetre yöntemi plazma elektron yoğunluğunun tespit edilmesinde kullanılan temel yöntemlerden bir tanesi olmuştur. Örneğin, yüksek basınç plazma düzeneklerinde elektronların serbest hareket yolları Debye dalga boyundan küçük olduğu için, Langmuir sonda kullanımı çok uygulanabilir bir yöntem değildir ve bu durumda mikrodalga girişimetre uygun bir inceleme yöntemi olarak görünmektedir. Ancak çarpışma frekansının daha etkin olduğu atmosferik plazma sistemleri için yoğunluk ile faz kayması arasında ilişki doğrusal olmayan bir karakter arz ettiğinden buna uygun yeni çözümler yapılmalıdır [47].

### 2.6.1. Faz kaymasının nedenleri

Faz kaymasına neden olabilecek durumlar temel olarak üç tanedir. Her durum için şekil 2.4 referans olarak ele alındığında aşağıdaki faz kayması sonuçları elde edilir.  $L_0$  plazma yokken ve  $L_p$  plazmanın var olduğu durumda elektromanyetik dalganın kat ettiği mesafeyi ifade etmektedir. Buna göre  $\lambda_0$  ve  $\lambda_p$  sırasıyla plazmasız ve plazmalı ortamdaki dalga boylarına karşılık gelmektedir. Bu tanımlamalar altında ortamda meydana gelen faz kaymalarını şu şekilde ifade etmek mümkündür.

- Birinci durum ortam özelliklerinin aynı ancak uzunluklarının farklı olduğu yani  $L_p \neq L_0$  olduğu yapılardır. Bu durumda beklendiği üzere, uzun olan koldan gelen dalga kısa olana nazaran daha fazla gecikecektir. Bu gecikme, denklem 2.48 ile verildiği üzere faz kaymasını ifade eder.

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_0 - L_p) \quad (2.48)$$



Şekil 2.4. Faz kayması şematiği.

- İkinci durum elektromanyetik dalgaların kat ettiği mesafelerin aynı olduğu ancak ortam özelliklerinin farklı olduğu yapılardır. Bir ortamda hareket eden elektromanyetik dalganın hızı, ortamın yalıtkan sabiti ile manyetik geçirgenliğinin bir ifadesi olarak denklem 2.49 ile verilmektedir [ 48].

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \quad (2.49)$$

- Bir elektromanyetik dalga için verilen dalga boyu tanımı ise  $\lambda = v/f$  ile tanımlanmaktadır. Bu durumda, bilinen belirli bir frekansta boşlukta gönderilen elektromanyetik dalga plazma benzeri ortamlara girdiğinde faz hızının düştüğü görülür [48]. Bu şartlar altında bahse konu ortamdaki dalganın boyu denklem 2.50 ile verildiği biçimde ve çalışmalarımızda daha büyüktür.

$$\lambda_p = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\mu_r \epsilon_r}} \quad (2.50)$$

- Bu durumda beklendiği üzere, işaretler, ortama ilişkin uzunluklar aynı olmasına rağmen bir birlerinden farklı zamanlarda çıkışa varacaklarından aralarında bir faz kayması meydana gelecektir. Meydana gelen bu faz kayması denklem 2.51 ile verilmektedir.

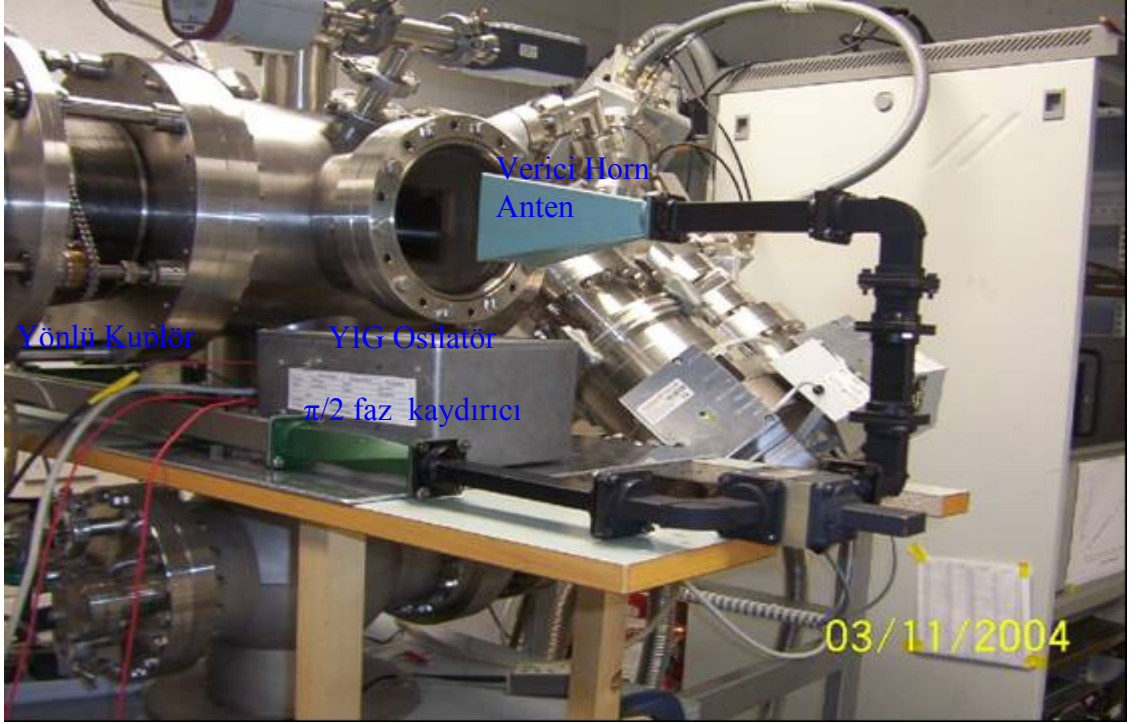
$$\Delta\phi = 2\pi L_0 \left( \frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda_p} \right) \quad (2.51)$$

- Üçüncü olasılık ise hem kat edilen mesafelerin hem de ortam özelliklerinin bir birinden farklı olduğu ortamları yani daha evvelce bahsi geçen iki olasılığın bileşkesi bir düzeni ifade eder. Buna ilişkin denklem 2.52 de verilmektedir.

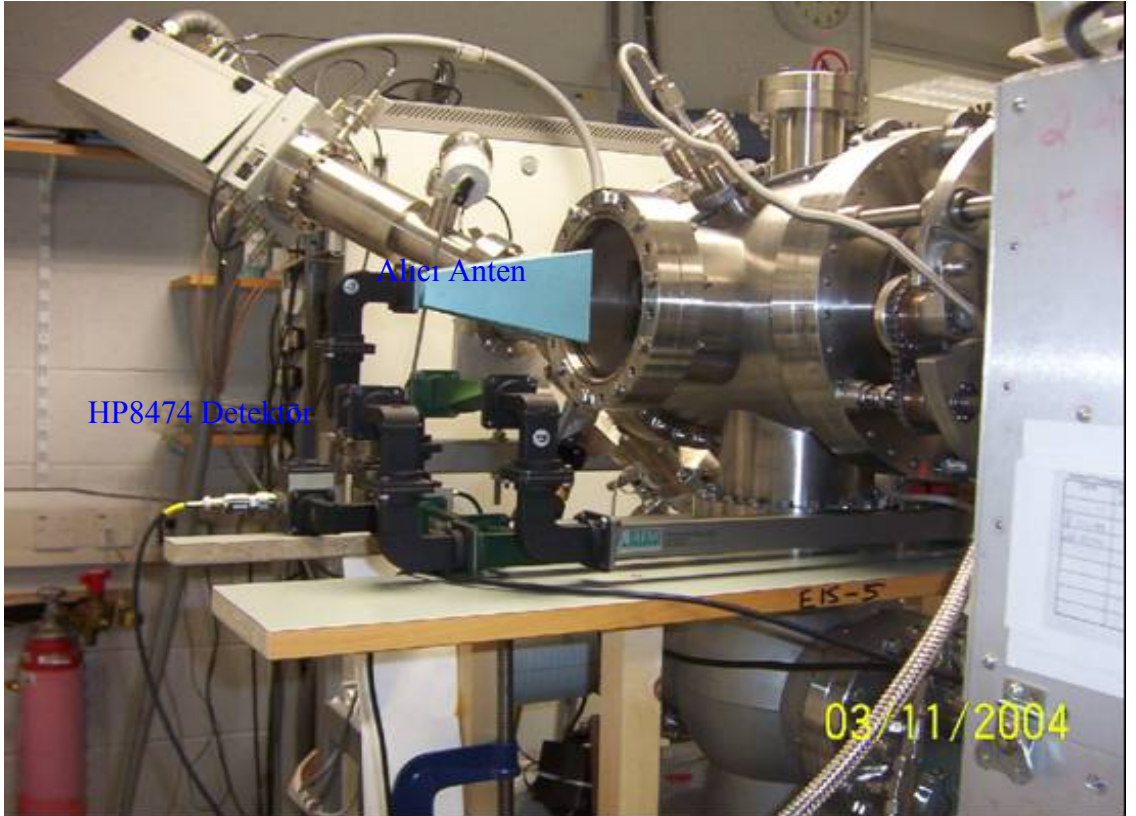
$$\Delta\phi = 2\pi \left( \frac{L_0}{\lambda_0} - \frac{L_p}{\lambda_p} \right) \quad (2.52)$$

Bu düzeneği kurmaktaki asıl amaç plazma yoğunluğunu elde etmek olduğundan iki farklı ölçme yapmak gerekmektedir. Bunlardan ilki plazma oluşmadan önce referans olarak kullanılmak üzere sistemin normal davranışdır. Böylece sistem içerisinde fiziksel yapılar nedeni ile ortaya çıkan yansıma, kırılma, kırınma ve saçılma kaynaklı işaretlerin toplamı kaydedilir. Daha sonra plazma oluşturulur ve işaret yeniden ölçülür. Böylece ilk ölçme ile ikinci ölçme arasındaki farktan hareket ederek, plazmanın neden olduğu faz kayması bulunur. Bu işlemler ölçüm yapılacaktır.





a) Önden görünüş



b) Arkadan Görünüş

Şekil 2.5. Kapasitif Boşalma Plazma Düzenegi İçin Tasarlanan Girişimetre Düzenegi.

RF kaynağın gücüne bağlı olarak bütün bir periyot boyunca tekrarlanır. Çünkü plazma haznesine uygulanan RF kaynağın gücü plazma çemberi içerisinde oluşan yoğunluğu dolayısı ile oluşacak faz kayması miktarını doğrusal olarak etkilemektedir. Bu işlemler daha sonra da değinileceği üzere farklı basınç şartları altında tekrarlanır. Şekil 2.6, plazma düzeneklerine ilişkin olarak kaydedilen referans ve plazma ortamı ölçümleri arasındaki kaymaya ilişkin yapılan ölçüm örneklerinden birini göstermektedir.



Şekil 2.6. Plazma Oluşturduğunda Referans İşarete Göre Oluşan Kayma

### 2.6.2. Plazma yalıtkanlık sabiti ve kırılma indisi

Zamana bağlı değişen bir elektrik alanın düzgün bir plazma içerisinde yayıldığını düşünelim.

$$E_x = \tilde{E}_x \cos(\omega t) = \text{Re}\{\tilde{E}_x e^{j\omega t}\} \quad (2.53)$$

Burada  $\tilde{E}_x$  ve  $\omega$ , sırasıyla ortalama elektrik alan genliği ile dalganın frekansını ifade etmektedir. İyon yoğunluğunu sonsuz kabul etmek üzere, elektron kuvvet denklemi

$$m \frac{d\tilde{u}_x}{dt} = -eE_x - m\nu_m \tilde{u}_x \quad (2.54)$$

ile ifade edilir. Burada  $\nu_m$ ,  $m$  ve  $u_x$  sırasıyla; elektron– nötral çarpışma frekansı,  $m$  elektron kütlesi ve  $\tilde{u}_x(t) = \text{Re}\{\tilde{u}_x e^{j\omega t}\}$ , ortalama elektron hızını ifade eder. Denklem 2.53 ve denklem 2.54 birlikte kullanılarak, kompleks hız ifadesi denklem 2.55 ile ifade edilir.

$$\tilde{u}_x = -\frac{e}{m} \frac{1}{j\omega + \nu_m} \tilde{E}_x \quad (2.55)$$

Toplam akım ise  $x$  düzlemi boyunca oluşan yer değiştirme akım yoğunluğu vektörü  $D$  ile  $x$  düzlemindeki akımın toplamıdır.

$$J_{Tx} = \varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + J_x \quad (2.56)$$

Burada  $J_{Tx}$ ,  $\varepsilon_0$  ve  $J_x$  sırasıyla, yer değiştirme akım yoğunluğu, havanın yalıtkanlık geçirgenliği ve iletkenlik akımını ifade eder. Soğuk plazma için yer değiştirme akım yoğunluğu ifadesi,  $e$  elektron yük değeri ve  $n_0$  elektron yoğunluğu olmak üzere denklem 2.57 ile verildiği üzere tanımlanmaktadır.

$$\tilde{J}_x = -en_0 \tilde{u}_x \quad (2.57)$$

Ayrıca biliyoruz ki  $\frac{\partial E_x}{\partial t} = \text{Re } j\omega \tilde{E}_x e^{j\omega t}$ . Bu durumda toplam akımı, denklem 2.58 ifade etmektedir.

$$\tilde{J}_{Tx} = j\omega \varepsilon_0 \tilde{E}_x - en_0 \tilde{u}_x \quad (2.58)$$

$$\tilde{J}_{Tx} = j\omega \varepsilon_0 \tilde{E}_x + \frac{e^2 n_0}{m} \frac{1}{\nu_m - j\omega} \tilde{E}_x \quad (2.59)$$

$$\tilde{J}_{Tx} = j\omega\varepsilon_0 \left( 1 + \frac{e^2 n_0}{m\varepsilon_0} \frac{1}{\omega(\nu_m - j\omega)} \right) \tilde{E}_x \quad (2.60)$$

$$\tilde{J}_{Tx} = j\omega\varepsilon_0 \left( 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\nu_m - j\omega)} \right) \tilde{E}_x \quad (2.61)$$

Denklem 2.61 içinde parantezde kalan kısım, kompleks plazma yalıtkan sabiti  $\varepsilon_p$  yi ifade etmektedir ve denklem 2.62 ile verilmektedir.

$$\varepsilon_p = j\omega\varepsilon_0 \left( 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\nu_m - j\omega)} \right) \quad (2.62)$$

$$\omega_{pe} = \frac{e^2 n_0}{m\varepsilon_0} \quad (2.63)$$

Plazma elektron frekansı  $\omega_{pe}$  ifadesinde yer alan  $\omega$  mikrodalga frekansı ve  $\nu_m$  çarpışma frekansına karşılık gelmektedir. Her hangi bir yalıtkan ortama ilişkin kırılma indeksinin kompleks formda ifadesi, gerçel ve sanal kısımları sırası ile kırılma ve kayıpları ifade etmek üzere  $\tilde{\mu} = \mu - ix$  ile tanımlanmaktadır ve plazma yalıtkan sabiti  $\varepsilon_p = \varepsilon_0 \kappa_p$  olmak üzere  $\kappa_p = \left( 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\nu_m - j\omega)} \right)$  dır. Plazmanın kırılma indisi ise  $\sqrt{\kappa_p}$  ile tanımlandığından, plazma kırılma indisi denklem 2.64 ile tanımlanmaktadır.

$$\mu = \left\{ 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\nu_m - j\omega)} \right\}^{1/2} \quad (2.64)$$

### 2.6.3. Ortalama aksenal yoğunluk –MDGM frekansı ilişkisi

Denklem 2.65; Kırılma indisi bilinen bir ortamdan geçen dalganın, referans yola göre oluşturduğu faz kayması  $\Delta\varphi$  değerini, ölçme için kat edilen plazma uzunluğu  $d$  olmak üzere, ifade etmektedir [11].

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^d (1 - \mu(x)) dx \quad (2.65)$$

Denklem 2.64 ile verilen kırılma indisi ifadesini, denklem 2.65’de yerine koyduğumuz zaman denklem 2.66 ile verilen ifadeye ulaşırız.

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^d \left( 1 - \left\{ 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\nu_m - j\omega)} \right\}^{1/2} \right) dx \quad (2.66)$$

Denklem2.66, çalışılan plazma ortamının çarpışmalı yada çarpışmasız olması durumuna göre iki farklı çözüm vermektedir. Çarpışmasız ortamlarda, gönderilen elektromanyetik dalga her hangi bir kayba uğramadan yalnızca faz bilgisi değişerek çıkışa ulaşır. Bu durumda  $\nu_m = 0$  olmak üzere kırılma indeksi.

$$\mu = \left\{ 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right\}^{1/2} \quad (2.67)$$

$\omega \gg \omega_{pe}$  olmak üzere denklem 2.68 ye yakınsanabilir.

$$\mu = \left( 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right) \quad (2.68)$$

Böylece faz kayması ifadesi denklem 2.69 da olduğu biçimde görünüm alır

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^d \left[ 1 - \left( 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right) \right] dx = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^d \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} dx \quad (2.69)$$

Öyle ki kırılma indeksinin yoğunluğa bağlı tanımı  $\mu(x) = \left\{ 1 - \frac{n(x)}{n_c} \right\}^{1/2}$  ifadesi ile verilirken, denklem 2.70 elektron yoğunluğu ile faz kayması arasındaki ilişkiyi ifade eder.

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^d \frac{n(x)}{n_c} dx \quad (2.70)$$

Burada mikrodalga frekansının kat ettiği yol üzerindeki entegral boyunca yoğunluğun sabit olduğu kabul edilerek;  $\int_0^d n(x) dx = Ne$  ve  $n_c = \frac{\varepsilon_0 m \omega_0^2}{e^2}$  olmak üzere çarpışmasız ortamlar için faz kayması ile plazma yoğunluğu ve algılama frekansı arasındaki ilişki denklem 2.71 ve denklem 2.72 ile iki farklı düzenleme halinde verilmektedir.

$$\Delta\varphi = \frac{de^2 N_e}{c \varepsilon_0 m 4\pi f_0} \quad (2.71)$$

$$N_e \cong 1,186 \times 10^6 \frac{f_0 \Delta\varphi}{d} \quad (2.72)$$

Burada  $c$ ,  $N_e$  ve  $f_0$  sırası ile metre/saniye cinsinden ışık hızı, kat edilen  $d$  mesafesi boyunca elde edilen ortalama yoğunluk ve Hz cinsinden olmak üzere kullanılan elektromanyetik dalganın frekansını ima etmektedir. Görüldüğü üzere çarpışmasız durumda faz kayması ile plazma yoğunluğu doğrusal olarak ilişkilidir. Plazma ortamının çarpışmalı olması yani atmosferik plazma benzeri yapılarda ise çarpışma frekansı hem mikrodalga frekansından hem de plazma frekansından büyük olabilir bu yüzden ihmal edilemez. Bu durumda plazma içerisindeki hareket, işarette faz kaymasının yanı sıra genliğinde de bir değişime neden olur. Çarpışma frekansı

plazma frekansı ve elektromanyetik dalga frekansına göre daha büyük olabilir ve bu durumda kırılma indeksi denklem 2.73 de verildiği biçimdedir.

$$\mu \cong 1 + \frac{1}{8} \frac{\omega_{pe}^4}{\omega_0^2 v^2} \quad (2.73)$$

Bu ifadenin yeniden faz kaymasını ifade eden denklem içerisinde kullanılması ile birlikte entegral ifadesi denklem 2.74 ve denklem 2.74 ün çözümü ile birlikte denklem 2.75 elde edilir.

$$\Delta\varphi = -\frac{\pi}{4\lambda} \int_0^d \frac{n^2(x)e^2}{n_e \epsilon_0 m v_m^2} dx \quad (2.74)$$

$$\Delta\varphi = -\frac{N_e^2 e^4 d}{16c\epsilon_0^2 m^2 \pi f_0 v^2} \quad (2.75)$$

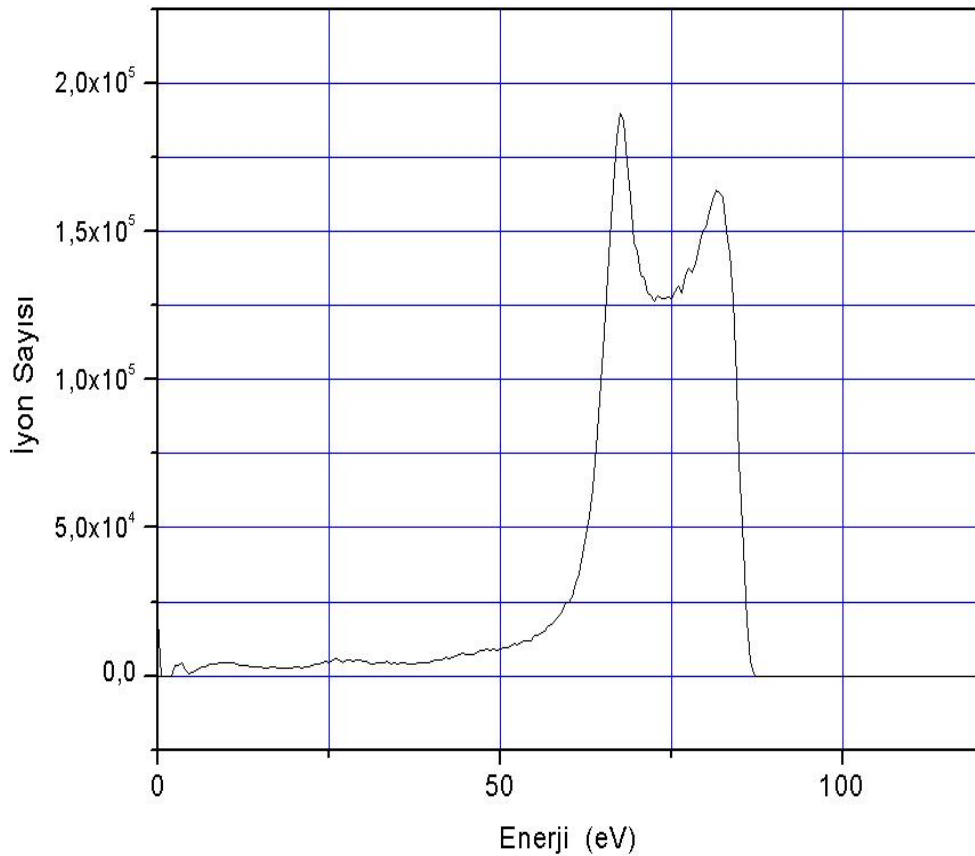
Çarpışma frekansı, kullanılan iyon cinsine ve ortam basıncına bağlı olarak değişmekte ve bir takım tablolar yardımı ile yaklaşık değerler olarak verilmektedir. Çarpışma frekansı için basınca bağlı yaklaşık bir değer hesabı yapmak da mümkündür. Yukarıda verilen çarpışmalı durum için plazma yoğunluğu ifadesi denklem 2.76 da olduğu üzere elde edilir.

$$N_e = 38.6v \sqrt{\frac{f_0 |\Delta\varphi|}{d}} \quad (2.76)$$

Burada d, entegral alınan doğrusal mesafe yani gözlem yapılan güzergahını metre,  $\Delta\varphi$  ölçülen faz kayması değerini radyan ve  $f_0$  gözlem yapılan mikrodalga frekansını Hz cinsinden ifade etmektedir.

#### 2.6.4. IEDF ve MDGM sınırlamaları

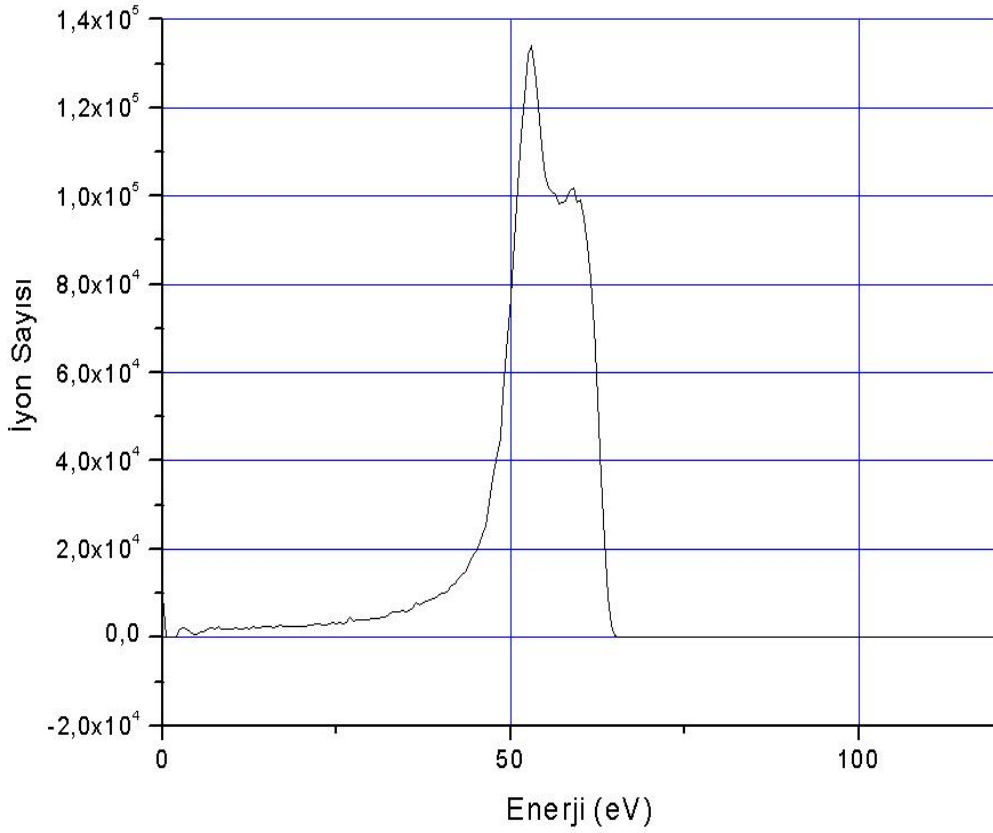
Ölçmeler sırasında dikkate alınan değişken parametreler, basınç ve güce bağlı olarak kılıf potansiyelidir. MDGM ve kütle spektroskopisi ise ölçme ve değerlendirme yöntem ve aracı olarak kullanıldı. Zamana bağlı ortalama IEDF verileri toplanarak, MDGM yöntemi ile elde edilen faz kayması ölçümlerinden hareketle hesaplanan değerlerle karşılaştırıldı. IEDF ölçümleri, şekil 2.7 ile verildiği üzere örnek model biçiminde dağılım gösterir. Böylece bir semer yapısı ile birlikte ortaya çıkan tepe değerleri ayırt edilebilir. Daha sonra ayrıntılı grafikleri verildiği üzere IEDF şekli, yüksek güç uygulanan durumlarda yani yüksek kılıf potansiyeli değerlerinde doyuma ulaşarak kaybolmakta yada kütle analizörünün çalışma sınırlarının dışına çıkarak ölçüm yapılamaz hale gelmektedir. Bu çalışma bölgelerinde veri alabilmek için çok daha karmaşık cihazlara ihtiyaç vardır.



Şekil 2.7.  $H_3^+$  İyonları için Çözümenebilir görünüm



Şekil 2.8 ile elde edilen IEDF verilerinden görüleceği üzere, belirli bir kılıf potansiyel değerinden sonra, semer üzerinde bulunan tepe değerleri arasındaki mesafe kaybolmaya başlamaktadır. Bu durum aslında daha önce bahsedildiği üzere iyon geçiş süresinin, RF salınım süresinden daha fazla olması ile açıklanabilir. Bu kaybolma yada tepe değerlerinin yaklaşması elektron yoğunluğu ölçümüne izin vermemektedir. Çünkü bu durumda, çözümlemede kullanılan (eV) ve ( $\Delta E$ ) değerleri belirlenemez.



Şekil 2.8.  $H_3^+$  iyonları için ikinci tepe değeri kaybı

## 2.7. Eksenel Elektron Yoğunluk Dağılımı – Abel Dönüşümü

Pek çok uygulama plazma içerisinde elektron yoğunluğu dağılımının nasıl olduğunu bilmeyi gerektirmektedir. Plazma sistemlerinin endüstriyel anlamda daha verimli olarak kullanılabilmesi için, elektron yoğunluk dağılımı bilgisi zorunlu bir ihtiyaç

haline gelmektedir. Bir başka ifade ile yoğunluk değerinin yanı sıra elektronların iki ve üç boyutlu olarak yerel noktalarda nasıl dağıldıkları önem taşımaktadır.

Bu yerel elektron yoğunluk dağılım tahmini, farklı şartlar altında plazma sistemini formülize ederek mümkün olabilir. Daha önce MDGM düzenekleri içerisinde anlatıldığı üzere doğrusal gözlem hattı ölçümleri bize eksenel dağılımlar hakkında fikir vermektedir. Bu kapsamda bu çalışma sırasında elimizdeki kapasitif kavramalı plazma düzeneğinin tek düzlemde yani eksenel olarak elektron dağılımını belirledik. Bu çözümlerler vasıtası ile eksenel olarak elektron yoğunluğunun mikrometreler mertebesinde modellemesini ve davranış biçimini de kestirmek mümkün oldu. Ayrıca yerel elektron yoğunluk dağılımı kestirimi aracılığı ile elektron sıcaklığı ölçümünde kullanılan en yaygın elemanlardan Langmuir sondalarının kalibrasyonun yapılabilmesi mümkündür [49,50].

Abel dönüşümü elektron dağılımının tespiti için kullanılan uygun bir yöntemdir. Sonuç formülü, bize yerel plazma dağılımını vermektedir. MDGM kullanarak yapılan gözlem güzergahı ölçümleri, Abel dönüşümüne veri sağlamak amacı ile yapılmaktadır. Bu kapsamda genellikle tek diziden oluşan bir ölçüm veri grubu oluşturulmaktadır. Daha sonra bu entegraller birinci dereceden entegrale dönüşür. Eksenel simetrik iki boyutlu düzlemde, gözlem güzergahları birbirine paralel seçilir ve bu durumda dönüşüm simetrik Abel dönüşümü [51] denir. Aksi halde asimetrik Abel dönüşümü olarak tanımlanır.

Xiao [51] , klasik yöntemlerin aksine Abel dönüşümü problemini yapay sinir ağları yöntemi ile gerçekleştirdi. Bu çözüm yöntemi kendi kendine öğrenebilen ve pek çok yapıya uygulanabilen esnek bir çözümdü. Öncelikli olarak elektron dağılımını yarıçapın  $f(r)$  ve gözlem güzergahının  $g(x)$  bir fonksiyonu olarak tanımladı. Ortaya koyduğu çözüm klasik yöntemlere nazaran daha hızlıdır.

Ruan [52] Fourier-Bessel açılımını temel alan bir Abel dönüşümü önerirken, Tomassini [53] Legendre açılımı kullanarak ve Milan [54] FFT temelli Abel dönüşüm yöntemleri önerdi. Bu çözümlerin her biri çok miktarda ölçüm verisini değerlendirmeye alacak özelliklere sahiptiler.

Glichrist [55] Ku bandında yerel elektron dağılımını iki boyutlu olarak gerçekleştiren bir MDGM düzeneği sundu. Network analizör kullanırken, plazma çemberinin neden olduğu rezonans ve çoklu güzergah etkilerini inceledi. Langmuir sondası ile MDGM ölçüm sonuçlarını karşılaştırarak belirli bir hata payı dahilinde birbirlerini izlediğini gösterdi.

Buie [56] , UM referans çemberi için çok biline Abel dönüşüm yöntemini 5. dereceden polinom çözümlü Abel dönüşümü ile karşılaştırdılar ve oluşan çıkıntılardan kurtulmayı başardılar. Yaptıkları çalışma ile plazma sınırlandırmasının, elektronları zorladığını ve iyonları dışarıya sızmaya çalışmalarına rağmen içeriye ittiğini gördüler. Bu sınırlandırma etkileri yerel maksimum emiş değerlerinde üstteki elektrot yakınında parlaklıklar oluşturmaktadır.

Lukas [57] 13.56MHz de KKRFP düzeneği için Ar kullanarak elektron dağılımını inceledi. 1mm MDGM düzeneği kullandılar ve Abel dönüşümü kullanarak çözüme gittiler. Deneysel sonuçları ile teorik model cevaplarının aynı olduğunu gösterdiler. Ayrıca elektrotların kenarlarına kadar mümkün olan seviyede ölçüm yapmaları gerekmektedir.

Bizim amacımız, Abel dönüşümüne ilişkin yeni bir çözüm üretmek yerine bu yöntemlerden birini alarak deneysel olarak kendi sistemimizde kullanmaktır. Bu çalışma sırasında, 27.12MHz H<sub>2</sub> gazı kullanan KKRFP düzeneği için aksenal elektron yoğunluğu dağılımını bulmak üzere, Fourier – Bessel[58] algoritması bir çözüm yöntemi olarak kullanıldı. Kapasitif kavramalı radyo frekans plazma düzenekleri için, elektron yoğunluğunun, düşük elektrot gerilimlerinin mevcudiyeti halinde, Gaussian dağılımı gösterdiği kaydedildi. Ayrıca elektron yoğunluğunun merkezden kenarlara nazaran 4-6 kat daha fazla olduğunu gösterildi.

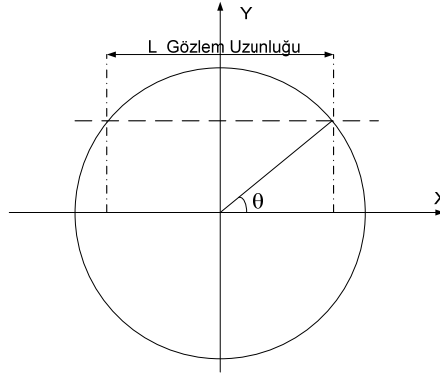
### **2.7.1. Abel dönüşümü teorisi**

Abel dönüşümü, MDGM ölçümlerini takip eden ve değerlendirerek yerel elektron yoğunluk dağılımları konusunda bilgi veren yöntemdir. MDGM bize şekil 2.9 ile

verildiği üzere gözlem güzergahı L üzerinde ortalama entegral değerini verir. Sistemimiz ve imkanlarımız dahilinde x eksenini boyunca 7 adet kesit belirlendi. Ancak 8 ve 9. kesitlere karşılık gelen yani elektrot kenarlarına ilişkin ölçme yapmak imkansız olduğundan buralardaki değerler tahmin edilmiştir. Dairesel yapıdaki elektrotların merkezinden başlayarak kenarlara doğru 6 cm boyunca ölçüm alındı. Her gözlem güzergahı yarıçap, R ve  $\theta$  açısı cinsinden formül edildi.

$$I(p, \varphi) = \int_L n(r, \theta) dS \quad (2.77)$$

Burada  $n(r, \theta)$  yerel elektron yoğunluğu olup polar koordinatlarda verilmektedir.  $I(p, \varphi)$ , L güzergahı boyunca ölçülen toplam elektron yoğunluğuna karşılık gelir ve kullandığımız düzenek için elektron dağılımının denklem 2.78 ile verildiği üzere simetriktir ve denklem 2.78 ile verilmektedir.



Şekil 2.9. Gözlem Güzergahının yerleşimi

$$n(r, \theta) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} [a_m^l \cos m\theta] g_m'(r) \quad (2.78)$$

$$I(p, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \left[ a_m^l \int_L (\cos \theta) g_m'(r) dS \right] \quad (2.79)$$

Katsayılar, gözlem güzergahı üzerinden elde edilen verilerle birlikte, denklem 2.80 aracılığı ile en küçük kareler yöntemi ile hesaplanır. Aslında r ye bağlı olarak pek

çok açılım ve yaklaşım kullanılabilirdiği halde, daha önce bahsedildiği üzere birinci dereceden Bessel açılımı kullanılarak çözüme gidildi.

$$g'_m(r) = J_m(\lambda_m^{l+1}r) \quad (2.80)$$

$J_m(\lambda_m^{l+1}r)$  ifadesi sınırlarda sıfırdır ve  $I(p, \varphi)$  ölçme ile topladığımız verileri ifade etmektedir. Bu çalışmada, yalnızca tek boyutlu gözlem güzergahı ölçümü yapıldı ve bu durum yalnızca  $m=0$  terimlerinin kalmasını gerektirdi. Ancak bu model üzerinden iyi sonuçlar alabilmek için 8-10 ölçme verisi kullanmak gerektiği halde, ancak 7 adet ölçüm yapılarak kalan 3 tanesi tahmin edilerek çözüme gidildi. Adı geçen bu yaklaşımlardan sonra denklem 2.81 elde edildi.

$$I(p, \varphi) = \sum_{l=0}^9 a'_l J_o(\lambda_0^{l+1}r)L \quad (2.81)$$

Burada L, gözlem güzergahı uzunluğu, her bir ölçme konumu için yeniden hesaplandı ve denkleme girdi. Her gözlem güzergahı için  $10 \times 10$   $a'_l$  matris hesabı yapıldı ve böylece gerekli olan katsayılar hesaplandı. Matris hesaplamaları yapılmazdan evvel Matlab çerisinde bulunan hazır yuvarlama komutu kullanılarak deneysel veriler içerisinde var olması muhtemel hatalar elendi. Bu kapsamda yine önce katsayılar elde edilerek formüle uygulandı. Denklem 2.80 ile verilen ifadeyi  $m=1$  için açarak yazdığımızda 2.82 nolu denklemi elde ederiz. Dikkate alınması gereken diğer husus ise burada simetrik bileşenleri kullanmanın bizim için yeterli olacaktır.

$$I(p, \varphi) = \int_L \left[ \sum_{l=0}^9 a'_l g'_0(r) + \sum_{l=0}^9 a'_l g'_1(r) \right] ds \quad (2.82)$$

$a_0$  ve  $a_1$  değerleri on farklı durum için belirlenir. Bu değerlerin belirlenmesi için gözlem güzergahlarından alınan değerler ile a değerleri arasında kurulan bir matris tanımından hareket edilir. Bu matris ilişkisi, I ölçme verilerini içeren  $1 \times 9$ , KM  $9 \times 9$

boyutunda hesaplanan katsayıları ve A 1x9 aranan katsayıları ifade eden matrisi ifade etmek üzere adı geçen ilişki denklem 2.83 ile verilmektedir.

$$[I] = [KM][A] \quad (2.83)$$

## 2.8. ESR Plazma Düzenegi

Bu bölümde düzenegin hazırlanması için kullanılan ara ve ana elemanlar ile bu elemanların tasarımı, tasarıma götüren matematiksel yollar, teorik tasarımlardan beklenen değerler ile imkanlar nedeni gerçekleştirilen/gerçeklenemeyen yada kısmen gerçekleştirilen cihazlara ilişkin performans değerleri anlatılacaktır.

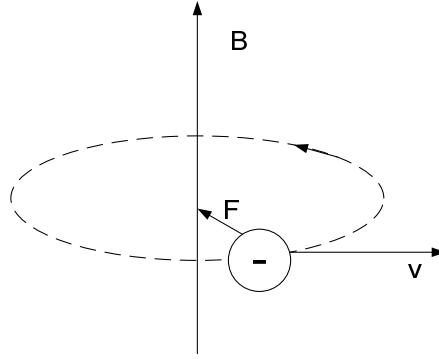
### 2.8.1. Uyarım bobini, manyetik alan dağılımı ve tasarım değerleri

ESR plazma içerisinde yani şekil 2.10 ile verildiği üzere bir manyetik alan uygulanan kabin içerisinde hareket eden elektronların davranışlarını ele alalım. Bilindiği gibi Lorents kuvveti  $\vec{F} = -q(\vec{v} \times \vec{B})$ , dairesel bir eksen etrafında dönen elektrona uygulanan kuvvet onun hareket yönüne diktir. Bu diklik nedeniyledir ki elektronlar mevcut manyetik alan çizgileri etrafında dairesel hareketler yaparlar.

Elektronların hızlarındaki değişim, döndükleri yarıçapı değiştirmesine rağmen dönme frekanslarını değiştirmez. Eğer basınç, elektronların her hangi bir şekilde saçılmalarına izin vermeden yörüngelerini tamamlayacak kadar küçük ise, Larmor frekansındaki EMD'ler elektronlarla aynı fazda olacak ve bunun sonucunda bir enerji yükleyecektir.  $\vec{F} = -q(\vec{v} \times \vec{B})$  kuvvet denkleminde yola çıkarak,  $q=e$  elementer yük, B manyetik alan şiddeti,  $m_e$  elektronun kütlesi ve f uygulanan frekans olmak üzere Larmor frekansı ile manyetik alan şiddeti sırası ile denklem 2.84 ve denklem 2.85 ile verilmektedir.

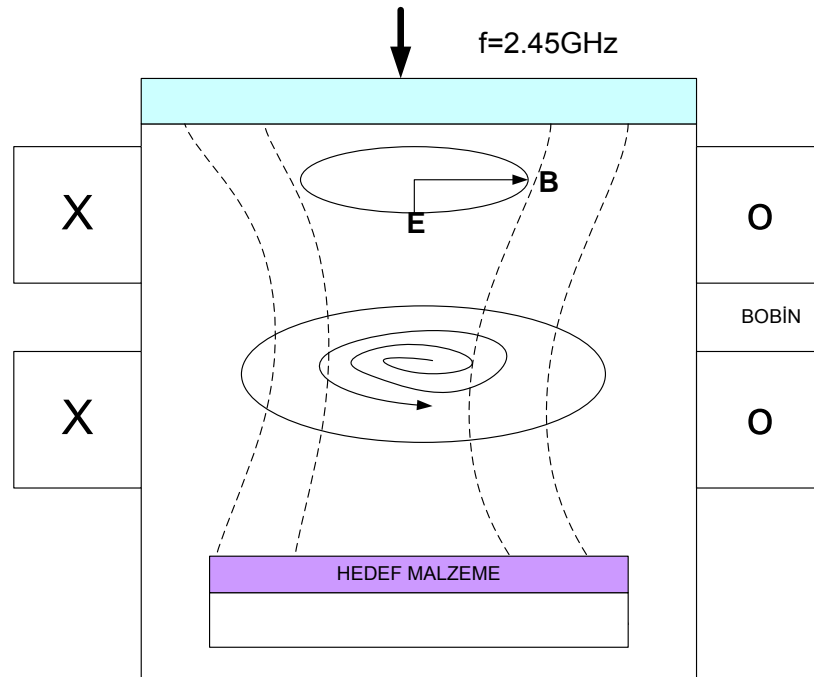
$$\omega_{Larmor} = \frac{eB}{2\pi m_e} \quad (2.84)$$

$$\mathbf{B} = \frac{2 \cdot \pi \cdot m_e \cdot f}{q} \quad (2.85)$$



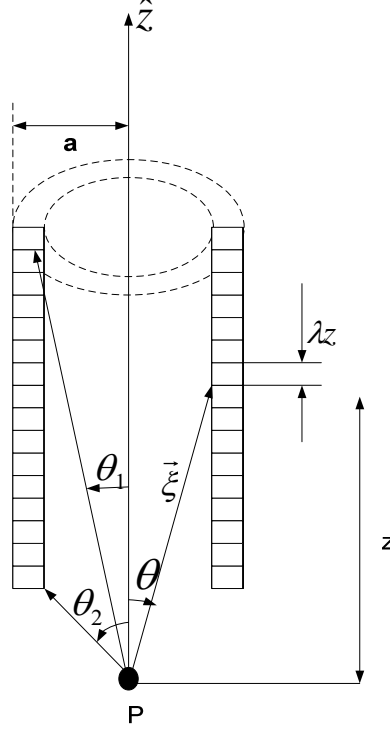
Şekil 2.10 Manyetik alan çizgisi etrafında elektron hareketi

Bu denklemde, kullanacağımız magnetronun çalışma frekansı olan 2.45GHz değerini diğer elektron değerleri ile birlikte denklemde yerine koyduğumuzda  $B=87.5$ m Tesla gibi bir değer elde ederiz. Bu değer, şekil 2.11 ile gösterildiği üzere plazma kabınının etrafına saracağımız akım kaynağı aracılığı ile sağlamamız gereken sabit manyetik alan şiddeti olup, bu bobin üzerinden sürülecek akım şiddeti ile sargı sayısı ve bobin yapısını hesaplamamızı sağlar.



Şekil 2.11. ESR plazma Temel şeması

Yukarıda bahsi geçen çok halkalı ve çok katmanlı bobinin her bir halkasının, bir  $z$  noktasında oluşturduğu manyetik alan ifadesi denklem 2.87 ile verilmektedir.



Şekil 2.12. Çok Halkalı Bobinin oluşturduğu manyetik alan.

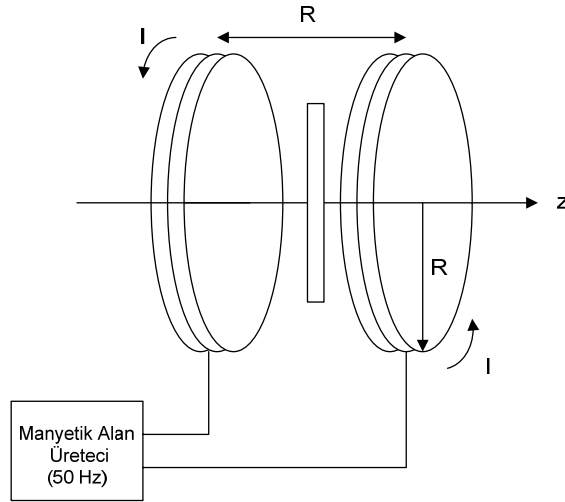
$$\vec{B} = \frac{\mu_0 NI}{2a} \left\{ \frac{1}{Z_p} + \frac{1}{Z_n} \right\} \hat{z} \quad (2.87)$$

burada;  $B, \mu, N$  ve  $I$  sırasıyla, manyetik akı yoğunluğu, ortamın manyetik geçirgenliği, bobindeki sarım sayısı ve bobin üzerinden akacak akımı ifade etmektedir. Ayrıca,  $Z_p = \left[ \left( \frac{z}{a} + 0.5 \right)^2 + 1 \right]^{3/2}$  ve  $Z_n = \left[ \left( \frac{z}{a} - 0.5 \right)^2 + 1 \right]^{3/2}$  olarak tanımlanmaktadır.

Yukarıda verilen çözümlerden sonra denklem 2.84 ve denklem 2.87 de verilen manyetik alan şiddetine karşılık gelen tarafları eşitleyerek gerekli kısaltmaları yaptığımızda  $l$  bobin sarım yüksekliği olmak üzere elde edeceğimiz eşitlik denklem 2.88 de verilmekte olup gerçekleştirilmesi gereken sarım sayısı  $x$  akım ifadesi denklem 2.89 ile verilmektedir.



$$\frac{\mu \cdot N \cdot I}{\sqrt{4 \cdot R^2 + l^2}} = \frac{2 \cdot \pi \cdot m_e \cdot f}{q} \quad (2.88)$$

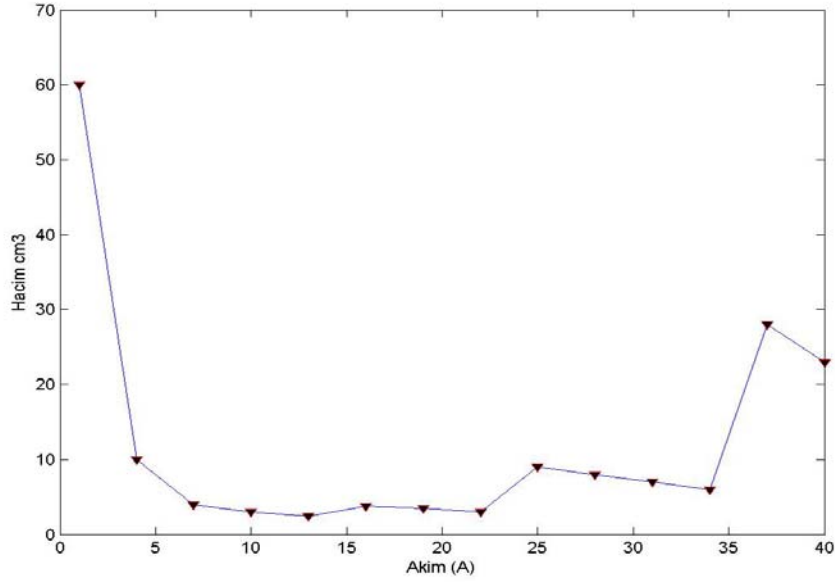


Şekil2.13. 15 ADC ile sürülebilir Helmholtz Bobini ve Şematığı

$$N \cdot I = \frac{2 \cdot \pi \cdot m_e \cdot f}{\mu \cdot q} \sqrt{4 \cdot R^2 + l^2} \quad (2.89)$$

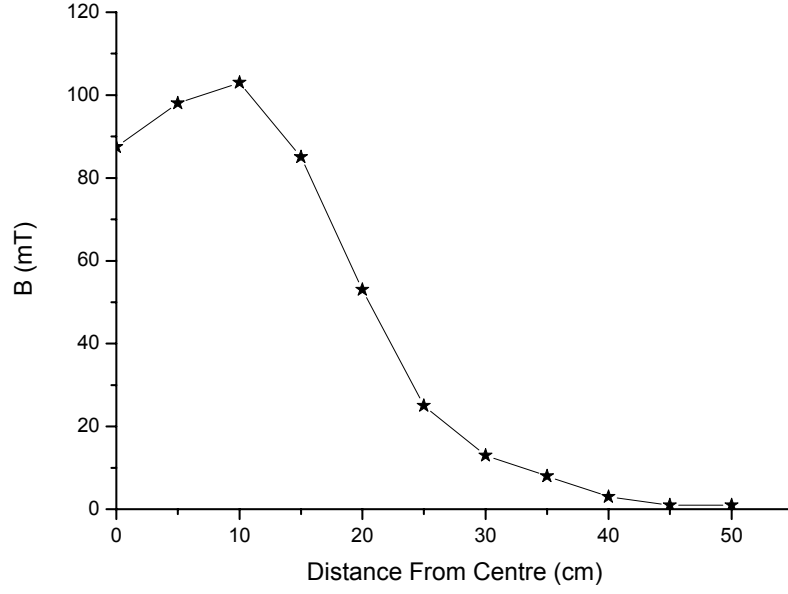
Kullanmış olduğumuz düzenek için, tasarlanan frekans bandında 320mm uzunluğa ve 160 mm çapa sahip olan bir bobin tasarımı yaptığımız zaman çeşitli akım

değerleri ve kablo kesitleri için elde edilen sonuçlar şekil 2.14 ile verilmektedir. Buradaki değerler incelendiği zaman görülecektir ki 12-16 amper arasında en az miktarda bakır kablo kullanılmaktadır yani bu aralık bizim açımızdan maliyetin en düşük olduğu aralıktır. Bunu seçmekteki en temel nedenlerden bir tanesi aynı zamanda elimizdeki mevcut kaynağın maksimum 15 Amper DC sürebildiği gerçeğidir. Şekil 2.14’de verilen akımlarda oluşan ani atlamaların nedeni piyasada bulunan bakır kablo kalınlıklarının standart olması ve buna müteakiben sürülebilecek akım nedeni ile bir üst gruba geçmesidir. Örneğin 18 amper, 1.5mm çaplı kablo ile sürebileceğimiz en büyük akım değeridir ve bu noktada 2.5mm ye geçinmektedir.



Şekil 2.14. Akım karşın kullanılan göreceli kablo miktarı

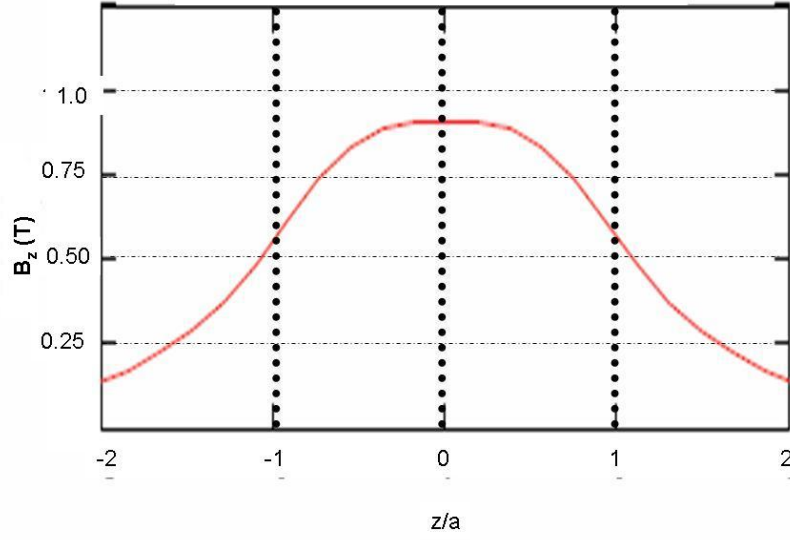
Buradan anlaşılacağı üzere kullanacağımız kablo miktarı toplam 20 katman, 1333 tur ve yaklaşık 750m uzunluk ile  $R=7.31\Omega$ 'luk bir karaktere sahip olacaktır. Seçilen kablo türü için ortada bir akım değeri seçilmiş olması ayrıca bize bir çalışma bandı fırsatı verecektir. Nitekim, tasarım sırasında kullanılan dalga kılavuzunun alt ve üst kesim frekanslarına bağlı olarak, tam 2.45GHz çalışma frekansına sahip bir kaynak yerine 2.2GHz ile 2.8 GHz bandında yer alan bir kaynak kullanıldı. Dolayısı ile hem farklı modlarda uyarım yapmak, hem de bu modları yakalamak için oynayabileceğimiz bir parametre ortaya çıkmış oldu. Bu parametre akım olup, plazma yoğunluğunu değiştirmek için kullanılacaktır.



Şekil2.15. Z eksenini boyunca oluşan ölçülmüş manyetik alan dağılımı.

Gerçekleştirdiğimiz bobinin merkez z eksenini boyunca oluşan manyetik alan şiddeti eğrisi şekil 2.15’de verildiği üzeredir. Görüleceği üzere manyetik alan şiddeti tam merkezde en yüksek değerine ulaşarak 2.45GHz için beklenen değere ulaşmaktadır. Manyetik alan şiddeti bu eksen boyunca uçlara doğru azalma göstermekle birlikte merkez ve çevresinde oluşan manyetik akı yoğunluğu düzgün bir dağılıma sahip olup hareket yönü z yönündedir. Merkezden uzaklaştıkça manyetik alan şiddeti görece artmakla birlikte sahip olduğu net r bileşenleri yüzünden çeperlere doğru akmaktadır.

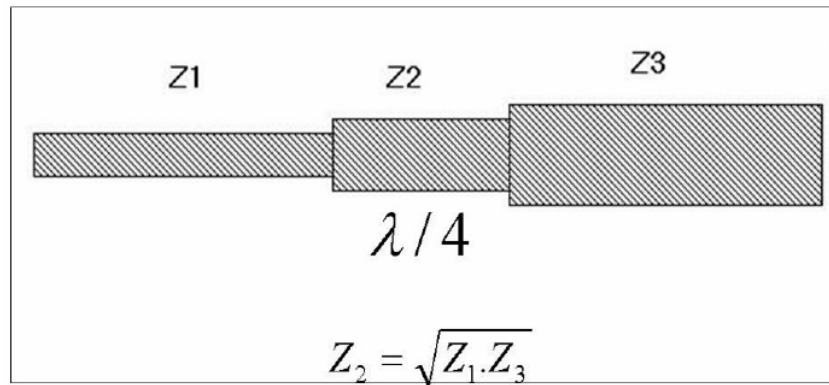
Şekil 2.16 üzerinde görüleceği üzere, manyetik alan şiddeti z eksenini boyunca merkezden uzaklaştıkça düşmekte ancak merkez eksen boyunca manyetik alan çizgileri oldukça homojen yapı taşımaktadır. Merkezde oluşan bu manyetik alan çizgilerinin düzgün olması oluşturulan plazmanın düzgün bir şekilde aynı doğrultu üzerinde akması anlamını taşımaktadır. Bu ise bizim istediğimiz bir şeydir. Gerçekte ideal bir Helmholtz sarımının merkezinde oluşan manyetik alan şiddetine ilişkin grafikte, merkezde bir miktar azalma söz konusudur.



Şekil 2.16. Manyetik Alan Çizgileri

### 2.8.2. Dalga kılavuzu, manyetik alan dağılımı ve tasarım değerleri

ESR plazma cihazlarında, mikrodalganın uygun bir şekilde plazmaya kavratılması, bu çalışmanın en önemli kısmını teşkil etmektedir. Öyle ki bu çalışmanın başarısı, ne kadar yüksek yoğunluklu plazma elde edip edemeyeceğimizi doğrudan doğruya belirlemektedir. Bu kısımda elimizde bulunan bir magnetrondan çıkan dalgaların mümkün olan en az yansıma ile plazma kabine kavratılması için kullanılan dalga kılavuzu tasarım adımları ile, dalga kılavuzunun boyutlandırılmasını doğrudan etkileyen hesaplamalardan bahsedelim.

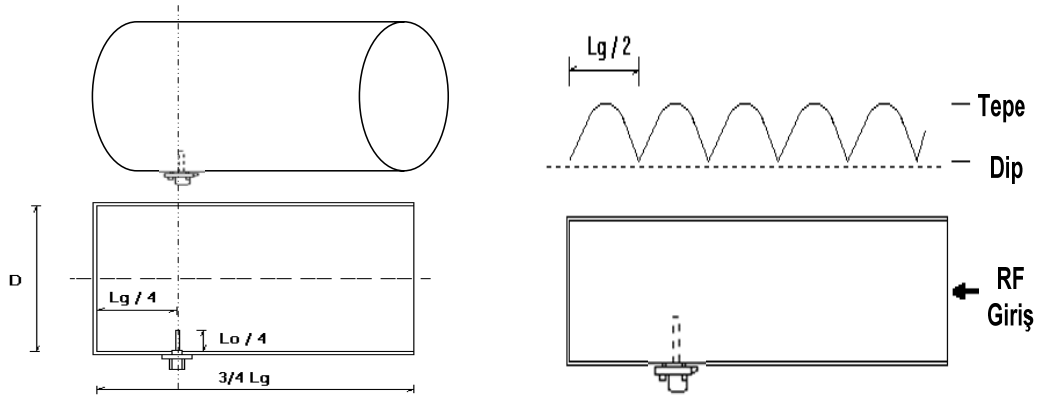


Şekil 2.17. Çeyrek Dalga Empedans Dönüştürücü.

Bu hesaplamalardan önce şekil 2.17’de verildiği üzere çeyrek dalga empedans dönüştürücüyü ele alalım. Buradan da görüleceği üzere arada görülen  $Z_2$  değeri  $Z_1$  ve  $Z_3$  empedans değerlerine sahip olan iki ortamı hiçbir duran dalgaya neden olmadan uyumlandırma işine yaramaktadır. Dalga kılavuzlarının tasarımı sırasında da benzer bir noktadan yola çıkarak tasarım yapmak gerekmektedir. Şekil 2.18’de dairesel bir dalga kılavuzu düşünüldüğünde magnetronun bu dalga kılavuzuna hangi noktadan gireceği gösterilmektedir. Burada da görüldüğü üzere kaynak, dalga kılavuzunun kapalı olan arka kısımdan bir başka ifade ile kısa devre olan kısımdan  $\lambda/4$  kadar uzakta olmalıdır.

Şimdi kaynağın neden  $\lambda/4$  kadar bir mesafe ile başlaması gerektiğini ele alalım. Dalga kılavuzu teorisine geçmeden şu tanımlamaları yapalım.

- $L_0 = \lambda_0$  çalışma frekansının açık alandaki dalga boyu
- $L_c = \lambda_c$  dalga kesim frekansı olup  $L_c = 1,706 \times D$  eşitliği ile dalga kılavuzunun çapına bağlıdır.
- $L_g = \lambda_g$  dalga kılavuzu içersindeki duran dalga değeri olup  $L_0$  ve  $L_c$  değerlerine bağlıdır.



Şekil 2.18. Dalga Kılavuzu ve dalga görünümü

Dalganın sağdaki kısa devre olan kısımdan geriye yansması ile birlikte bu dalga kaynaktan çıkan dalga ile ya aynı fazda yada farklı fazlarda birleşerek ya kendini

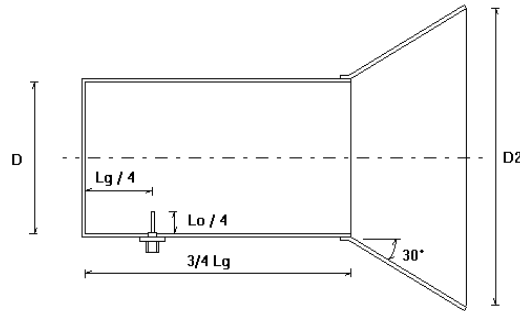
güçlendirir yada yok olur. Bir sonda aracılığı ile bu dalga kılavuzunun içerisinde hareket edildiğinde, görülür ki sonlanmış noktada genlik sıfırdır ve dalgalar yarım dalga boyları şeklinde çıkışa doğru ilerlerken her yarım dalgada da en büyük değere ulaşırlar. Dolayısı ile kaynağın dalga kılavuzuna daldırıldığı noktanın bu noktadan çeyrek dalga mesafede olması istenir. Dolayısı ile magnetron çıkışımız  $\lambda/4$  mesafede olurken, dalga kılavuzu içerisindeki dalga boyu hesapları denklem 2.90 ile yapılabilir.

$$\frac{1}{\lambda_o^2} = \frac{1}{\lambda_c^2} + \frac{1}{\lambda_g^2} \quad (2.90)$$

Dalga kılavuzunun toplam uzunluğu ise son noktadan itibaren gereken  $\lambda_g/4$  e ilaveten bu noktada oluşan dalgayı maksimum miktarda çıkışa taşıyacak bir mesafe yani  $n\lambda_g/2$  olmalıdır, dolayısı ile en kısa toplam mesafe değeri

$$L_{klavuz} = \frac{\lambda}{4} + \frac{\lambda}{2} = \frac{3\lambda}{4} \quad (2.91)$$

olmalıdır. Bu arada eldeki enerjinin bir dalga kılavuzundan plazmaya yada istenen sisteme aktarılması verimli olmayacağından çıkışına bir Horn anten tasarımı yapmak gerekmektedir. Böylece elimizdeki mikrodalga, yönlendirilmiş olarak 3dB'lik bir kazançla plazma havuzuna kavratılabilir. Tasarlanan horn antene ilişkin tasarım çizimlerini de şekil 2.19'da bulabilirsiniz.



Şekil 2.19. Horn Anten Dalga Kılavuzu Bağlantı Şeması

Tablo2.1 2.45GHz kaynak için kullanılabilir dalgı kılavuzu boyutları.

D in mm	D inç	MHz Olarak Alt Kesim Frekans	MHz Olarak üst Kesim Frekans	$L_g$	$1/4 L_g$	$3/4 L_g$	$1/4 L_o$
<b>81</b>	<b>3.188</b>	<b>2169.485</b>	<b>2833.952</b>	<b>268.471</b>	<b>67.117</b>	<b>201.353</b>	<b>30.716</b>
82	3.228	2143.027	2799.391	256.972	64.243	192.729	30.716
83	3.267	2117.208	2765.664	247.178	61.794	185.383	30.716
84	3.307	2092.003	2732.739	238.719	59.679	179.039	30.716
85	3.346	2067.391	2700.589	231.329	57.832	173.497	30.716
86	3.385	2043.352	2669.187	224.81	56.202	168.607	30.716
87	3.425	2019.865	2638.507	219.01	54.752	164.258	30.716
88	3.464	1996.912	2608.524	213.813	53.453	160.36	30.716
89	3.503	1974.475	2579.214	209.126	52.281	156.845	30.716
90	3.543	1952.536	2550.556	204.876	51.219	153.657	30.716
91	3.582	1931.08	2522.528	201.002	50.25	150.751	30.716

Tasarlanan kuarts camdan yapılmış plazma boşalma haznesinin dış çapı 100mm olarak seçilmiştir. Dolayısı ile tasarlanan horn antenin en geniş açıklığının bu değere eşit olması,  $D_2=100\text{mm}$ , gerekmektedir. Böylece en yüksek oranda elektro manyetik güç aktarımı sağlanabilmiş olsun. Bu durumda tasarlanan anten kazancı 1.7dB değerine düşmektedir. Tablo 2.1 de kaynak frekansı civarında kullanılabilir dalgı kılavuzu boyutları verilmektedir. Bu boyutlara uygun olarak piyasada kolay bulunabilen ve kolayca işlenebilen pirinç tabanlı  $D=81\text{mm}$  çaplı bir dalgı kılavuzu seçildi.

## **BÖLÜM 3. DENEY DÜZENEGİ**

Çalışmalar iki farklı deney düzeneği üzerinden gerçekleştirildi. Bunlardan ilki genel şematiği şekil 3.1 ile gerçek fotoğrafları şekil 3.2 ile verilen kapasitif kavramalı RF plazma düzeneğidir. Bu düzenek, Dublin Şehir Üniversitesi, Uygulamalı Fizik Bölümü, Plazma Araştırma Laboratuvarı'nda kurulu bulunmaktadır. Burada IEDF ve MDGM yöntemleri kullanılarak elde edilen elektron yoğunluk değerlerinin bir biri ile karşılaştırmalı ölçümleri ve eksenel elektron yoğunluk dağılımı üzerine çalışıldı. Uygulama olarak ise, Türkiye'de kurulup tasarlanmış ESR tipi bir plazma düzeneği kullanarak silikon tabanlı malzemelerin sterilizasyonu gerçekleştirildi.

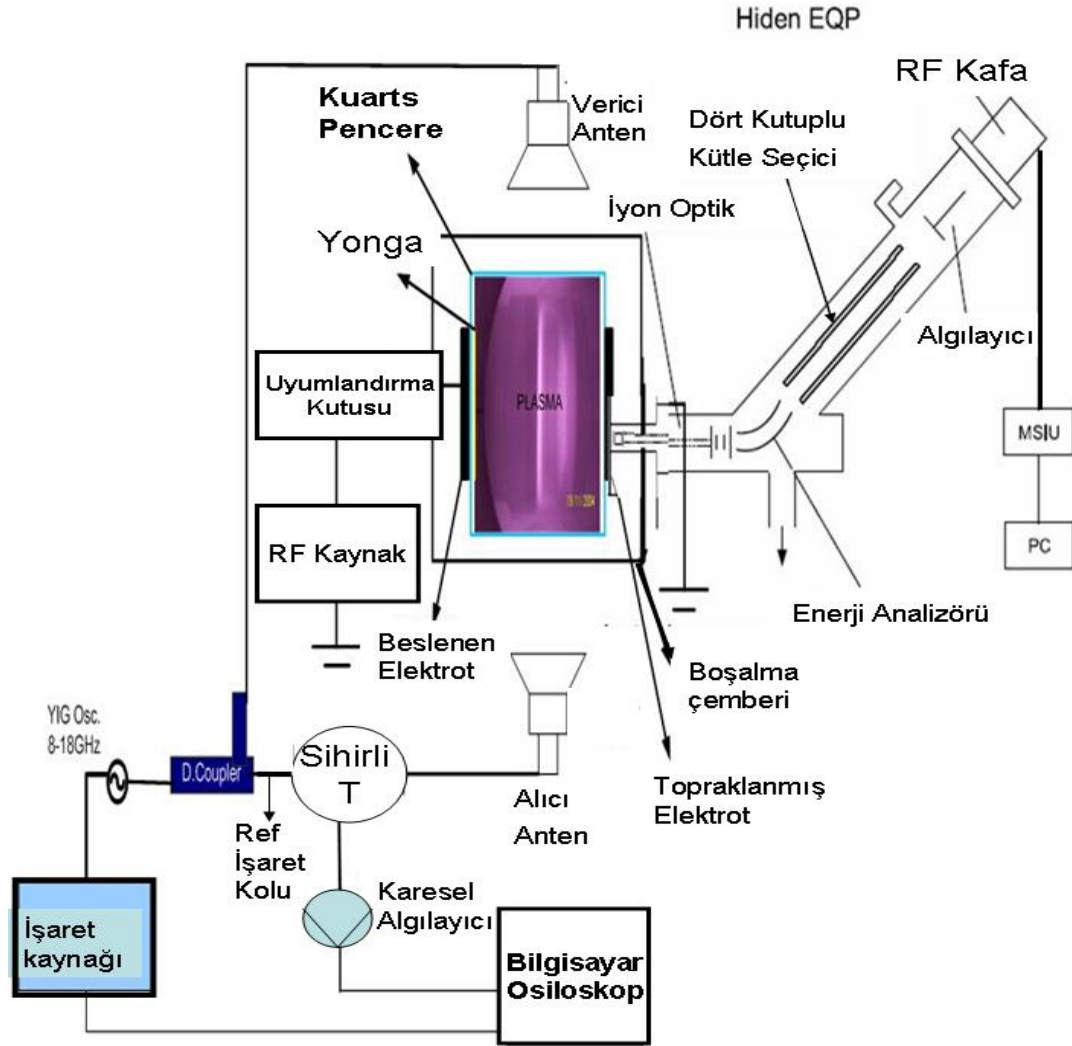
### **3.1. Kapalı Kapasitif Kavramalı RF Boşalma**

Geniş kılıf potansiyelleri genellikle beslemenin bağlandığı elektrotlar üzerinde mevcut olmakla birlikte, bu yapı iyon kütle çözünürlük analizörünün kullanım amacı ile uyumlu değildir. Bu amaca ulaşmak için tasarlanan KKRF düzeneğinin boşalma sistemi, iki adet düzgün paralel plaka elektrot içermektedir. Elektrotlardan bir tanesi üzerinden güç akarken diğeri topraklanmıştır. Elektrotlar aynı yüzey alanına sahip olacak şekilde 140mm çapında ve birbirlerinden 50mm uzaklıkta konumlanmıştır. Beslemenin bağlı olduğu elektrot su ile soğutulmaktadır. Topraklanmış elektrot ise Hiden EQP üzerine monte edilmiştir. Topraklanmış elektrodun merkezindeki 10µm lik ağız, yüzeyine çarpan plazma parçacıklarının kütle çözünürlü enerji analizörü tarafından algılanmasına izin verir.

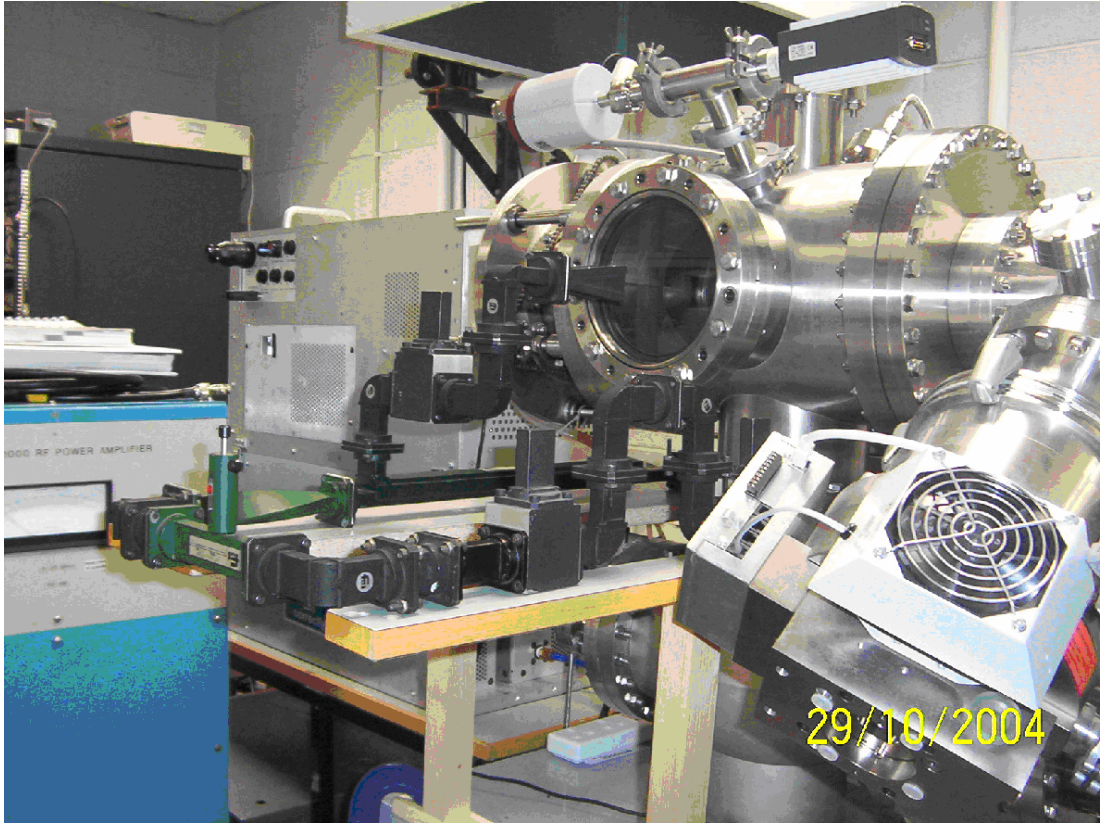
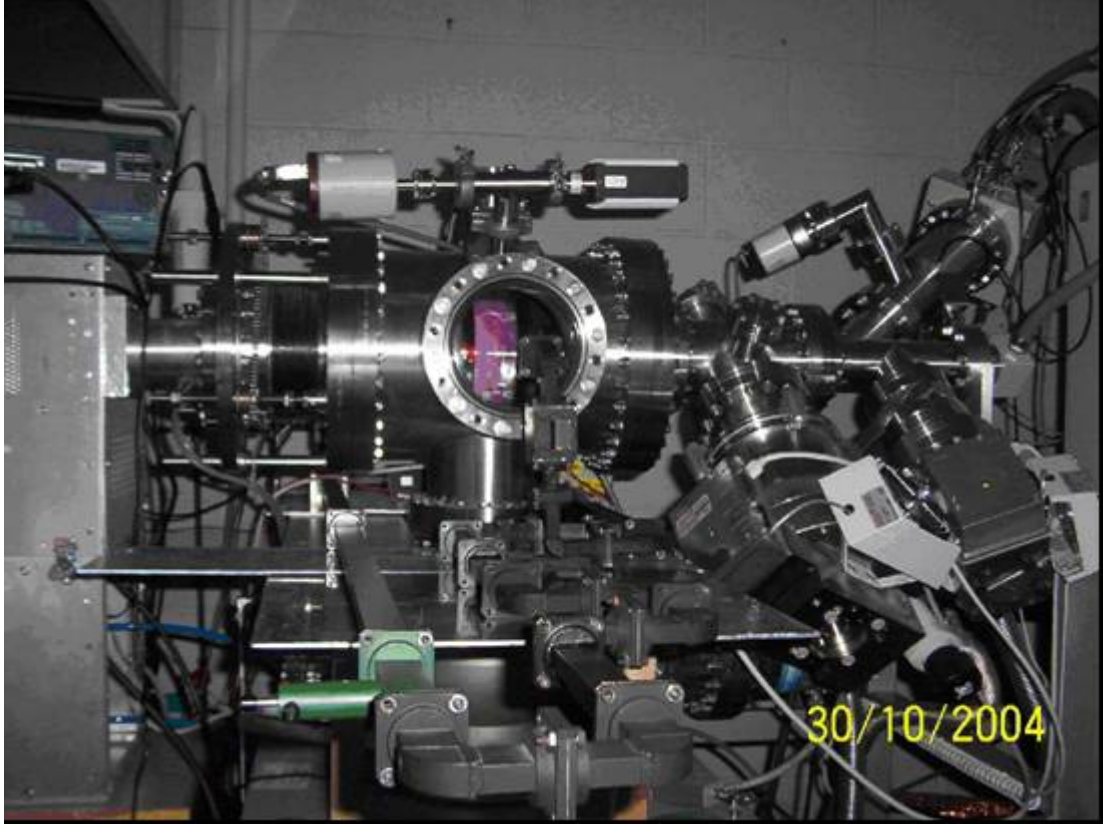
Hiden EQP cihazını çevrelemek için iki kademeli farksal pompa vakum sistemi tasarlanmıştır. Gaz, topraklanmış elektrottaki omuz kafa bölgesinden çembere taşınır. Plazma, topraklanmış ve beslemeli elektrotlar arasında 5mm kalınlığı olan kuarts bir cam huzme aracılığı ile bir arada tutulur. Bu durumda kuarts tüpün dışı ve içi arasında bir basınç farkının olması gayet doğaldır. Ancak tüpün dışındaki basınç çok



düşük ise plazma oluşmayacaktır. Çember kuarts tüpün dışındaki turbo moleküler pompa aracılığı atılır. Ve sistem içerisindeki basınç, akış kontrol vana sistemi aracılığı ile sağlanır.



Şekil3.1. KKRFP Sistemi Düzenegi



Şekil3.2. Deney Yapılan KKRFP düzeneğinin resmi

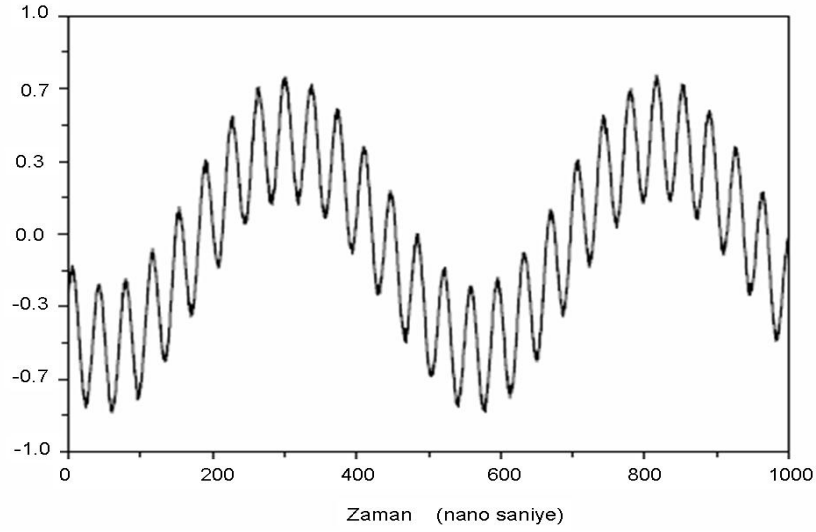


### 3.1.1. Tek frekans uygulaması

27.12 MHz için L-tipi uyumlandırma ünitesi gücü ilgili elektroda aktarmak için kullanıldı. Bu devre düzeneği sabit bir bobin, ayarlanabilir seri bir direnç ve yük kapasitansı içermektedir. Uyumlandırma düzeneği motor kontrollü olup otomatik olarak kendini ayarlamaktadır. Tektronix P6015A marka sonda kullanarak uyumlandırma ünitesi ile beslenen elektrot arasında akan akım ile gerilim değerleri elde edildi.

### 3.1.2. Çifte frekans uygulaması

1.94MHz ve 27.12MHz iki farklı RF kaynağından beslenerek şekil 3.3 ile gösterilen bir uyumlandırma devresi üzerinden sisteme enjekte edildi. 1.94MHz uyumlandırma devresi sabit bir bobin ile RF röle anahtar devresi kullanmaktadır. 1.94 MHz için kullanılan uyumlandırma devresi adı geçen frekanstaki gücü plazma ortamına en üst oranda aktarırken, 27.12 MHz ile gelen işareti bastırarak yok etmektedir. 27.12 MHz lik uyumlandırma devresi yine ayarlanabilir vakum kapasitansı ile sabit bir bobin ihtiva etmektedir. Bu da aynı şekilde kendi frekansının geçmesine izin verirken diğerini bastırarak yok eder. Plazmaya enjekte edilmezden evvel her iki frekans işareti toplanır. Beklendiği üzere 1.94MHz için tasarlanan uyumlandırma devresi maksimum frekans kazanç cevabını 1.94MHz de verirken, en kötü değeri 27.12MHz de vermektedir. Diğer için de aynı durum geçerlidir. Böylece her uyumlandırma devresi kendine ilişkin frekansın sisteme enjekte edilmesine imkan sağlarlar. Frekans cevapları ikinci harmoniklerin her hangi birini ihtiva etmemektedir.



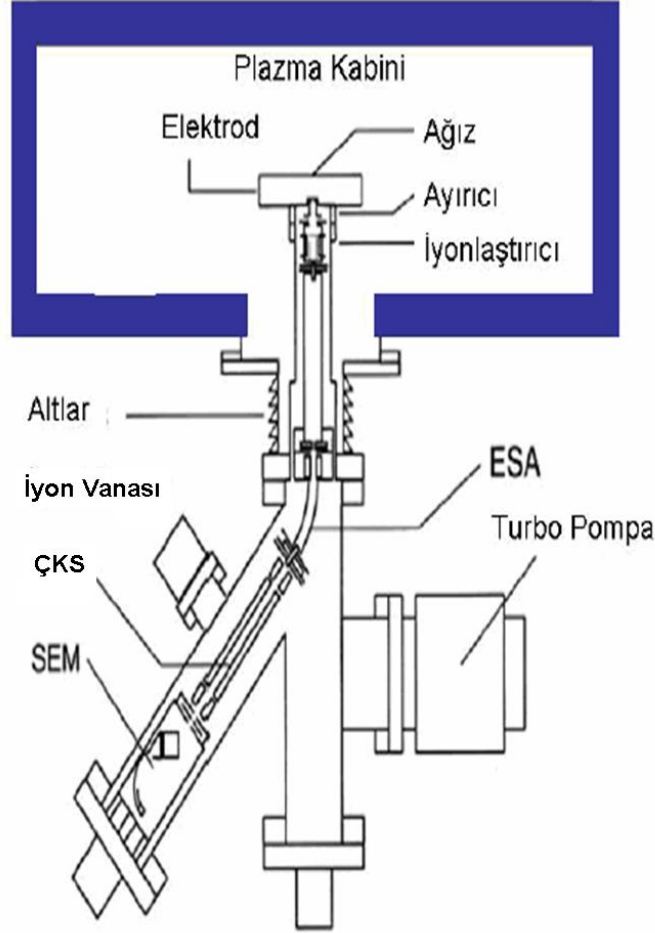
Şekil3.5. Çifte frekans ile uygulanan işaretin görünümü[59]

### 3.2. Kütle Ayırıcı İyon Analizörü – KAİAN

KAİAN nötral parçacıklarının, özel radikallerin [60], pozitif [61] ve negatif [62] iyonların incelenmesinde kullanılan çok yönlü bir cihazdır. Nötralleri analiz etmek için elektron çarpışmalı iyonlaştırma kaynağı kullanılmaktadır. Enerji analizör ve kütle filtresi, parçacıkları analiz ederken elektrik alanı kullandıklarından, nötraller doğrudan algılanamaz ve bu yüzden öncelikle pozitif yada negatif iyonlara çevrilmesi gerekmektedir. İki filaman plazmadan gelen nötralleri bombardıman eden kontrollü elektronlar yayarlar. İyonlaşma veya elektron eklenmesi yöntemi ile pozitif veya negatif iyonlar üretilir [63]. Bu iyonlar daha sonra plazma içerisinde, ancak cihazın dışında, aynı yöntemle oluşan iyonlar gibi kütle filtresi ve enerji analizörü kullanarak değerlendirilir.

Bu çalışma sırasında kullanılan kütle ve enerji analizörü, Hiden EQP ( Elektrostatik Dört kutuplu Analizörüdür) ve İngiltere menşeli Hiden Analitik Çözümler Ltd. tarafından üretilmiştir. Dört kutuplu kütle spektroskopisi ile tümleşik  $45^{\circ}$  açı değerine sahip sektörel alan iyon enerji analizörü içermektedir. Her ikisi de, iki kademeli farksal emiş pompa düzeneğine monte edilmiştir ve bu şekilde EQP içerisindeki basınç, dışarıdaki plazma çemberinden bağımsız olarak,  $10^{-6}$  mbar seviyelerinde bulunmaktadır. Bu şekilde iyon algılama duyarlılığı 60 kat daha iyi bir şekilde sağlanabilmektedir. Kalem şeklindeki çıkartıcı uç kafa yapısı, ağızdan

4.4mm uzaklıkta bir mesafeye konumlandırılmış olup ağız, 10 µm lik bir giriş çapına haizdir (Bakınız şekil 3.6) [64,65].



Şekil 3.6. Hiden EQP temel parçalar

Algılama sondası, dört kutuplu kütle analizörü ile seri halde bulunan elektrostatik enerji analizörü – ESA ve farksal pompadan oluşmaktadır. İyonlar, 10 µm çapındaki ağızdan geçerek önce, sahip oldukları enerji seviyesine göre, ardından kütle süzgeçleri aracılığı ile seçilirler ki SEM tarafından algılanabilsinler. ESA, iyonları  $E \pm \Delta E / 2$  değerine bağlı olarak ( $\Delta E$ , ESA'nın çözünürlüğü olmak üzere) seçer [66].

Ölçmeler öyle yapılır ki, yalnızca SEM kapısına ulaşanlar sayılır. Kabul edilebilir bir işaret gürültü oranı elde edebilmek için, bir kaç yüz darbe ile işaret kuvvetlendirilir. Giriş açıklığından hemen sonra ayıraç adı verilen negatif gerilim uygulanarak, negatif yüklü taneciklerin geriye itilmesi temin edilir. Uygulanan bu

negatif gerilim aynı zamanda pozitif yüklü taneciklerin daha fazla hızlanarak içeriye girmesine imkan sağlar. Negatif iyonlar boşalmayı modüle ederek, kılıf potansiyelini çökerterek ve iyonların yüzeye ulaşmasına imkan vererek algılanabilir [66]. Sondaların nihai hedefler için kalibre edilmeleri gerekmektedir. Verilen deney parametreleri için, sonda ayarları sabit tutulur ve göreceli işaret yoğunluklarına bakılır.

Ayrırma işlemi için, ağızdan geçen iyonlar, elektrostatik lensler kullanılarak iyonlaştırma kaynağının çıkışına doğru odaklanırlar. Bu ilk lens, elektrot, ayıraç ve eksen olmak üzere üç elektrot içerir. Bununla beraber bu lens, iyonların ivmelenmesi yada yavaşlaması yolu ile geçiş enerjisinin temini işlemini yürütür. Bu geçiş enerjisi öyle bir enerji ki iyonlar, analizörün  $45^{\circ}$ lik düğümünü geçmelidir. Bu enerji değeri işletmen tarafından ayarlanabilir ve bu çalışmalar sırasında üreticinin tavsiye ettiği değer olan  $40\text{eV}$  olarak ayarlanmıştır.

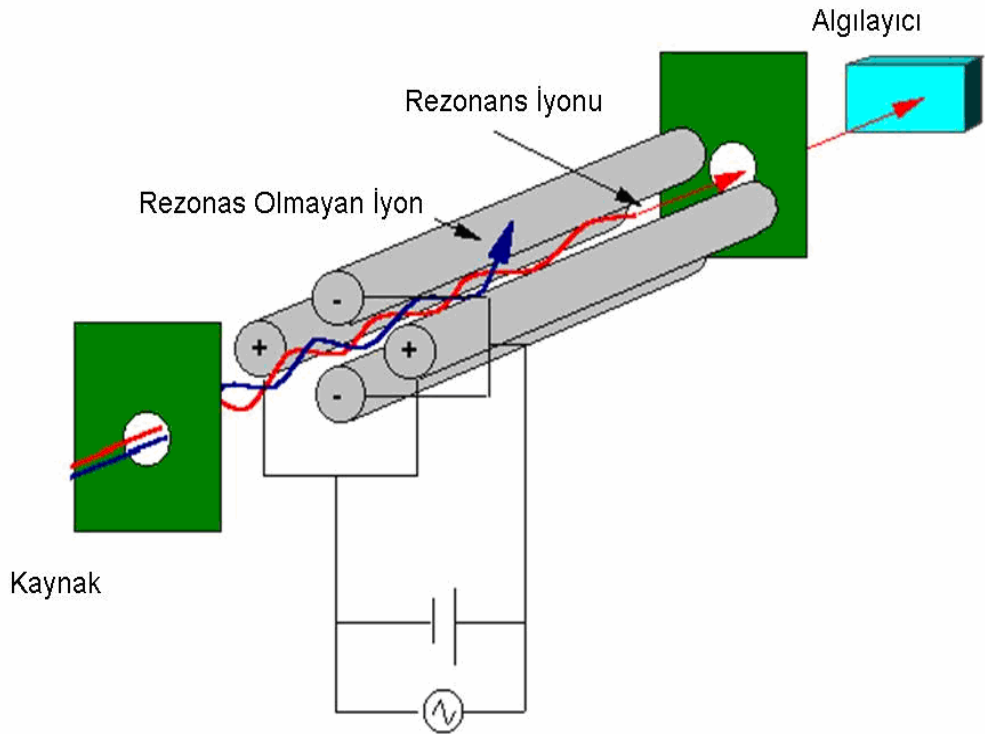
### 3.2.1. Kütle filtresi

Kütle filtrelerinde, kaynağından ayrılan iyonlar yüksek hızlara ulaştırılır ve bunun neticesi olarak iyonlar bir manyetik alan bölmesi içerisinden geçerler. Burada manyetik alan şiddetinin yönü, iyonların hareket yönüne dik olacak şekildedir. Bu durumda fiziksel olarak biliyoruz ki iyonun hızı değişmezken sabit bir daire etrafında dönmeye başlarlar. Bu durumda manyetik sektör, bir yay şeklini izler ve bu arkın yarı çapı ile açısı farklı optik tasarımlar için farklı değerlere sahiptir. İlgili kütle filtresi şematiği şekil 3.7 ile verilmektedir [69] Cihaz iki çift paralel eşit mesafeli çubuk içermektedir. Karşılıklı iki çubuk, pozitif potansiyele sahip elektriksel bir bağlantı ile bağlıdır. Diğer ikisi ise, aynı değerde negatif potansiyele sahip olarak birbirine bağlıdır. Uygulanan potansiyeller, dc ve RF frekanslarının bileşkesi biçimindedir.

Zamana bağlı olarak değişen elektriksel alan, kütle yük oranına bağlı olarak iyonların izlediği güzergahı etkilemektedir [67,68]. Dört kutuplu alana giren her hangi bir iyon kendisini orijinal güzergahından saptıracak potansiyel farkı algılayacaktır. Alana giren her hangi bir iyonun sapmasının genişliği onun kütle yük oranı ile ilişkilidir.



Kütle seçimi RF gerilimi değiştirilerek başarılabilir. Tanımlanmış kütle/yük oranına sahip iyonlar dört kutupluyu geçmek için belirgin bir yol tanımlayabilir. Bu durumda diğer bütün iyonlar değişken güzergahları nedeni ile hariç kalacaktır. Çubuklara çarparak çarpışma sonucu nötralize olurlar ve gaz olarak pompalanırlar. Yalnızca düzgün güzergaha sahip olan iyonlar dört kutupludan çıkabilir ve algılanabilir. İyonlar, iyi bir kütle çözünürlüğü verebilmek için, filtre içerisinde yeteri kadar uzun



Şekil 3.7. Dört kutuplu iyon kütle filtresi [69].

bir süre kalmalıdır. Sonuç olarak, lens odağı ile ilk önce yavaşlatılabilmek için giriş enerjisi birkaç eV civarında düşük seviyede olmalıdır. Kütle çözünürlüğü,  $\Delta m$  ve çözünürlük değişken potansiyelleri kullanarak kontrol edilebilir. Kullanılan filtre, üçlü dört kutuplu kütle filtresidir ve 2000amu ya kadar kütle yük ayrımı yapabilir. Bu tip filtreler teklilere göre öncül ve son filtreler olmak üzere iki ilave filtreye sahiptir. İyon kütlelerine bağlı olarak çözünürlük artar. Bu yüzden genellikle hidrojen gibi düşük kütleli iyonlar için iyi bir ayırım yapmak zordur. Dört kutuplunun



çubukları 9mm çapa sahiptir ve bu çapın artırılması daha iyi kütle çözünürlük değerlerine ulaşma imkanı verir.

### 3.2.2. İyon yakalama

Uygun enerji seviyesindeki iyonlar yakalanır. Filtreden geçen iyonlar detektöre çarparak bir iyon akımı oluştururlar ve bu akım duyarlı kuvvetlendiriciler aracılığı ile ölçülür. EQP içerisinde iki tane detektör opsiyonu bulunmaktadır. Bunlardan ilki Faraday kafesidir olup topraklanmış pasif iletken yüzey diye tanımlanır ve hatalı ölçme yapmayı engeller. Bu sayede kafese giren iyonların kaçması engellenmiş olunur. Diğeri ise ikincil elektron çoklayıcı yani SEM dir. SEM ikincil elektronlar üretecek şekilde tasarlanmıştır. İyonlar yüzeye çarptıklarında 2 veya 3 elektron üretirler. Bunların her biri başka çarpışmalara maruz kalırken ikinci yüzey diğeri elektronları üretir ve böylece bir çığ etkisi ortaya çıkar. Bu ardışıl yapı için gereken güç, birinci yüzey ile çoklayıcı yüzeye uygulanan gerilim ile sağlanır. SEM yapısı ile Faraday kafesine nazaran daha duyarlı sonuç alınır. Bu çalışma sırasında Faraday kafesine nispet SEM kullanılmıştır. Ancak SEM kullanımı yüzeyde oluşabilecek hasarlar nedeni ile daha fazla ihtimam gerektirmektedir.

### 3.3. Girişimetre Tasarımı

Girişimetre tasarımı yaparken dikkate alınması gereken bir kaç nokta bulunmaktadır. Bunları kısaca aşağıda verildiği üzere üç temel başlık altında toplamak mümkündür.

- Fiziksel büyüklük olarak; dalga boyu, plazmanın boyutu, plazma boyutunun mikrodalga ile olan etkileşimi, kırılma indisi, kesim frekansı ve plazma süresi sayılabilir. Kullanılan transmisyon hattının çalışma aralıkları ile daha sonra da değinileceği üzere kullanılan işaret kaynağının çalışma aralıkları ise diğeri fiziksel sınırlamalar olarak karşımıza çıkmaktadır.
- Pratik olarak; faz duyarlılığı, mikrodalga güç kaynağının gücü, gerçekleştirilebilme özelliği, verilerin toplanması ve görüntülenmesi

- Özel olarak; yansıma problemleri, gürültünün yok edilmesi ve vakum problemleri olarak sıralanabilir.

### 3.3.1 Mikrodalga frekansı

Plazma yoğunluğunu ölçmek için kullanılacak olan girişimetre tasarımı sırasında dikkat edilmesi gereken en önemli başlık bu çalışmanın hangi dalga boyunda yapılacağıdır. Bu arada elektromanyetik dalganın ilerleme yönü, plazma ortamında oluşan manyetik alana paralel olup olmamasına bağlı olarak farklı tepkiler verirken, bu teknik ile göreceli daha düşük frekanslardaki işaretleri kullanmak ve çok yüksek kırılma indekslerini gözlemlemek ve elde etmek mümkündür [70]. Bu ise doğal olarak plazma frekansı ile ilintili bir durumdur. Ancak kullanılacak frekans bandının seçiminde takip edilecek temel kriterleri aşağıdaki gibi sıralamak mümkündür.

- Plazma Boyutu; En önemli parametrelerden biri olup boyutu ile ilgili olarak verilecek en iyi değer plazma boyutunun vakum ortamdaki dalga boyunun kabaca beş katı olmasıdır  $L_p \gg 5\lambda_0$ .
- Kesim Frekansı; Plazma ortamına gönderilen bir mikrodalga  $\omega_p^2 \gg \omega_0^2$  şartının sağlanması halinde plazma ortamından geçemez. Bu yüzden ölçmeler sırasında kesim frekansından uzakta kalmak için,  $\omega_0^2 \gg 3\omega_p^2$ , şartını sağlayacak şekilde bir frekans seçimi yapılmalıdır.
- Faz Duyarlılığı; Çok düşük yoğunluklu plazmalar üzerinde çalışırken dikkate alınması gereken diğer önemli bir noktadır. Çünkü plazma yoğunluğunun çok düşük olduğu durumlarda faz kayması çok küçük olacağından daha duyarlı sistemler tasarlamak gerekecektir.

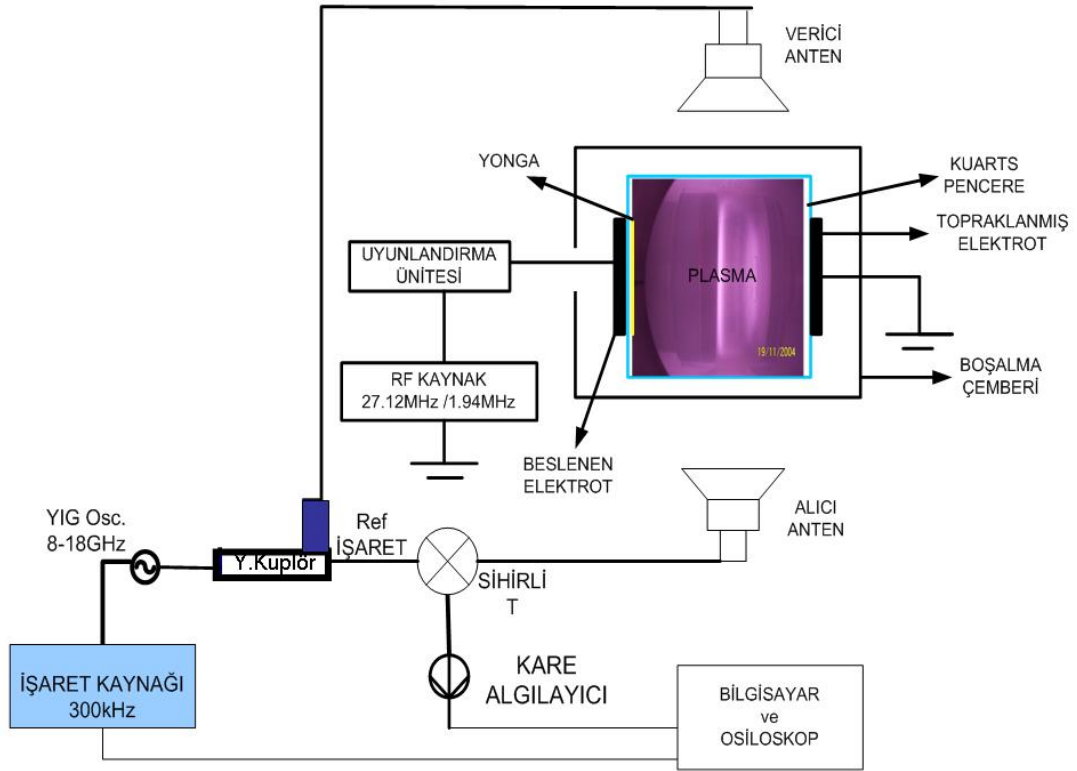
Köprü tipi girişimetre, düşük yoğunluktaki plazmalar için tercih edilir. Bu düzenekte dalga ikiye bölünerek bunlardan biri işareti görüntülemek üzere monitöre gönderilir. Diğer kısım ise bir yönlendirilmiş kuplör üzerinden dağılarak referans ve plazma kollarından geçecek şekilde yeniden ikiye ayrılır. Her iki kolda da zayıflatıcılara ilaveten, referans kolunda ek  $\pi/2$  radyanlık faz kaymasına neden

olacak şekilde faz kaydırıcı bulunur. Bu düzenek bize faz kaymasını verecektir. Ancak bu tip girişim metreler yeterince sağlıklı sonuçlar vermez.

Plazma yoğunluğu ve boyutu arttığı zaman Heterodyne tipi girişim metreler tercih edilir. Ancak bu tip girişimetre tasarımları gerektirdikleri çok sayıda malzeme listesi nedeni oldukça pahalı olduğu gibi gerçeklenmeleri de bir o kadar karmaşıktır. Bu durumda diğer yaygın bir model olan frekans taramalı girişimetre kullanılabilir. Bizim çalışmamız sırasında da kullandığımız düzenek bu tipten olup ayrıntılar aşağıda verilmektedir [71].

### 3.3.2 Frekans taramalı girişimetre

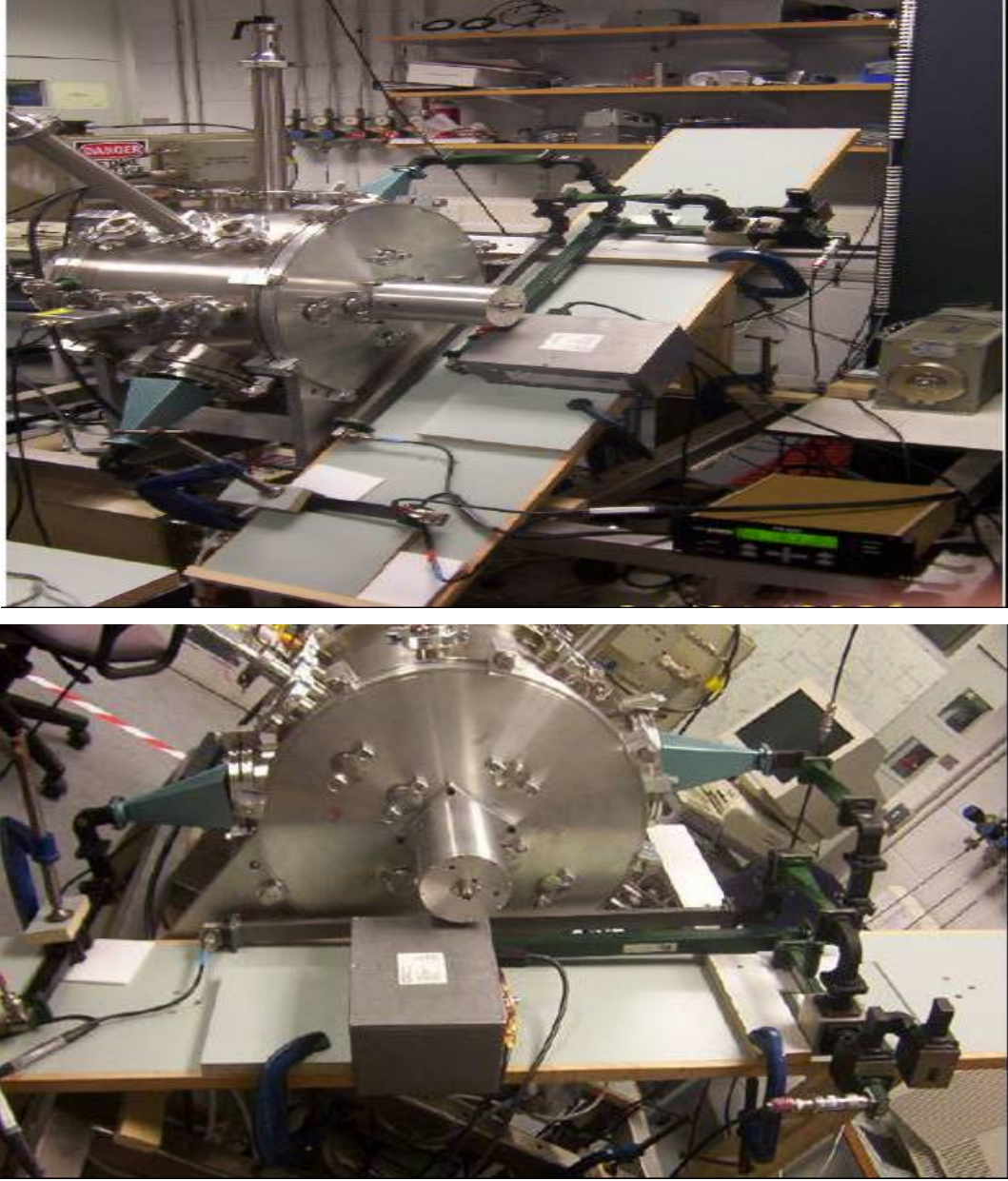
Bu girişim metrenin en temel yapısı referans ve plazma kolları arasında bulunan ek yol ile bir işaret kaynağı üzerinden sürülen YIG osilatörünün frekans taraması yapmasıdır. YIG osilatör tarafında sürülen işaret frekansı  $f$  ile  $f + \Delta f$  arasında gidip gelerek yani frekans taraması yapar. Şekil 3.8 ile gösterildiği üzere kazancı 3dB olan bir horn verici anten üzerinden plazmaya gönderilen işaret, aynı eksen üzerinde ancak plazmanın diğer tarafına yerleştirilmiş olan ve 3dB kazançlı diğer horn anten vasıtası ile alınır. Kullanılan kuplörün kavrama katsayısı  $C = -10dB$  dir, yani referans ayağına giden işaret diğerine göre 10 dB daha bastırılmış durumdadır. Ayırıcılar ise yansımaları engellemek üzere kullanılmış olup işaretin yalnızca tek bir yönde geçmesine izin vermektedir. Ayrıca referans ayağına eklenen zayıflatıcı ile de her iki koldan geçen işaretin genliğinin aynı seviyede olmasını sağlamak mümkündür.



Şekil 3.8. Kullanılan MDGM düzeneği

Kullanılan YIG osilatör Omniying YOM818-30D tipi 8GHz ile 18GHz arasında çalışmaktadır. YIG osilatörü sürmek ve  $2\pi$  değerinde kayma oluşturabilmek için iki temel yöntem gerekmektedir. Bunlardan ilki osilatörün bir DC kaynak üzerinden sürülmesidir ki bu durumda tarama frekansı 800Hz ile sınırlı olduğundan plazma içerisinde meydana gelecek ani değişimleri yakalamak imkansızdır. Diğer bir yöntem ise sistem üzerinde bulunan 2- 300kHz uyarım bobinleri üzerinden sürmektir. Ancak bu durumda maksimum tarama aralığı olarak 20MHz elde edileceğinden,  $2\pi$  değerinde bir gecikme oluşturabilmek için referans kol ile ölçme kolu arasındaki farkın artırılması yani daha uzun dalga kılavuzlarının kullanılmasını gerekmektedir. Bu ise sistemin kullanımını oldukça zora sokmaktadır. Ancak çalışmalarımız sırasında özel amaçlarla tasarlanmış kablolar kullanılarak bu esneklik elde edildi.

Şekil 3.9, tasarlanan MDGM düzeneğinin EKRF sistemine üzerine ölçme yapmak üzere yerleştirilmiş halini göstermektedir. Bu düzende de horn antenler aynı eksen boyunca yerleştirilerek düzeneğin tam merkezinde ortaya çıkan plazma yoğunluğu ölçülmüştür.



Şekil 3.9. EKRFP üzerine yerleştirilmiş frekans taramalı girişim metre

Ölçmeler sırasında gerekli olan elektriksel iletkenlik, elektromanyetik dalgaların plazmayı oluşturan manyetik alan ifadesine dik olarak gönderilmesi ile sağlanmaktadır. Böylece ortam  $TE_{10}$  modu için saydam bir hale gelmektedir. Böyle bir MDGM tasarımı sırasında dikkat edilmesi gereken en temel işlemlerden biri ölçüm yapılan plazma ortamının kullanılan verici horn anten için uzak alan sınırlarına düşmesi gerekliliğidir. Bu gerekliliği Lawrence[71], Fresnell uzak alan

bölgesi için  $n^3 < 1$  ifadesini vermekte ve n değerinin hesaplanması için denklem 3.2 kullanılmaktadır.

$$n = \left( \frac{X^2}{4\lambda} \right) \left( \frac{1}{L} + \frac{1}{R} \right) \quad (3.2)$$

Burada X manyetik alan boyunca horn antenin açıklığı (  $X=7\text{cm}$ ),  $\lambda$  kullanılan dalga boyu ( $=2.3\text{cm}$ ), L horn antenin boyu ( $=15\text{cm}$ ) ve R horn antenin sonundan plazmanın merkezine kadar olan mesafe( $=28\text{cm}$ ). Kullandığımız düzenekte  $n=0.389$  ve  $n^3 \cong 0.055$  olduğundan gereken şartı sağlamaktadır. Kullanılan verici horn antenimizin yerleşimi uzak alan şartını yerine getirmektedir. Bu arada plazma yoğunluğu ölçümleri sırasında ortama gönderilen mikrodalga reaktör duvarlarından kaynaklanan saçılmalara maruz kalmaktadır. Ancak bu saçılma değerleri plazma yokken yapılan ölçümler sırasında referans işaret olarak kayıt edilip kullanıldığından sonucu etkileyecek bir durum ortaya çıkmaz yada ihmal edilebilir.

Daha önce bahsedildiği üzere elektrotlar 27.12MHz ve 1.94MHz frekanslar ile tekli ve ikili frekans formatlarında sürüldü. Bu sırada kılıf potansiyel değerlerin 200,300, 400,450 ve 550 volt değerlerinde sabit kalmasına özen gösterilerek değerler alındı. HP7434B tipi kare dedektörü aracılığı ile sistemin faz ve genlik bilgilerini de içeren frekans cevabı, bir sayısal osiloskop üzerinden kaydedildi. Verilerin kaydı sırasında Labview üzerinde gerçekleştirilmiş bir yazılım GPIB kartı üzerinden bu işlemleri yürüttü.

Referans kolu üzerindeki ilave yol, ölçme yapılan koldan  $N\lambda$  kadar daha uzundur. N büyük bir değer olup tam sayı olmak zorunda değildir. Bu uzunluk farkı nedeni ile ortaya çıkan faz kayması  $\Delta\Phi_g = k_g \Delta L$  olup burada dalga kılavuzunun dalga sayısını

ifade eden değer  $k_g = \frac{2\pi}{\lambda_g}$  dir. Denklem 3.3 de ise frekansa bağlı olarak bir dalga

kılavuzu içerisinde ilerleyen işaretin dalga boyu verilmektedir.

$$\lambda_g = \left[ \left( \frac{f_0}{c} \right)^2 - \left( \frac{1}{2a} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (3.3)$$

Burada  $c$  ışık hızı,  $f_0$  frekans ve  $a$  dalga kılavuzunun geniş olan boyutu. Ancak  $\lambda \ll N\lambda$  olduğu durumlarda ki yapılan çalışma da  $N \cong 200$  olup dalga kılavuzunun karakteristiği sabit kabul edilir.

Netice itibari ile biri dalga kılavuzu, diğeri kullanılan horn antenler aracılığı ile plazma üzerinden geçen işaretler bir hibrit birleştirici (Bakınız şekil 3.10) vasıtası birleştirilirler. Hibrit birleştiriciler yapıları gereği, 1 ve 3 nolu girişlerden aldıkları işaretleri 2 nolu çıkışında bu işaretlerin toplamı ve 4 nolu çıkışında bu işaretlerin farkı olacak şekilde verirler. Bu arada 1 ve 3 ile 2 ve 4 nolu uçların kendi arasında her hangi bir işaret geçişi mümkün değildir. Bu çıkışların sonuna eklenmiş olan 20MHz-18GHz arasında duyarlı HP8474B model kristal detektörler vasıtası işaret elde edilir. Elde edilen her iki işaretin genliği oluşan faz kaymasının bir ifadesi şeklindedir.

Mikrodalga kaynak  $f_{swp}$  tarama frekansı ile yukarıda bahsi geçen aralıkta gidip gelir. Aşağıda matematiği verildiği üzere tarama frekansının yüksek olması daha kısa ilave yol eklemeyi gerektirdiği gibi plazma içerisinde olup bitenlere ilişkin olarak o kadar ayrıntılı bilgi toplama fırsatı verir. Tarama frekansı aynı zamanda örnek toplama hızı olarak kabul edilebilir. Çalışmalarımız sırasında kullandığımız osilatör en çok 800Hz ile tarama yapmaya fırsat verdiği için yol miktarını artırarak daha kısa aralıklı ancak yüksek hızlı tarama yapmasını tercih edilir.

Bahsi geçen tarama işlemi, referans ayağında, ölçme ayağı ile karşılaştırıldığında ekstra bir yada bir kaç dalga boyu değişime yani  $N\lambda_f$  den  $(N+1)\lambda_{f+\Delta f}$  e gelmesine neden olur. Bu farkın kaynağı hemen aşağıdaki (çalışma sırasındaki fiziksel gerçeklerden yola çıkılarak anlatılan) örnekte olduğu üzere frekanslar arasındaki dalga boyu farkının bir sonucudur. Bu durumda yeterince tarama frekans aralığına yada yeterince ilave yola sahip olunması halinde referans ayağı ile ölçme ayağı arasında  $0 - \pi$  arasında değişen faz kayması görülür. Hibrit birleştiricinin çıkışı,

kendisine ulaşan bu iki işaretin toplam yada farkını vermektedir. Bu bileşenlerden bir tanesi  $\cos^2(\Delta\Phi)$  olup bu ifade güzel bir sinüsü ifade etmektedir. Plazmanın mevcut olmadığı ve olduğu durumlarda elde edilen işaretler arasındaki fark da bize plazma kaynaklı olarak ortaya çıkan faz kaymasını verir. Dolayısı ile bir anlamda ilave yollar ve tarama sonucu iki kol arasında oluşan faz kaymalarının plazma var ve plazma yok halleri arasındaki kaymayı dikkate almaktayız.

Çalışma da osilatörün oturduğu temel frekans 15.3GHz ve tarama frekansı, osilatörün izin verdiği maksimum sınır olan 30MHz olarak seçilmiştir. 15.3GHz için dalga  $\lambda = 1,96cm$  ve  $15.3+0.03=15.33GHz$  için dalga boyu  $\lambda = 1,954cm$  dir. Her bir dalga boyu için  $\Delta\lambda = 3.66 - 3.65 = 0.01$  cm lik fark oluşmaktadır. Yani 30 MHz ile bir tur sağlanmaktadır. Dolayısı ilave yolumuzun farkı kabaca  $3.65/0.01 = 365$  kere dalga boyu yani yaklaşık 7.6metre olmalıdır. Bu uzunluk özel olarak tasarlanmış Gigaband kablolar kullanılarak temin edildi.

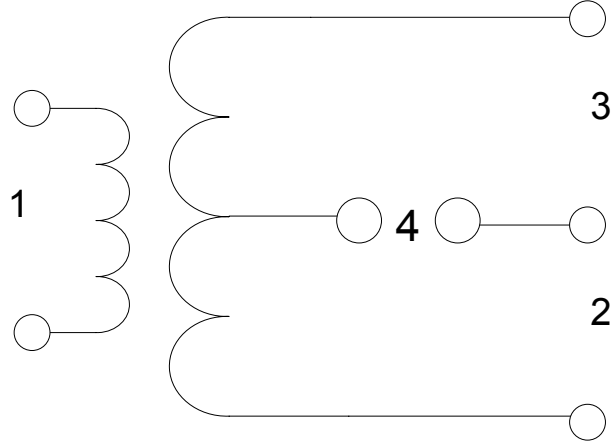
### 3.3.3 Hibrit birleştirici ve detektör çıkışının faz ilişkisi

Şekil 3.10, telefon tekrarlama devrelerinde çokça kullanılan hibrit bobin yapısını göstermektedir. Bu devrenin çıkışları uygun bir şekilde sonlandırıldığında, 1 nolu uçtan verilen işaret 3 ve 4 nolu uçlara eşit olarak giderken, 4 nolu uçta her hangi bir işaret gözlenmez. Aynı şekilde 3 nolu uçtan verilen işaret 1 ve 4 nolu uçlara ulaşırken 2 nolu uca çıkış vermez. Bu özelliklere sahip dört uçlu mikrodalga bağlantı elemanı hibrit birleştirici yada daha yaygın adı ile sihirli T olarak adlandırılır.

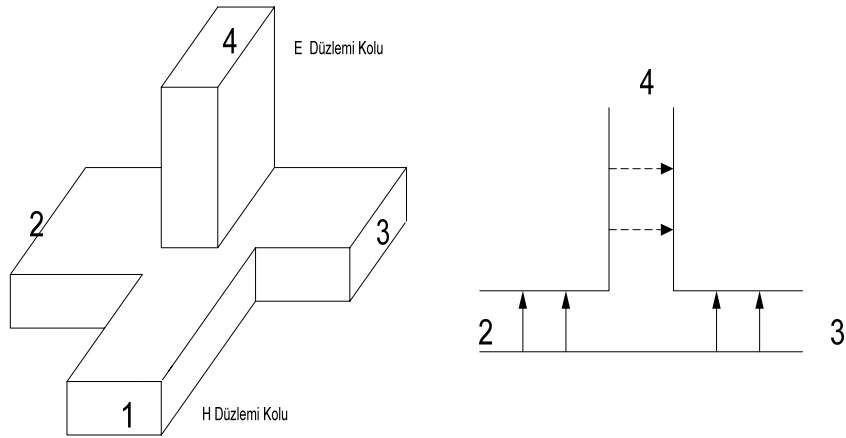
TE<sub>10</sub> modu Hibrit birleştiricininin 1 nolu ucundan enjekte edildiğinde, aynı düzleme karşılık gelen 2 ve 3 nolu uçlara eşit şekilde ulaşır ve çıkış verir ancak 4 nolu kolda yol alabilmesi için 90 derece faz farkı olması gerekir ki bu gerçekleşebilsin. Ancak bu şartlar altında işaret 4 nolu kola ulaşamaz. Şekil 3.11 üzerinde açıklandığı üzere bütün kollar için aynı sonuç geçerlidir. Çalışma sırasında kullanılan sihirli T, 1 ve 3 nolu kollarından sırasıyla sistemin referans ve ölçme (plazma içeren) kolları girerken, 2 ve 4 nolu kollardan detektör çıkışları alındı. Bu çıkışlar 2 nolu çıkış 1 ve 3 nolu işaretlerin toplamını, 4 nolu çıkış ise bu işaretlerin farkını bize çıkış olarak



vermektedir. Bilindiği üzere bu çıkışların giriş olarak verildiği, HP8474B tipi 10MHz -18GHz arasında çalışan kristal detektör aslında bir diyot olup aşağıda anlatıldığı şekilde çıkış vermektedir.



Şekil 3.10. Hibrit bobin [72]

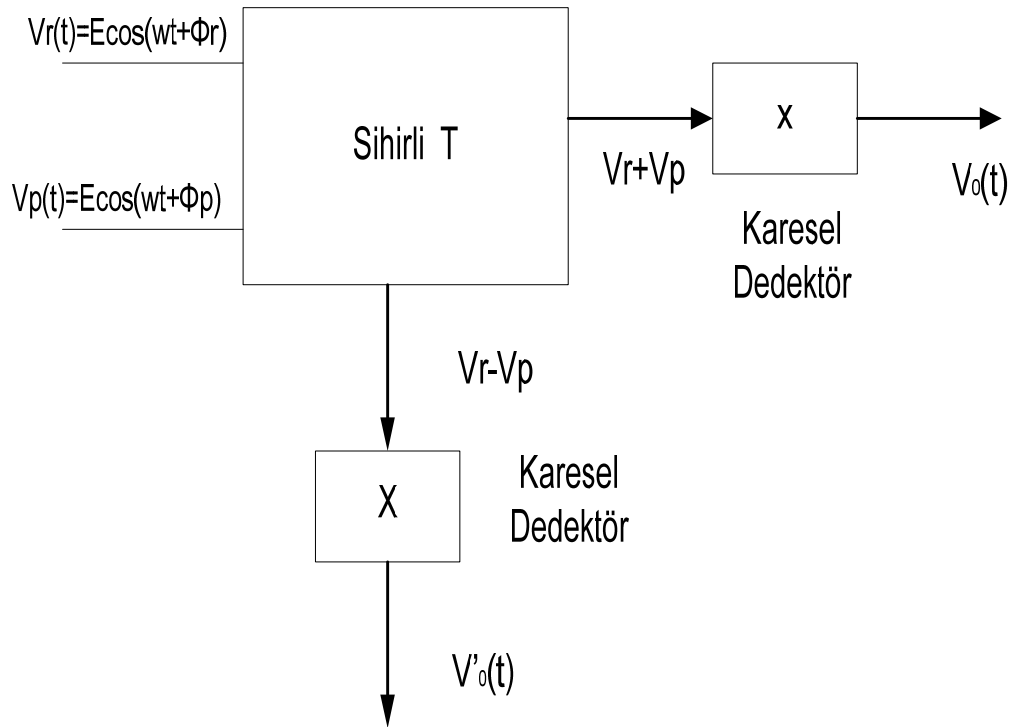


Şekil 3.11. Hibrit T Birleştirici ve 1 nolu uçtan verilen işaretin görünümü

Şekil3.12 de çok temel olarak sihirli T den çıkarak detektöre giren işaretlerin şematiği verilmektedir. Sihirli T aracılığı ile 1 ve 3 nolu uçlara gelen işaretler, 2 nolu uçta bu işaretlerin toplamını ve 4 nolu uçta bu işaretlerin farkını verecek şekilde çıkış oluştururlar.

Bilindiği üzere diyot, doğrusal olmayan bir yapıya sahip olup girişine verilen  $V(t)$  gibi işarete ilişkin olarak denklem 3.4 de verildiği üzere bir çıkış vermektedir [73].

$$V_o(t) = a_0 + a_1V(t) + a_2V(t)^2 + a_3V(t)^3 + \dots \quad (3.4)$$



Şekil 3.12. Sihirli T ve kare detektör çıkışları

Bu detektöre giren işaretler sırası ile referans koldan,  $V_r(t) = E \cos(\omega t + \Phi_r)$  ve plazma ölçüm kolundan,  $V_p(t) = E \cos(\omega t - \Phi_p + \pi)$  olarak ulaşmaktadır.  $V(t)$  detektörlerden elde edilen işaretlerden biri kendisine gelen iki işaretin farkı diğeri ise toplamı şeklinde olmaktadır. Burada toplamı veren işareti ele alalım ve denklem 3.4 içinde yerine koyalım.

$$V_o(t) = a_0 + a_1(E \cos(\omega t + \Phi_r) + E \cos(\omega t + \Phi_p + \pi)) + a_2(E \cos(\omega t + \Phi_r) + E \cos(\omega t + \Phi_p + \pi))^2 + \dots \quad (3.5)$$

Denklem 3.4 ile verilen ifadelerden, ikinci dereceden olan ifade hesaplandığında, işarete ilişkin düşük frekanslar ile yüksek frekans bileşenlerine ilaveten faz kaymasını ifade eden bir bileşene ulaşırız.

$$V_o(t) = (a_2 E)^2 \cos^2(\omega t + \Phi_r) + (a_2 E)^2 \cos^2(\omega t + \Phi_p + \pi) \\ + (a_2 E)^2 \cos(\omega t + \Phi_r) \cos(\omega t + \Phi_p + \pi) + DDB + YDB \quad (3.6)$$

Denklem 3.6 yeniden düzenlendiğinde elimize denklem 3.7 ile ifade edilen ve faz değişkenine ilaveten diğer Düşük Dereceden Bileşenler ile Yüksek Dereceden Bileşenler elde edilir.

$$V_o(t) = (a_2 E)^2 \left[ \cos\left(\frac{\omega t + \Phi_r + \omega t + \Phi_p + \pi}{2}\right) + \cos\left(\frac{\omega t + \Phi_r - \omega t - \Phi_p - \pi}{2}\right) \right] + DDB + YDB$$

$$V_o(t) = (a_2 E)^2 \cos\left(\frac{\Phi_r - \Phi_p - \pi}{2}\right) + DDB + YDB \quad (3.7)$$

$$V_o(t) = (a_2 E)^2 \sin(\Phi_r - \Phi_p) + DDB + YDB \quad (3.8)$$

Elde edilen bu işaret, bant geçiren bir filtre ile süzülerek yüksek ve düşük dereceden bileşenleri atılır ve geriye denklem 3.9 kalır. Bir faz algılayıcı aracılığı ile işaretin fazı elde edilir. Elde edilen faz bilgisi, plazmanın çarpışmalı yada çarpışmasız olmasına göre, denklem 2.71 yada denklem 2.72 ile verilen yoğunluk hesaplama ifadelerinden biri seçilir.

$$V_o(t) = (a_2 E)^2 \sin(\Phi_r - \Phi_p) \quad (3.9)$$

### 3.4 ESR Plazma Düzenegi

Plazmanın uyarılma işlemi ticari olarak satılan her hangi bir mikrodalga fırının 2.45GHz de çalışan magnetronu ve 150ADC akım ile sürülebilme kapasitesine sahip bir Helmholtz bobini aracılığı ile gerçekleştirildi. Akım çapı 14mm olan bir bakır

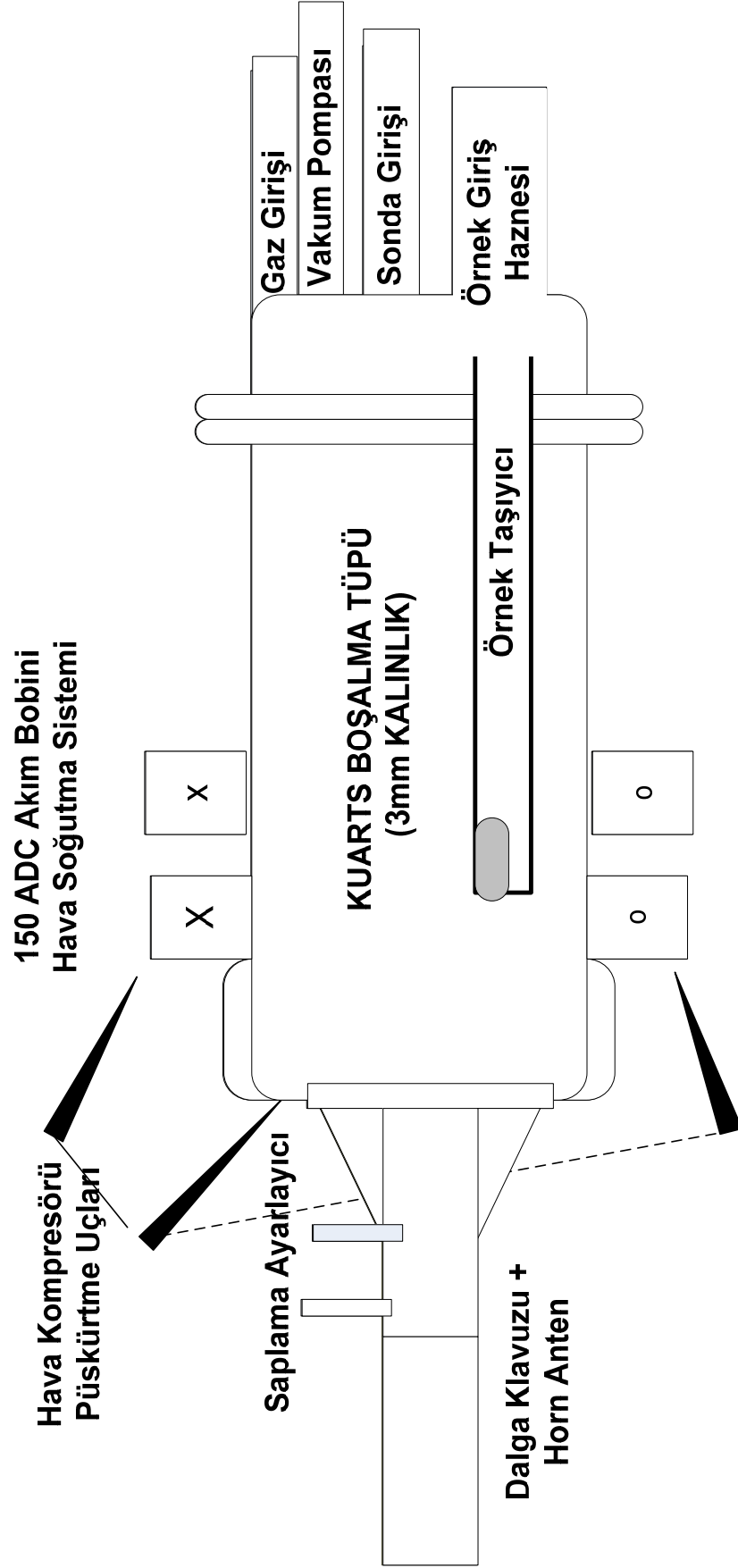
bir bobin telleri üzerinden akıtılırken sistem kısa süreli darbeleri bir yapıda çalıştırıldığından hava kompresörü aracılığı ile soğutulmuştur.

Şekil 3.13, kullanılan ESR plazma düzeneğinin bir çizimini göstermekte olup bu düzenek içerisinde; Ar ve N<sub>2</sub> boşalmaları üretildi. Mikrodalganın sisteme enjekte edildiği ara yüz de dahil olmak üzere bütün boşalma kısmı; 1500<sup>0</sup>C sıcaklığa dayanıklı ve bu sıcaklıkta  $\epsilon_{\text{kuarts}} = 3.93 - j0.22$  [74] kompleks yalıtkanlık değerine sahip kuarts camdan yapıldı. Kuarts ara yüz, paslanmaz çelikten yapılmış bir sabitleyici ile ana gövdeye tutturuldu. Kullanılan tüpün iç çapı 100mm ve uzunluğu 500mm olarak seçildi. Sistemden akan gaz akış hızı ise tipik olarak 0.3-2.5 sccm seçildiğinde ortamda oluşan basınç değeri çalışmalar boyunca 70mTorr ile 200mTorr arasında değişmektedir. Bu arada muamele edilecek malzemeyi taşıyacak olan taşıyıcı kol 2.5 cm x 35cm boyutlarında normal bir camdan tasarlandı. Yine vakum tüpü üzerinde 10mm çaplı gaz giriş uçları ile barometre takılan uçlar ve vakum pompası çıkışları bulunmaktadır. Bunun dışında çizimden görüleceği üzere elektromanyetik işaret, magnetronun ayrıldıktan sonra bir horn anten aracılığı ile saplama ayarlayıcılar üzerinden sisteme kavratılmaktadır.

Tasarlanan sisteme ilişkin olarak, hareketli manyetik alan sondası kullanarak ölçülmüş aksel manyetik alan değişimi daha önce verilmişti( Bakınız şekil 2.15). Bu şekil üzerinde yer alan 0 noktası ile görülen merkez noktası, Helmholtz sarımını oluşturan iki ayrı grubun tam ortasına karşılık gelmektedir. Bu merkez hattı şekil 2.15 üzerinde dikine siyah kesikli hatlar olarak gösterilmektedir. Veriler tüpün yerleştirildiği doğrultu boyunca, muamele edilecek malzemeyi taşıyan taşıyıcı aparatın hareket doğrultusu boyunca alındı. Böylece bu değerle bize farklı uzaklıklarda ancak aynı doğrultuda yapılan uygulamaların sırasındaki manyetik alan değerini bilme imkanı verir. Ölçümler sırasında üzerinde çalışılan silikon sonda sıcaklığının 25<sup>0</sup>C ve 40<sup>0</sup>C arasında değiştiği gözlemlendi. İyon sıcaklığı DC filament boşalma vasıtası ile ölçüldü ve oda sıcaklığı civarında tespit edildi ki bu ölçümler kullandığımız polimer yüzeyi yakınlarındaki değeri ifade etmektedir. Ölçülen bu sıcaklık değerleri, polimer tabanlı olsun yada olmasın ısıya duyarlı malzemelerin sterilizasyonu amacı ile ESR plazma düzeneğinin uygulanabilirliğini göstermektedir. Bu türden bir plazma düzeneği tasarımı halinde, plazma yoğunluğu  $\sim 10^{11}$  #/cm<sup>3</sup>

mertebelerinde elde edilebilir [75] ve elektron sıcaklığı değerleri 2-8 eV aralığında değişmektedir.

İkili saplama ayarlayıcı, mikrodalga kaynaktan çıkan elektromanyetik alanın kuarts ortama en iyi şekilde kavratılması amacı ile tasarlandı. Burada kullanılan saplama elemanları birbirlerinden  $\lambda/8$  mesafe ile ve bunlardan dalga kılavuzunun sonuna en yakın olan ise  $\lambda/4$  mesafede yerleştirilmiştir. Böylece arkaya doğru giderek geri yansıyan işaret üzerinde  $\lambda/2$  ye karşılık düşen bir faz kayması meydana gelmekte, bu ise ileri yöndeki ve yansıyan işaretlerin birbirleri ile örtüşerek maksimum işaret transferine ve dalga kılavuzu içerisinde ortaya çıkacak istenmeyen duran dalgalara engel olmaktadır.



Şekil 3.13. ESR plazma sisteminin temel çizimi

## BÖLÜM 4. ESR PLAZMA İLE STERİLİZASYON

Çalışmanın bu kısmında endüstriyel amaçlı bir uygulama olarak, ESR plazma düzeneklerinin gram pozitif ve gram negatif bakteriler üzerindeki öldürücü etkisi incelendi. Gram pozitif ve gram negatif ifadeleri canlıların hücre yapılarını ifade etmektedir. Bu kısımdaki amaç ESR plazma sistemlerinin bakterileri tamamen yok edip edemediklerinin incelenmesidir. Burada *Basilus subtilis*(vegetative cell), *Basilus sereus*(vegetative cell), MRSA (Methicillin Resistant *Staphylococcus Aureus*) ve *Escherichia coli* üzerindeki sistem etkilerine bakılmıştır.

Polimer tabanlı malzemelerin, tıpta ve ameliyathanelerde kullanımının artması ile birlikte, sterilizasyon son çeyrekte oldukça önem taşımaya başlamıştır. Sterilizasyon cihazlarının verimliliği yanında daha düşük sıcaklıklarda çalışma ve cevap verme zorunluluğu ortaya çıkmıştır [76]. Düşük sıcaklıklarda ( $\leq 50$  °C) becerilebilen sterilizasyon işlemi malzemelerin özelliklerinin korunması bakımından önem taşımaktadır. Bu tür malzemeler, buharla ısıtma yöntemi ile malzeme özelliklerini kaybettiğinden, en yaygın kullanılan yöntemlerden birisi olan EtO ile sterilize edilmektedir. Ancak bu yöntemin en büyük olumsuzluğu, sterilizasyon süresinin 12-20 saat arasında değişmesi ve çevreye verdiği zarardır. Diğer bir alternatif yöntem ise soğuk plazma yöntemi olarak yalıtkan engellemeli boşalma [77] plazmalarıdır [78]. Daha önce Rad [79] silikon sondalar üzerindeki enfeksiyon geciktirme işlemini plazma kullanarak gerçekleştirmiş ve önemli sonuçlar elde etmişti.

Bilim adamları tarafından, bir cihazın sterilizasyon kapasitesinin belirlenmesi için kullanılan tanımlamalardan biri, D-değeri olarak bilinen ortamdaki canlı sayısının  $10^6$ dan 1 e indiğinin gösterilmesidir [80,81]. Bu düzeneklerde bakteriler genellikle beta sayıcılar aracılığı sayılır. Beta sayıcılar, enfekte edilen malzeme üzerindeki plazma uygulamasından önce ve sonra tek tek sayılır ve değerlendirilir.

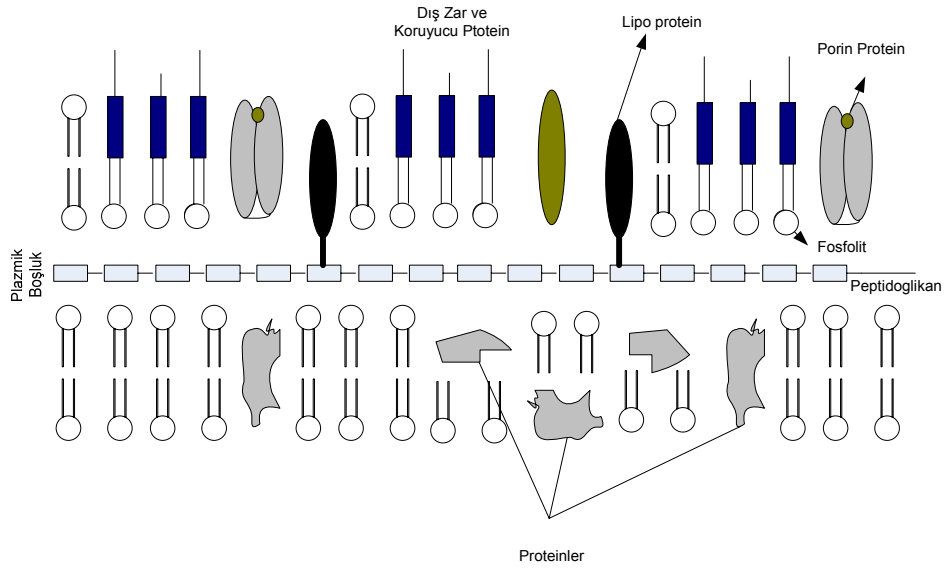
Gerçek bir sterilizasyon işleminden bahsedebilmek için, basillerin tamamının yok edilebilmesi gerekmektedir. Bu yüzden yukarıda bahsedildiği üzere farklı özelliklere sahip, farklı ortamlara dayanıklı basiller kullanılmalıdır. Bu çalışmada seçilen basillerden, Staphylococcus aureus (MRSA) hastane ortamında oldukça çok bulunan bir bakteri çeşidi olup pek çok antibiyotiğe karşı dayanıklıdır. Bacillus subtilis (vegetative cell) ve Bacillus cereus (vegetative cell) ise literatürde mikrodalgaya en dayanıklı bakteriler olarak tanımlanmaktadır. V. Monna [74] ve M. Maison [82] N<sub>2</sub>-O<sub>2</sub> ve Argon – O<sub>2</sub> karışımı kullanarak sterilizasyon işlemi yaptılar. Bu çalışmada plazma oluşturmak üzere HABAS tarafından üretilen ve %99.999 saflık değerine sahip Ar ve N<sub>2</sub> gazları kullanıldı.

#### 4.1 Mikroorganizmaların Genel Özellikleri

Mikroorganizmalar virüsler, bakteriler, algler, mantarlar ve protozalar olmak üzere beş temel grup içerisinde ele alınırlar. Bakteriler genellikle, yuvarlak, çubuk ve spiral şekillerde bulunmaktadır. Boyutları genellikle 0.5-5 mikrometre mertebesinde bulunmaktadır. Bu çalışmada kullanılan gram negatif bakterilerin hücre duvarları yaklaşık 1-1.5µm seviyesindedir. Bu tür bakterilerin hücrelerinde hücre sitoplazmasında mitokondri ve endoplazmik redikulum olmadığından elektron nakil enzimleri, hücre zarına yerleşiktir. Zar aynı zamanda hücre için ozmotik engel olarak görev yapar ve hücre ürünlerinin dış ortama geçişini düzenler. Bakterilerin hücre duvarları genellikle çok sert bir yapıya sahiptirler ve bakteriyi toksik maddeler ile çeşitli anti biyolojik etkilerden korurlar. Bir Bakterinin temel yapısı şekil 4.1 ile verilmektedir.

Bakterin dışını çevreleyen ve en sağlam kısmı ifade eden, kapsül yapısının kırılması halinde, bakterinin içinde yer alan sıvı kısım dışarıya akıtılabilir. Bir başka ifade ile sıvı kısım bakteri içerisinden uzaklaştırılabilir. Kapsül, sterilizasyon işleminin başarısı için mutlaka kırılması gereken kısmı ifade etmektedir. Burada kırmak ile kastedilen kapsülü oluşturan kimyasal bağların kopartılmasıdır. Bu durumda bakteri yaşamını yitirecektir.





Şekil 4.1. Tipik bir bakteri hücresi

Hücre Duvarı/kapsülü, polisakkarit ve protein birleşiminden oluşan ve bakterinin genel şeklini oluşturan yapıdır. Küresel, çubuk yada salyangoz şeklinde olabilir. Kapsül, bakteriyi dış etkilere karşı koruyan kapsül polisakkarit - protein yapısında olup organizmanın en sert kısmıdır. Kapsülleri meydana getiren polisakkaritler, daha sonra verileceği üzere C, O, H ve N bağlarından oluşmaktadır. Atomları arası bu bağları kırmak için gereken enerji seviyeleri tablo 4.1 ile verilmektedir. Ancak organik yapılar her zaman bu kadar sağlam yapılar oluşturmazlar ve genellikle 0.5eV ile 2 eV seviyesindeki elektron enerjileri ile kırılabilir.

Tablo 4.1. Bağlanma /kopma enerjileri [83]

TEK Atomlular	Enerji /eV	Çok Atomlular	Enerji /Ev
C-H	5.3	C=C	7.6
C-N	7.8	C≡C	10.0
C-Cl	4.0	CH <sub>3</sub> -H	4.5
C-F	5.7	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> -H	4.3
C=O	11.2	CH <sub>2</sub> CH-H	4.8
C-C	6.3	CHC-H	5.7

Pilus ve Flagelum, Sırasıyla, bakterinin diğer hücelere bağlanmasını ve motorlar aracılığı eksensel hareketler yapmasını sağlarlar. Dolayısı piluslarda meydan

getirilecek bir hasar bakterilerin eklendikleri diğer hücrelerden/ortamlardan, çalışma sırasında eklemelendirildikleri silikon sondadan, ayrılması sonucunu doğuracaktır.

Mikroorganizmaların duvarını oluşturan yapının bir iyon bombardımanı altında yeterince yüksek enerjiye sahip olmak şartı ile kırılması mümkündür. Mikrodalga plazma yöntemi ile yüksek hızlara çıkan N<sub>2</sub> ve Ar iyonları bu bağlara çarparak en dışta bulunan atomları kopartır ve yeni bir bağ yapısı oluştururlar. Bu arada hedefteki mikroorganizmanın kapsülü parçalanmış olduğundan organizma ölür.

#### **4.2 Bakterilerin Üretilmesi ve Silikona Eklenmesi**

Bakteri zincirleri, çoğaltmak için, TSB – Typical-Soy-Broth oksit ortamda 37<sup>0</sup>C sıcaklıkta bir geceden fazla bekletildi. Ortama çözünürlüğü %10 olan gliserol eklendikten sonra 2ml lik parçalar halinde pek çok tüpe aktarıldı ve -80<sup>0</sup>C sıcaklık altında 3-6 ay arasında dondurucu bir ortamda tutuldu. Bir aydan daha kısa süreli saklama işlemine tabi tutulan örnekler önce oda sıcaklığına getirilip daha sonra Typical-Soy Agar (TSA) plakaları üzerinde 37<sup>0</sup>C sıcaklıkta kültür edildiler. Düşey pozisyonda tutulmak koşulu ile TSA içeren tüplerde kültür edilen bütün bakteriler 4<sup>0</sup>C sıcaklıkta 1 ay boyunca tutuldular. Günlük kullanımlar için takip eden bakteri süspansiyonları hazırlandı: Kısa süreli saklamaya maruz tutulan bakteriler 100ml lik TSB içerisine yerleştirildi ve New Brunswick Scientific Co-USA yapımı bir dairesel çalkalayıcı kullanarak 120 rpm hızda, 37<sup>0</sup>C sıcaklıkta 18 saat boyunca çalkalandı. 10 dakikalık 5000 rpm de merkezkaç işlemi ile hasat edilen bakteriler fosfat tamponlar kullanarak 3 kez yıkandı. Yıkanan bakteriler, Naci/fosfat tamponu içerisinde askıya alınır. Bakteri kümelerini yok etmek için, 25ml lik steril şırınga aracılığıyla süspansiyon içerisinden uzaklaştırılır. Süspansiyon içerisindeki bakteri konsantrasyonu 4 CM Farland olacak şekilde ayarlanır. Bu ayarlama esnasında Nephelometer of Becton Dickenson (BD, USA) yapımı standart kristal spektrometre kullanılır. 4 Mc Farland de bakteri konsantrasyonu 1,2X10<sup>9</sup> cfu/ml dir. Mevcut solüsyon konsantrasyonu ayrıca koloni oluşturma yöntemi ile de tekrarlanarak ispatlanmıştır.

Bakterilerin eklenmesi işlemi steril şartlar altında her biri 2cm uzunlukta olacak şekilde silikon sondaların hazırlanması ile başladı. Daha sonra 4 ml bakteri süspansiyon tüpleri hazırlanarak, elimizdeki 2 cm uzunluktaki silikon parçalar bu

süspansiyon içerisine konuldu. Bu parçalar kuluçka ortamında serbest olarak hareket edebilir konumda idiler. Hazırlanan bu süspansiyonlar 60 dakika boyunca 100rpm de çalkalandı. Kuluçka periyodu sonunda bakteri eklenmemiş silikon sonda parçaları uzaklaştırılır ve 5 kez NaCl/fosfat tamponlar kullanarak yıkandı. Bundan sonra silikon sonda parçaları üzerine bakteri ekleme işlemi aşağıda anlatıldığı biçimde yapıldı.

Her bir silikon sonda parçası 2 ml NaCl içeren tüplerin içine yerleştirildi. Tüpler 15 dakika boyunca 800 rpm hızla çalkalandı. Periyodun sonunda, bütün silikon sonda parçaları uzaklaştırıldı ve TSA içerisindeki bakteriler 0.1 ml yayılma gösterecek seyreltiler olarak sayıldı. 37<sup>0</sup>C de 18 saat süren kuluçka döneminden sonra bakteriler sayıldı ve tablo4.2 de verilen değerler elde edildi.

Tablo 4.2. Silikon sonda parçalarına eklenen bakteriler.

Bakteri	Bakteri Kodu (Cevap şekillerinde Kullanılan)	Silikon Sonda x106 cfu / cm
Basilis Subtilis	A	5,6 ± 0,07
Basilus Sereus	B	9,2 ± 0,05
MRSA	C	18 ± 0,03
E. koli	D	30 ± 0,008

### 4.3 Bakterilerin Etkisizleştirilmesi

Daha önce de bahsedildiği üzere bu çalışmanın amacı, sistemin sterilizasyon kapasitesinden ziyade tam ve mükemmel bir sterilizasyon cihazı olarak kullanılıp kullanılmayacağını belirlemesidir. Bakterilerin önemli bir kısmı 2-3 dakika içerisinde çok önemli oranda azalmakla birlikte tamamen yok edilememektedir. Bakterilerin tamamen yok edilebilmesi ise bir saatten daha kısa bir süre almaktadır. Daha önce bahsi geçen D-değeri bu türden sterilizasyon tanımı için ancak bir gösterge niteliği taşımaktadır, yoksa sterilizasyonun tamamlandığı anlamına gelmemektedir.

Tablo 4.3, silikon sonda parçaları üzerine enfekte edilen *Basilus sereus* için farklı sürelerde iki farklı güç altındaki plazma uygulamasının cevabı görülmektedir. Güç x süre matris tablosunun her bir hücresi için 10 adet örnek ele alınmıştır. Örneğin 350Wx15dakika hücresi için 10 ayrı örnek süspansiyon üzerinde deneme yapılmış ve daha sonra bu örnekler 37<sup>0</sup>C de yeniden üretilmeye çalışılmıştır. 1 gün sonunda görülmüştür ki örneklerin tamamında üreme vardır. Bunun anlamı adı geçen güç-süre kombinasyonu için sterilizasyon yeteneği %0 dır. Aynı şekilde, 350Watt -35 dakika kombinasyonunda sterilizasyon başarısı %50 (5/10) iken her iki güç uygulamasını takiben 45 dakikalık uygulamada sterilizasyon yeteneği %100 olarak tespit edilmiştir.

Tablo 4.3. Uygulamadan sonra aktive olmayan tüp tablosu (10 tüp başına) Ar plazma

		Güç Seviyesi	
		350W	700W
		Yaşamını Yenileyemeyen Tüp Miktarı	
Uygulama Zamanı Dakika	5	0	0
	10	0	0
	15	0	0
	20	0	0
	25	0	1
	30	2	4
	35	5	10
	40	6	10
	45	10	10
	50	10	10

Tablo 4.4 göstermektedir ki anons edilen sterilizasyon süresinden daha kısa sürelerde mutlak ölümler görülmektedir. Örneğin, 700W ve 30 dakikalık uygulama için, Ar plazma düzeneğinde, 10 adet sterilizasyon çalışmasından 3 adedi, 37<sup>0</sup>C da bir gün süren yumurtlama/üreme süresi sonunda yaşama dönememiştir.. Bu yapı için mutlak

sterilizasyon süresi başarısı %30 olarak tanımlanmıştır. Aynı biçimde 700W ve 30 dakikalık uygulama kombinasyonu için bu başarı değeri %50 olarak tanımlanabilir. Ancak her iki güç uygulaması altında, 35 dakikadan daha fazla bir uygulama yapıldığında bütün bakterilerin yok olduğu gözlenmiştir. Dolayısı ile 35 dakika ve daha yukarısı plazma uygulamalarında her iki mikrodalga güç değeri için mutlak sterilizasyon yeteneğinin %100 olduğu görülmektedir.

Tablo 4.4. Uygulamadan sonra aktive olmayan tüp tablosu (10 tüp başına) N<sub>2</sub> plazma

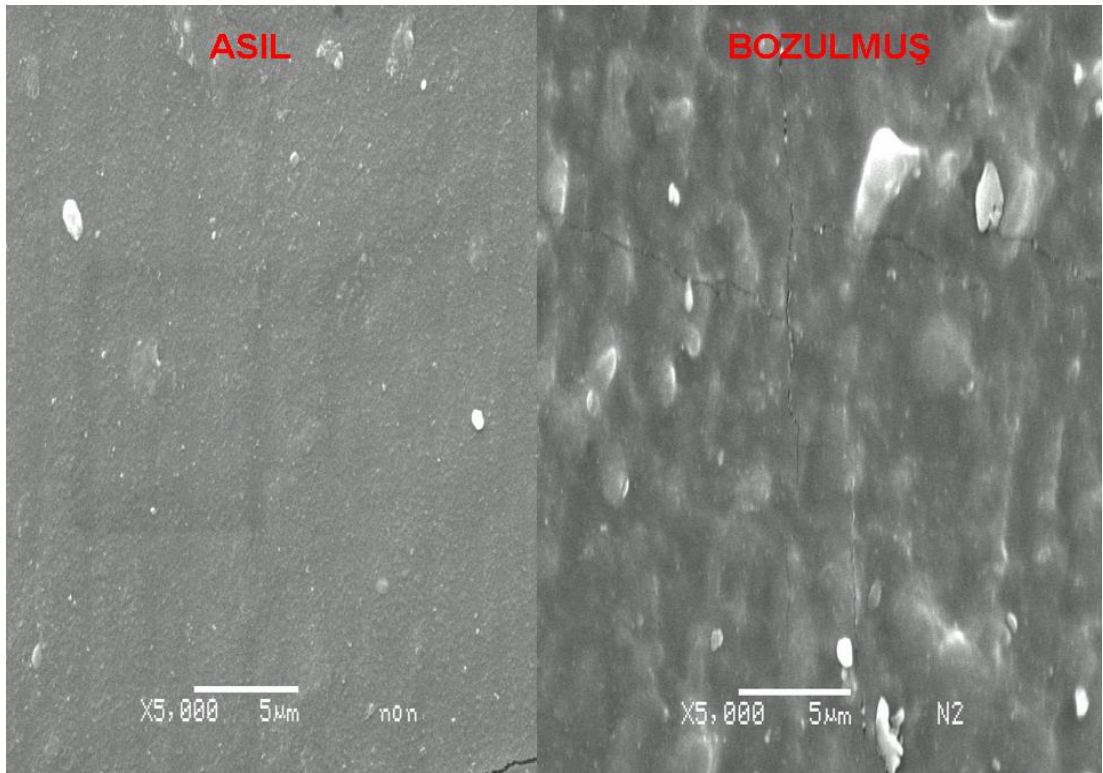
		Güç Seviyesi	
		350W	700W
		N <sub>2</sub> Boşalma İçin, Etkisizleştirilmiş Tüp Sayısı	
Uygulama Süresi ( Dakika)	5	0	0
	10	0	0
	15	0	0
	20	0	0
	25	1	1
	30	3	5
	35	10	10
	40	10	10
	45	10	10

Tablolarda elde edilen sonuçlar daha sonra her biri 10 adet tüp ile denenmek üzere, birer dakika aralıklarla yenilendi. Sterilizasyon kabiliyetinin %100 olarak tespit edildiği uygulama sürelerinin ortalaması alınarak şekil4.3 ve şekil4.4 ile verilen Ar ve N<sub>2</sub> ESR plazma uygulamalarının dört farklı bakteri üzerindeki etkisi gözlemlendi. *Basilus sereus* ve *Basilus subtilis* için, Q. Wu [84] ile çok yakın değerler elde edilmiştir. Bilindiği üzere bu iki bakteri türü mikrodalgaya karşı en dayanıklı iki bakteri olup referans bakteri olarak kullanılmaktadır. Kalan diğer bakteri ise yok edilmesi oldukça kolay olan iki bakteri türüdür. Her iki şekli birlikte ele alıp incelediğimizde, Nitrojen plazmanın Argon plazmaya nazaran biraz daha fazla cevap

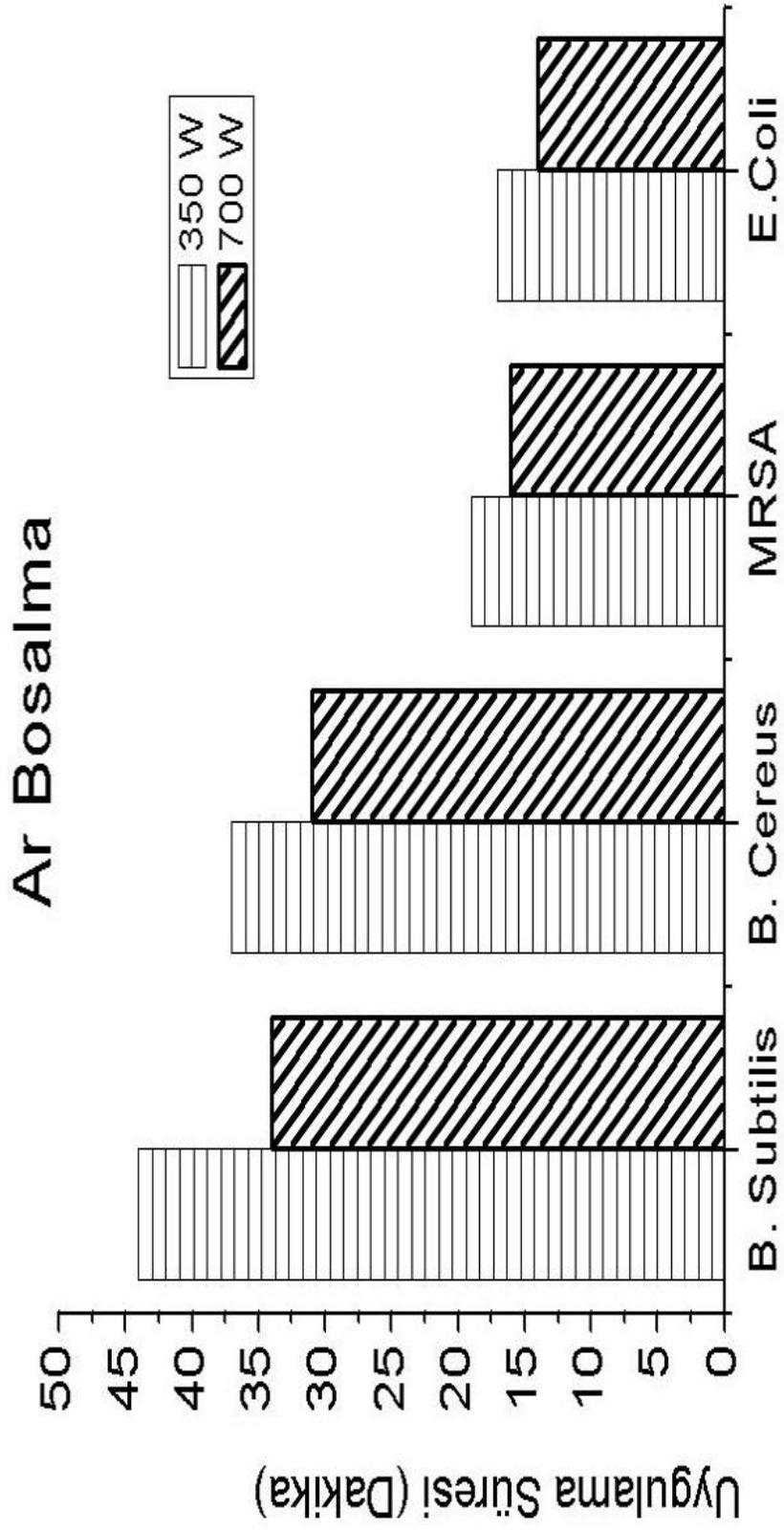
yeteneğine sahip olduğunu görmekteyiz. Bunun temel fiziksel nedeni  $N_2$  gazının iyonlaştırılması, Argonla karşılaştırıldığında çok daha kolaydır.

Yapılan çalışmalar sırasında ayrıca, tek başına vakum etkisi ile tek başına mikrodalga etkileri incelendi. En zayıf bakteri örnekleri, vakum altında 1 gün süre ile tutularak ve en an zayıf bakteri üzerine 3 saat süre ile 700W elektromanyetik dalga gönderilerek sonuçlara bakıldığında bakterilerin bir şekilde kendilerini koruyarak yeniden üredikleri gözlemlendi. Böylece, elde edilen sonucun gerçek anlamda plazma uygulamasının bir sonucu olduğu tespit edildi.

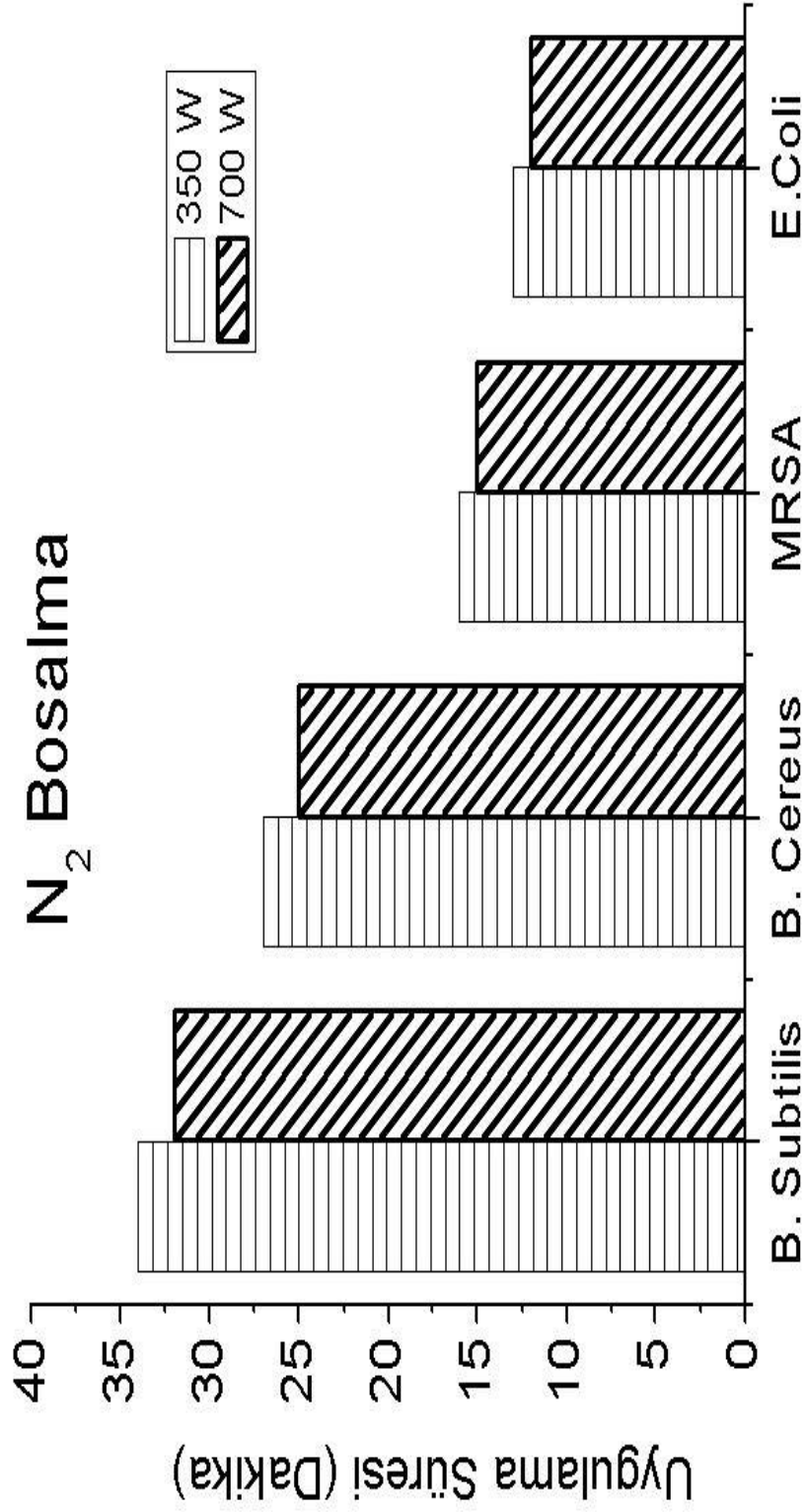
Şekil 4.2 ile verilen SEM resimlerinde görüldüğü üzere yüksek güç uygulamalarında, malzeme üzerinde mikro düzeyde deformasyonlar başlar. Yüksek güç uygulamalarının artması halinde, sterilizasyon süresi daha iyi değerlere inmekte ancak resmin sağ yarısında yer aldığı şekilde yüzeyde deformasyonlar artmakta ve yarıklar oluşmaktadır. Bu durum ise başta hedeflenen amaçtan uzaklaşıldığı anlamına gelmektedir.



Şekil 4.2. Silikon sondaya ait yüzey SEM resmi.



Şekil4.3. Argon Plazma Sterilizasyon Cevabı



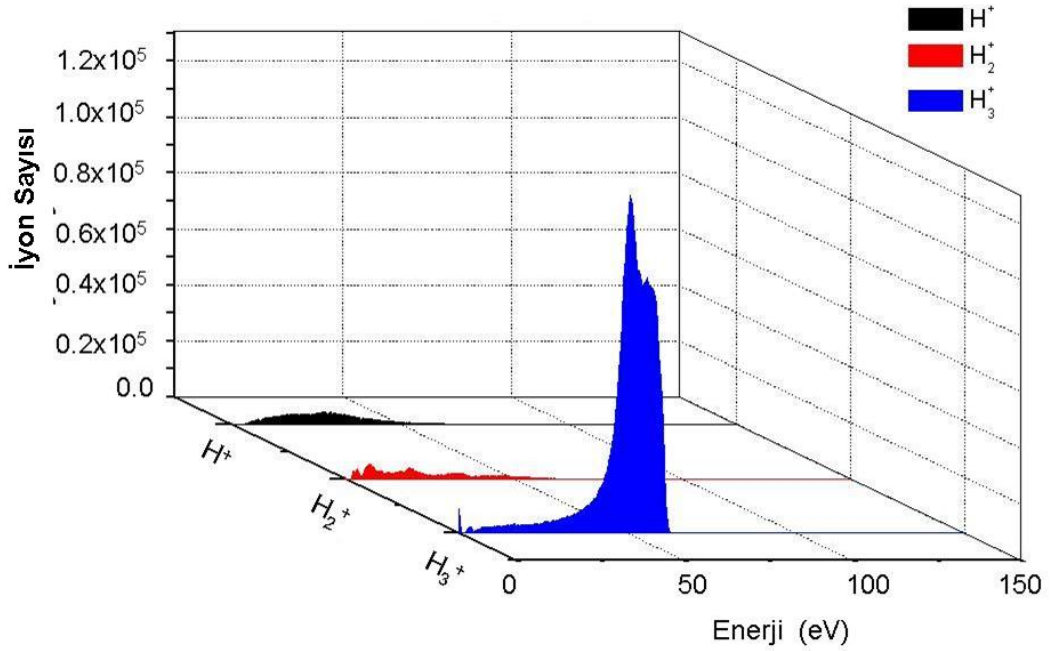
Şekil4.4. Nitrojen Plazma Sterilizasyon Cevabı



## BÖLÜM 5. ÖLÇME SONUÇLARI

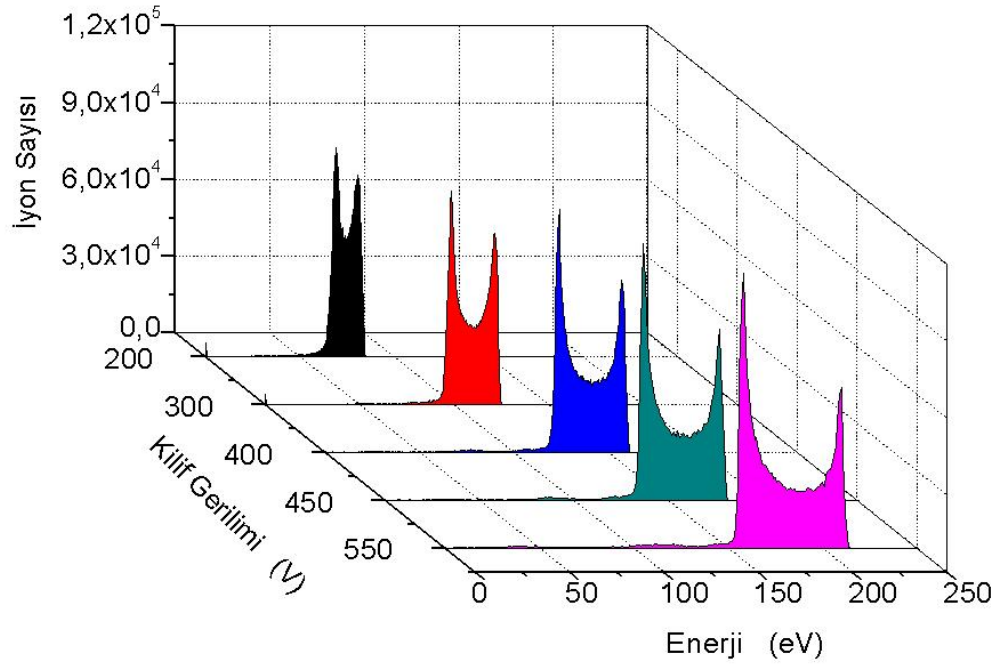
### 5.1 İyon Elektron Dağılım Fonksiyonu ve Mikrodalga Girişimetre ile Yoğunluk Ölçümü

Şekil 5.1, ortam basınç değerinin 3mTorr olarak seçildiği durumda,  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$ , için göreceli iyon sayılarını göstermektedir. Şekilde de görüldüğü üzere  $H_3^+$  iyonlarının sayısı diğerlerine kıyasla çok daha baskındır. Bu yüzden, çalışma boyunca bahsi geçen ölçüm değerleri  $H_3^+$  iyonları için verilmiştir. Bunun dışında MDGM için yapılan ölçümler ise elektron sayısını vermektedir.



Şekil 5.1.  $H^+$ ,  $H_2^+$  ve  $H_3^+$  iyonlarının karşılaştırması

$H_3^+$  iyonlarının baskın olmasının iki temel nedeni bulunmaktadır. Bu nedenlerden ilki, iyon nötral çarpışmalarının IEDF üzerindeki dağılımı daha fazla genişletmesi ve kılıf sınırındaki yoğunluk azalmasıdır. Bir diğer neden ise enerji yüklü ve çok hareketli elektronlardan dolayı meydana gelen elastik çarpışmalar sonucunda enerji kaybına uğramalarıdır. Burada elde edilen en önemli sonuçlardan bir tanesi, basınç değerlerinin artması ile birlikte IEDF üzerinde iki tepe değerinin birbirine çok yaklaşarak, ikinci tepe değerinin neredeyse kaybolmaya yüz tutmasıdır.

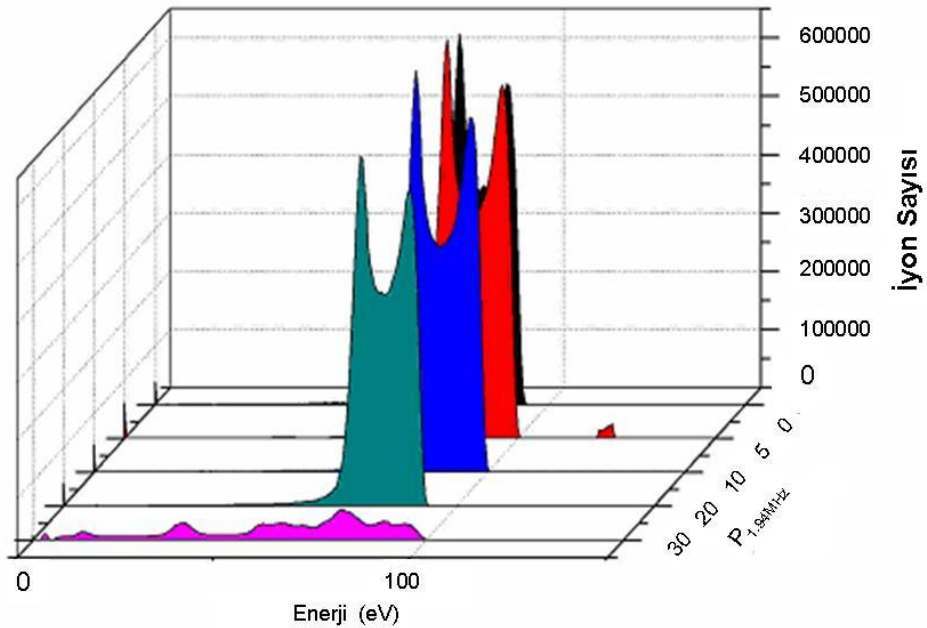


Şekil5.2. 5Pascal basınç altında  $H_3^+$  iyonları için kılıf potansiyeline bağlı IEDF

Şekil5.2 ise  $H_3^+$  iyonları için sabit basınç (5Pascal) altında elde edilen IEDF cevabı gösterilmektedir. Şekilden kolayca görülebileceği üzere, uygulanan tepe-tepe kılıf potansiyeli artırılırken, ki bu RF güç kaynağı çıkışının artırılması anlamına gelmektedir, sayılan iyonlarda dikkate değer bir artış görülmektedir. Şekilde 200V tepe-tepe kılıf potansiyeline karşılık gelen ve siyah ile resmedilen veri üzerinde  $\Delta E$  değeri yaklaşık 15eV olup, semer merkezi 76eV civarındadır. Oysaki  $V_{pp}$  kılıf potansiyel değeri 550V değerine ulaştığında dağılımın merkezi 175eV olup  $\Delta E=55eV$  civarındadır. Şekilde  $V_{pp}=550V$  (pembe cevap) olduğu durumdaki iyon

sayısı, sabit basınç altında uygulanan kılıf potansiyelinin artması halinde daha yüksek yoğunluklara ulaşabildiği gibi cevap üzerindeki iki tepenin birbirinden kolayca ayrılabilirdiğini göstermektedir.

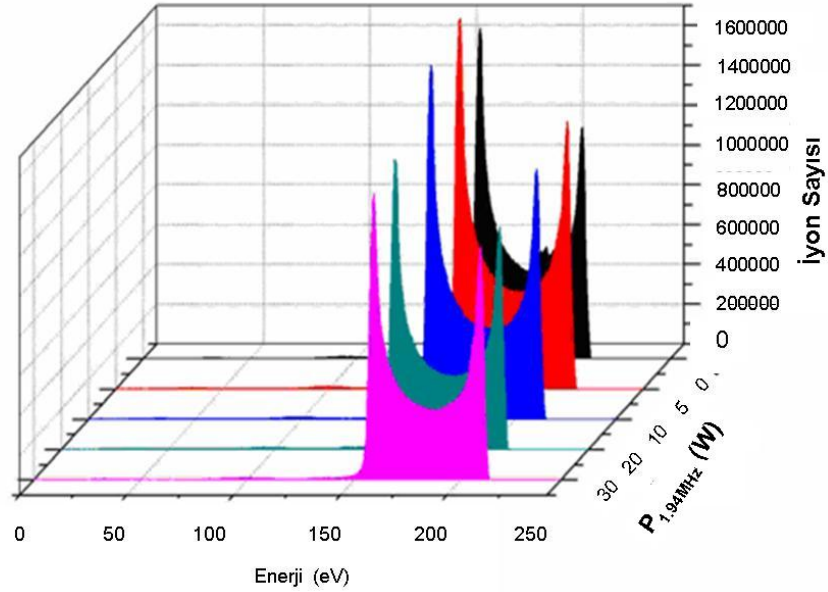
Şekil 5.3, 3mTorr basınç altında, 27.12MHz'lik ana frekans uygulamasına ilaveten uygulanan 1.94MHz lik ikincil frekans ile birlikte  $H_3^+$  iyonları için IEDF cevabının değişimini göstermektedir. Burada kılıf potansiyel değeri  $\sim 220 V_{tt}$  olacak şekilde sabit tutulmaya çalışılmıştır. Görüleceği üzere uygulanan ikinci kaynak çıkış gücünün artması ile birlikte, elektrotlar üzerinde oluşan potansiyel değeri bir başka ifade ile enerji seviyesi düşmektedir. Ayrıca semer yapıyı oluşturan iki tepe değeri bir birine yaklaşmakta ve en nihayet ikincil RF kaynak gücünün ana kaynak gücünden kabaca 3 kat büyük olduğu durumda,  $P_{1.94MHz}=30W$ , işaret yayvanlaşarak çözümlenemez hale gelmektedir. Aynı anda elektron yoğunluk değerinin de kademeli olarak azaldığı görülmektedir.



Şekil 5.3. İkincil frekans uygulamasına bağlı IEDF

Şekil 5.4 bize, 3mTorr basınç altında 27.12MHz, 60Watt ana frekans uygulamasına ilaveten uygulanan 1.94MHz lik ikincil frekans ile birlikte  $H_3^+$  iyonları için IEDF

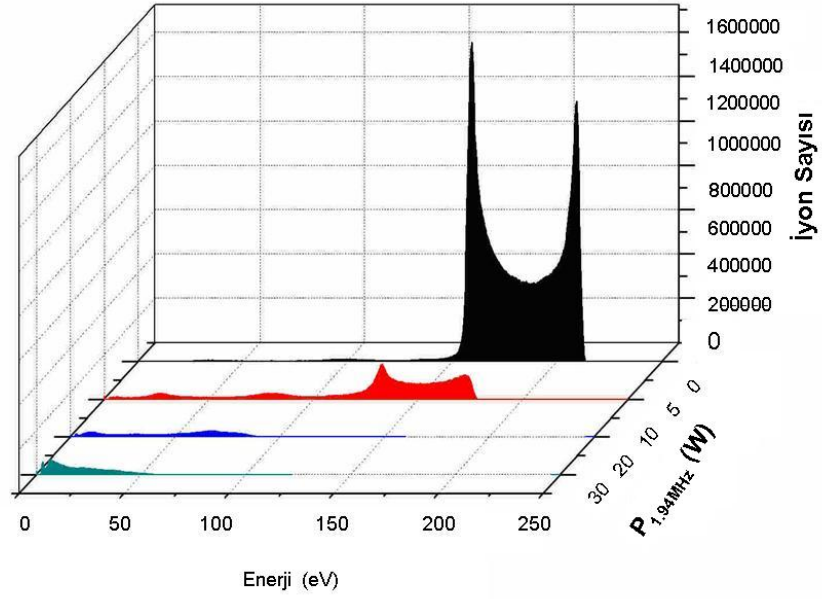
cevabının ne şekilde değiştiğini göstermektedir. Görüleceği üzere ikincil frekans çıkış gücünün artması ile birlikte enerji seviyeleri düşmekte aynı zamanda iyon akı değerinde yani yoğunlukta da bir düşme gözlemlenmektedir. Bu örneklemeler esnasında kılıf potansiyel değeri yaklaşık olarak  $V_{pp}=565V$  seviyelerinde seyretmektedir. Çok düşük basınç seviyelerinde olmamıza rağmen ikincil frekansın genliğini değiştirerek ortama uygulanan iyonların enerji dağılım spektrumu ile yoğunluğunu değiştirebiliriz. Bu ise bize amacımıza bağlı olarak plazma ortamına ikincil frekans uygulaması ile müdahale etme imkanı vermektedir. Şekil 5.2 ve şekil 5.4 için elde edilen değerlere bakıldığında; birincil frekansın çıkış gücünü artırarak aynı basınç altında daha yüksek yoğunluklara ulaşılırken, ikincil RF gücünün değişimi ile ortamın yoğunluk değeri ile elektrot geriliminin kontrol edilebilir olduğu görülmektedir.



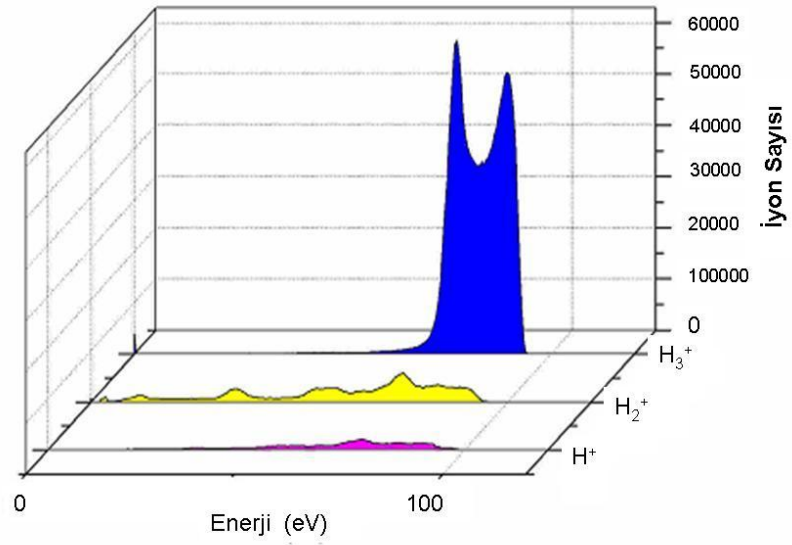
Şekil 5.4. İkincil frekans uygulamasına bağlı IEDF

Şekil 5.5, uygulanan birincil frekansın çıkış gücünü, 60W olarak sabit tutmak üzere, IEDF yapısının basınca bağlı olarak değişimini göstermektedir. Görüleceği üzere iyon enerji seviyeleri sıfıra doğru hızla kayarken elektron yoğunluğunu ifade eden iyon sayıları dramatik bir şekilde azalmaktadır. 3mTorr değerinden 50mTorr basınç değerine doğru hareket ederken iyon sayısında kabaca 15-20 kat fark oluşmaktadır. Bu arada IEDF cevap şekli spektrum üzerinde yayılarak, iki tepe arasındaki mesafe

çözümlemeye hale gelmektedir. Bunun nedeni bu yüksek basınç değerleri ile saten yeterince yüksek enerjiye ulaşamamış olan iyonların, çarpışmalar nedeni ile çok şiddetli enerji kaybına uğramalarıdır. Bu çarpışmalar sonucunda iyon sayısında kayda değer bir azalma gözlenmektedir.



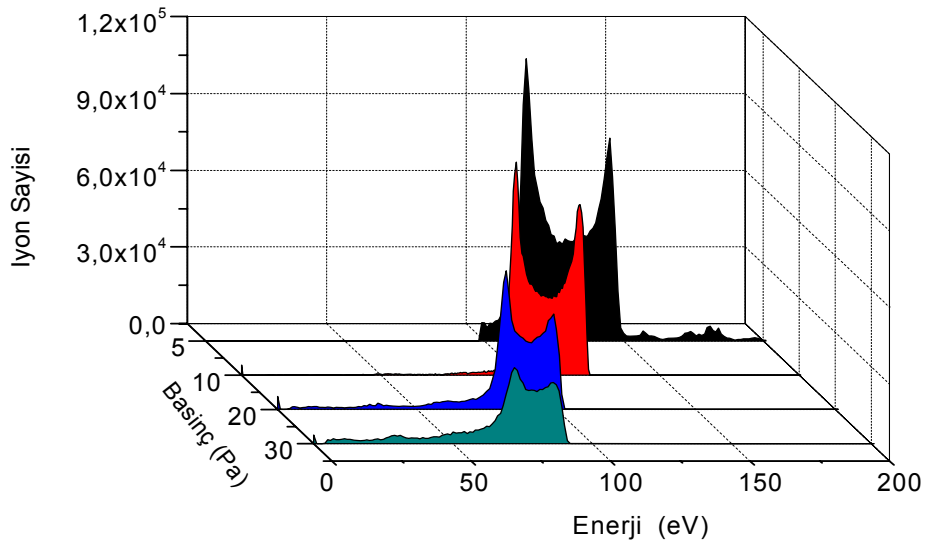
Şekil 5.5. Sabit Birincil Frekans Gücü Altında Basınca Bağlı Değişim



Şekil 5.6.  $H^+$ ,  $H_2^+$  ve  $H_3^+$  iyon sayımı ( Basınç 3mTorr)

Şekil 5.6,  $H^+$ ,  $H_2^+$  ve  $H_3^+$  iyonlarının sayısını karşılaştırmalı vermektedir. Ortam basıncı 3mTorr ve 27.12MHz ana frekans kaynağının çıkış gücü 10 Watt olarak seçilmiştir. Bu durumda  $H_3^+$  iyonlarının çok baskın olduğu görülmektedir.

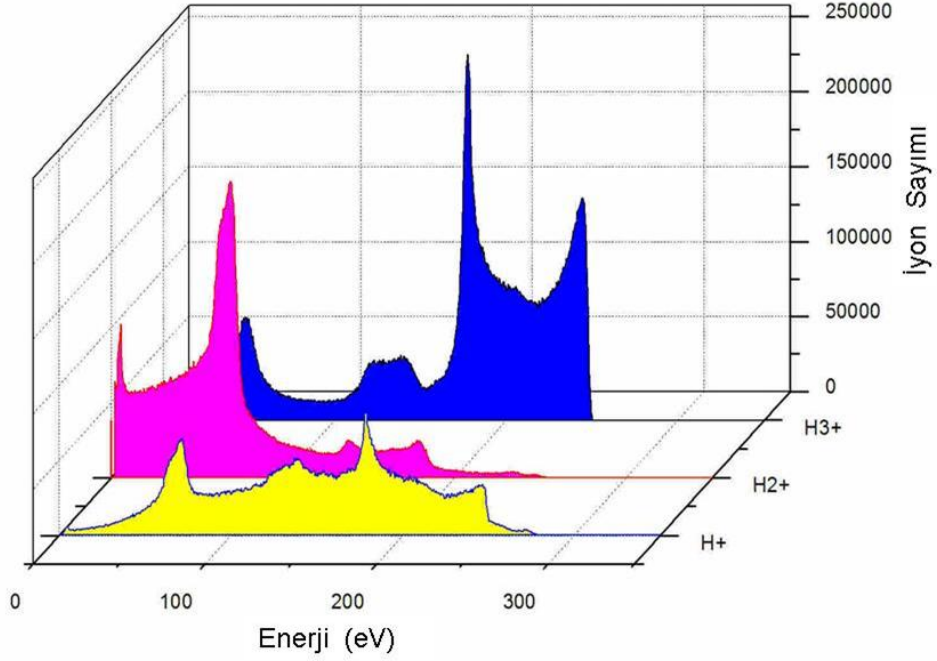
Şekil 5.7,  $H_3^+$  iyonları için tepe-tepe elektrot geriliminin 300V olduğu durumda, basınca bağlı olarak ortaya çıkan iyon elektron dağılım fonksiyonu- IEDF cevabının değişimini göstermektedir. Şekilde de kolayca görüleceği üzere, basınç değerinin yükselmesi ile birlikte plazma yoğunluğunun göstergesi olan iyon sayımlarının azalmaktadır. Basınç değerinin artışına paralel olarak ortaya çıkan ikinci bir sonuç ise, iyon yoğunluk değerlerine paralel olarak iyon enerji seviyesinin de düşmeye devam etmesidir. Basıncın yükselmesi ile birlikte, semer yapısının bozulmaya başladığı gözlenmektedir.



Şekil 5.7. 300 V Kılıf potansiyel değeri altında  $H_3^+$  için IEDF tepkisi.

Şekil 5.8,  $H^+$ ,  $H_2^+$  ve  $H_3^+$  iyonlarının sayısını karşılaştırmalı olarak vermektedir. Bu durumda ortam basıncı  $P=15$ mTorr, 27.12MHz çıkış frekansına sahip ana kaynaktan uygulanan gücün çıkış değeri 60 Watt ve ikincil 1.94MHz frekans kaynağının çıkışı 30Watt olarak seçilmiştir. Daha önceki benzer grafiklerle karşılaştırıldığında, görülecek ki basıncın belli bir miktarda artması ile birlikte  $H^+$  ve  $H_2^+$  iyonlarının sayısı,  $H_3^+$  iyonlarının sayısına nazaran artmaktadır. Ancak, kıyaslandığında, hala

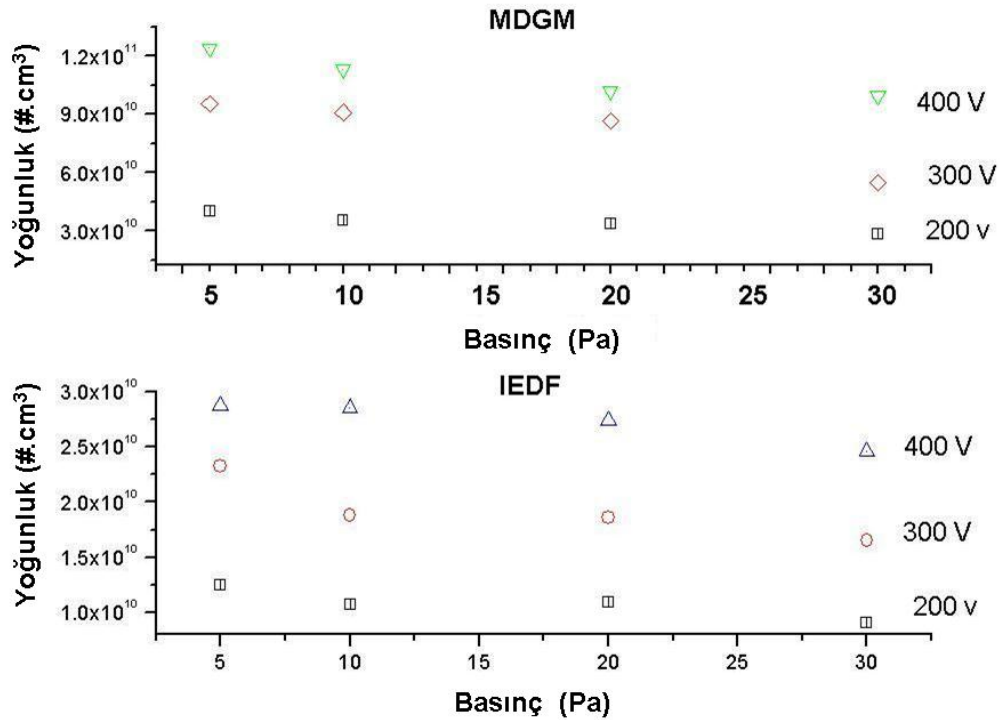
$H_3^+$  iyonlarının sayısı, görece çok fazladır ve bu yüzden ki bu basınç seviyelerinde de  $H_3^+$  iyonlarından bahsetmek gerekir. Bunun nedeni yüksek basınç değerlerine çıktıkça ortaya çıkan ikincil çarpışmalar neticesinde,  $H^+$  ve  $H_2^+$  iyonlarının oluşumu hızlanmakta ve baskın hale gelmektedir. Ayrıca  $H^+$  iyonlarının, görece çok daha yaygın ve çözülmez bir cevap oluşturmaktadır.



Şekil 5.8. İkincil frekans uygulamalı iyon sayılarının karşılaştırması

IEDF üzerindeki çözümlenebilir iki tepe değeri ile MDGM kullanarak hesaplanan elektron plazma yoğunluk değerleri şekil 5.9 ile gösterilmektedir. Ölçümler, basınç değerinin 5Pascal,10Pascal,20Pascal ve 30Pascal olarak seçilen her bir sabit değerine karşılık, RF çıkış gücünün 200,300 ve 400Volt tepe-tepe kılıf değerleri için tekrarlandı. Uygulan güç sisteminin çalışma frekansı 27.12MHz olarak seçildi. Şekil 5.8 de 27.12MHz tekil frekans kaynağı ile sürülen plazma ortamının cevabı görülmektedir. Buradan görüleceği üzere, her iki yöntemle hesaplanan plazma yoğunluğu değerleri, kılıf potansiyeli tepe-tepe değerinin 200V olduğu durumlarda 2 kat bir farka rağmen birbirini izlemekte iken, kılıf potansiyel değerinin  $V_{pp}=400V$  olması ile bu fark 3 kata çıkmaktadır.





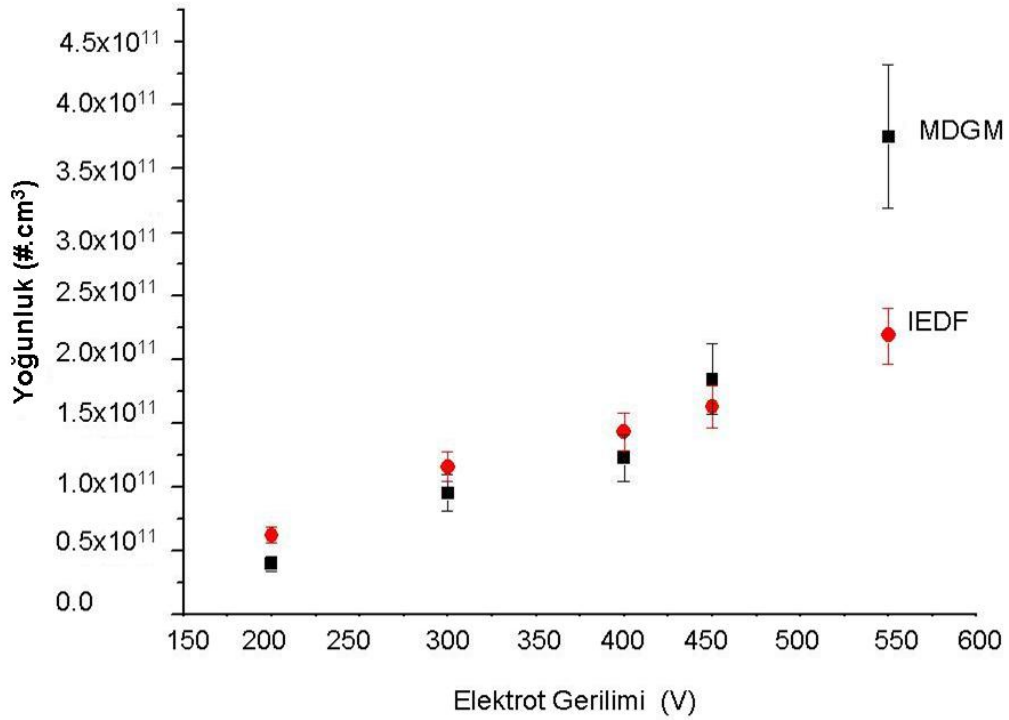
Şekil 5.9. Tekil frekans 27.12MHz yoğunluk ölçme değerleri

Ayrıca düşük RF güç değerleri için yoğunluk 5Pascal dan 15Pascal kadar bir miktar azalmakta, ardından yeniden 30Pascal değerine gelene kadar, başlangıçtaki değere yakın bir değere ulaşınca kadar artmaktadır. Ancak daha yüksek RF güç beslemeleri altında 30Pascal altındaki yoğunluk değeri başlangıçtaki değeri geçmektedir. Bunun muhtemel nedeni, IEDF ölçümleri elektrot üzerinde yani kılıf bölgesi içinde değerler vermekte iken MDGM yönteminin plazma merkezinde ölçüm yapmasıdır. Ancak her durumda benzer bir oranı izlemesi gerektiği halde farklı oranlarda izlemesi değerlendirme kısmında açıklandığı üzere, yüksek basınç değerlerinde iyonların kılıf içerisinde daha fazla enerji kaybediyor olmasıdır. Merkez plazma bölgesinin boyutu, hidrojen iyonlarının iyon nötral çarpışma boyutundan küçükte olsa ön kılıftaki potansiyel düşmesi elektron sıcaklığından oldukça büyüktür. Bu yüzden IEDF yöntemi, MDGM yöntemine nazaran daha küçük bir değer okur [85].

Şekil5.10, 5 Pa basınç altında, 27.12MHz değerindeki ana frekans kaynağından beslenen elektrotlar üzerindeki gerilim değerinin 200V ile 550V tepe-tepe değerleri gösterirken,



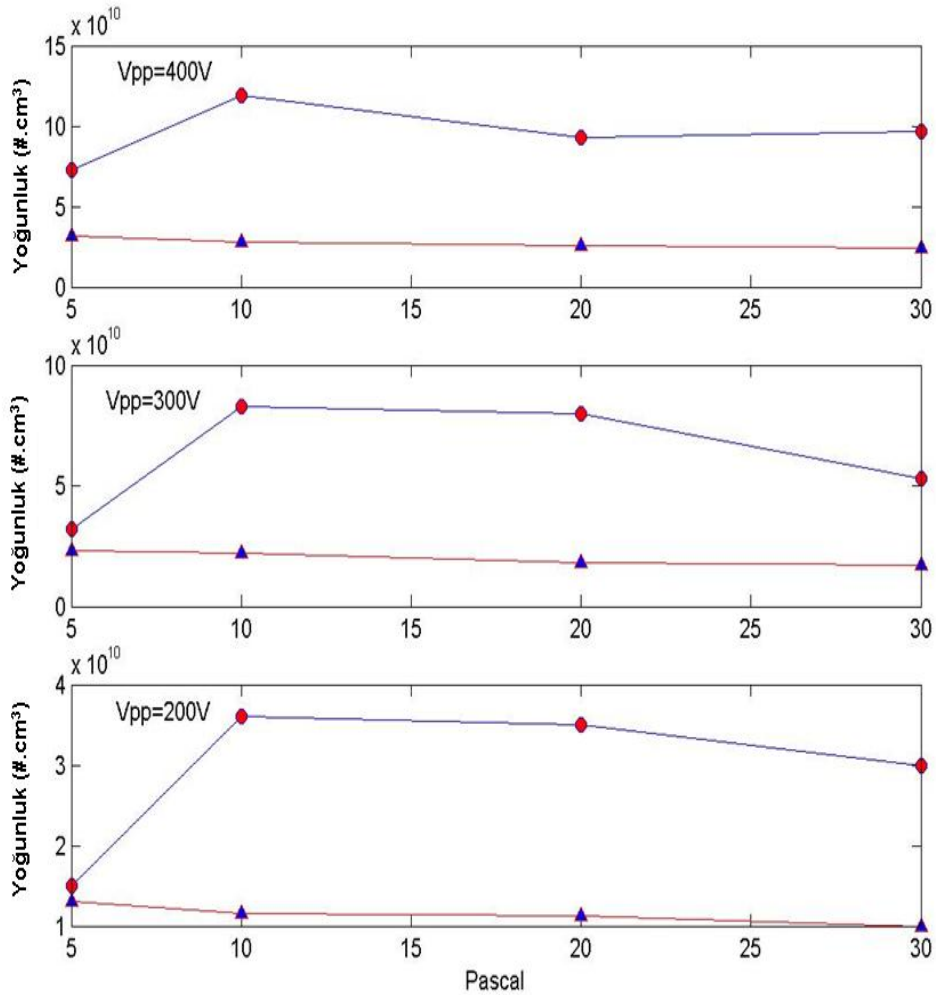
plazma merkezinde MDGM ve kılıf bölgesi içerisinde elektrot yüzeyine çarpan iyonların gösterdiği IEDF dağılımı üzerinden elde edilerek okunan değerleri göstermektedir. En yüksek değer olan  $V_{\text{elektrot}}=550\text{V}$ (tepe-tepe) için aradaki oransal fark 10 kata kadar çıkmaktadır. Bu değerden daha yüksek değerler için, MDGM okumaya izin vermemektedir. Ölçme hataları %5 den daha küçük değerler olarak yer almaktadır.



Şekil 5.10. 5 paskal basınç altında, MDGM ve IEDF (x5) cevapları, sırası ile siyah karecikler ve kırmızı daireler.

Şekil 5.11, uygulanan ikinci frekans 1.96MHz için çıkış gücünün 30W olduğu durumdaki plazma yoğunluğu değerlerini göstermektedir. Ölçmeler, 5Pa,10Pa,20Pa ve 30Pa değerlerinin her biri için değişen kılıf potansiyeli değerlerine karşılık gerçekleştirilmiştir. Burada da her iki yöntemle ulaşılan değerlerin birbirlerini çok iyi takip ettiklerini ve 400V için 5 kata kadar oransal farka ulaştıkları görülmektedir. Şekil 5.9 ve şekil 5.10 ilişkin yorumların aksine ortaya çıkan en büyük oransal farkın 5 kat ile sınırlı kalması, sisteme uygulanan ikincil frekansın ortaya çıkan plazma yoğunluğu üzerindeki etkisini ima etmektedir.

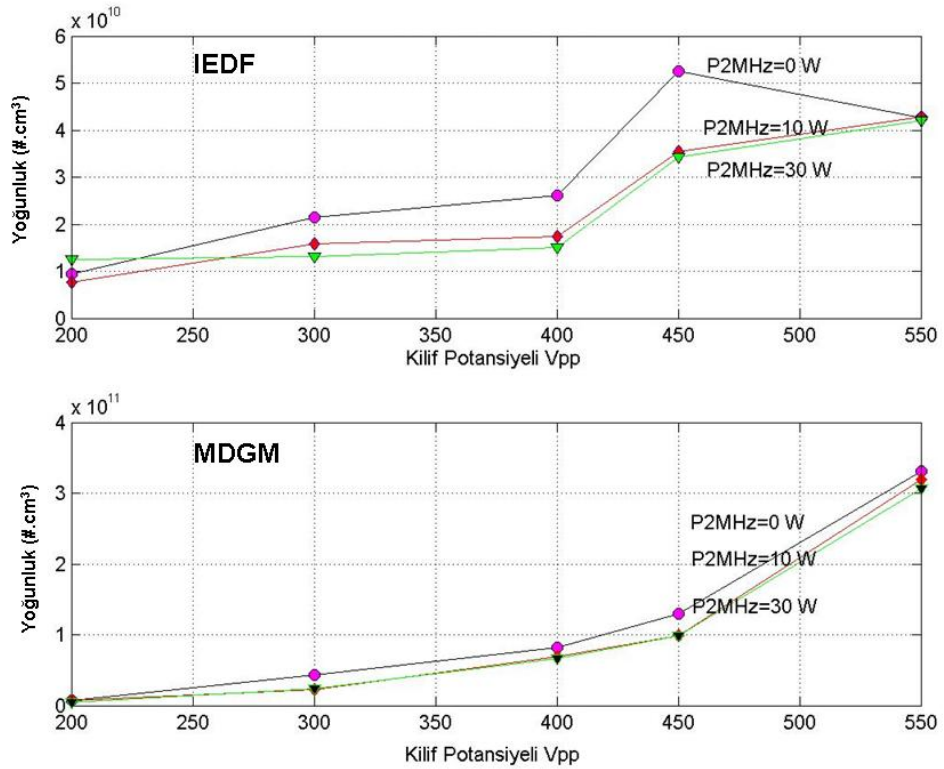
Sabit kılıf tepe-tepe potansiyel değerleri için yüksek basınçlarda yada sabit basınç değerleri için yüksek kılıf potansiyel değerlerinde her iki yöntem ile elde edilen sonuçlar, MDGM yöntemi lehine olmak üzere 10 kata kadar farklı sonuçlar üretmektedir. Sonuçlar göstermiştir ki, artan basınç ve azalan uygulama potansiyeline bağlı olarak IEDF şeması düşük enerji seviyelerine doğru kaymaktadır. Kılıf potansiyeli azalırken sabit basınç altında ayırık mesafe değeri birbirine yaklaşmaktadır. Aynı cevap sabit kılıf potansiyel değeri için basınç artarken de ortaya çıkmaktadır. Basınç artarken tepe değerleri azalır ve bir noktadan sonra sabit bir kılıf potansiyel değerinden sonra kaybolurlar.



Şekil 5.11. 27.12MHz ve 1.96MHz(30W) ikili frekans uygulaması.

Şekil 5.12, 5pascal basınç altında hidrojen plazmada,  $H_3^+$  iyonları için uygulanan kılıf potansiyeline bağlı olarak, ikincil frekans güç değişimlerini de içerecek şekilde, IEDF ve MDGM kullanarak elde edilen yoğunluk değerlerini karşılaştırmalı olarak

bir arada vermektedir. Şekilde gösterildiği üzere, ikili frekans uygulamasını esas alan  $P_{1.94\text{MHz}}$  in 0W, 10W ve 30W olarak uygulandığı durumların her birisi için, hem IEDF yönteminde hem de MDGM yönteminde yoğunluk değerlerinin düştüğünü bununla birlikte her iki yöntemin bir birini izlediğini gözlemlemekteyiz. Her iki yöntem arasındaki fark kılıf potansiyel değerinin artmasına bağlı olarak yaklaşık 8 kata kadar değişmektedir.



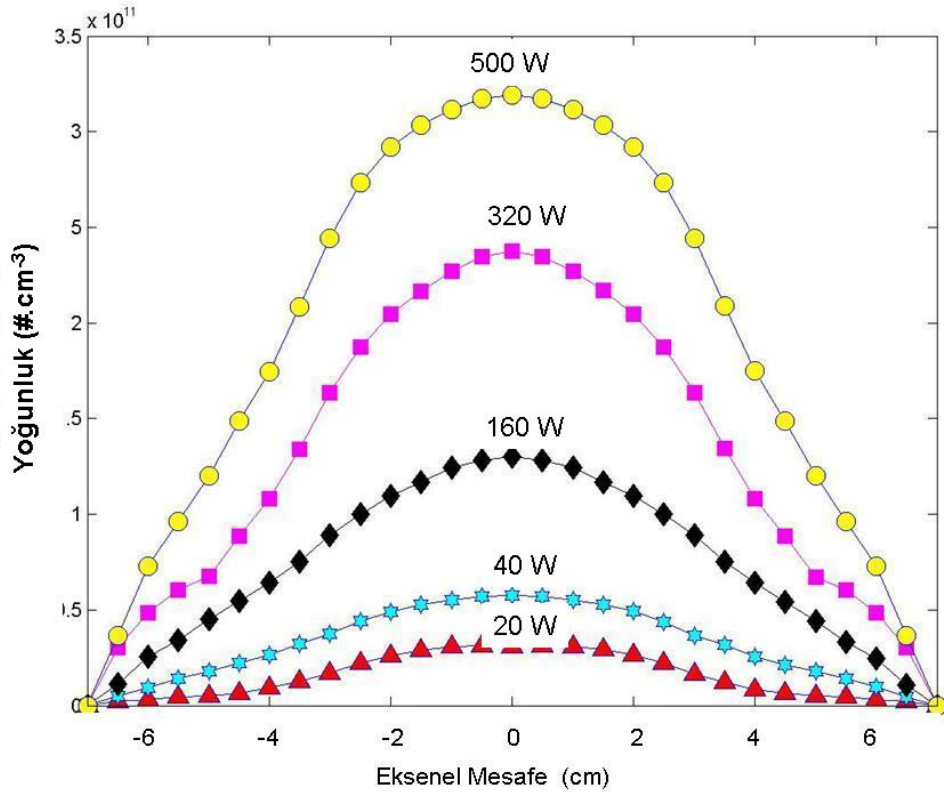
Şekil 5.12. 5Pascal basınç altında ikili frekans uygulaması altında yoğunluk değişimi

## 5.2 Eksenel Elektron Yoğunluk Dağılımı

Eksenel elektron yoğunluk dağılımı hesabı için, Abel dönüşümü yapabilir olmanın ilk adımı olarak, daha önce bahsedilen, katsayılar matrisi belirlendi. Daha sonra ölçümler ve grafikler boyunca hatayı minimize edecek bir yol izlendi. Burada farklı basınç ve farklı RF güç değerleri için yoğunluk dağılımları elde edildi.

Şekil 5.13, 5Pascal basınç altında 20W, 40W, 160W, 320W ve 500W RF güç uygulamaları altında ortaya çıkan elektron yoğunluğu dağılımını göstermektedir.

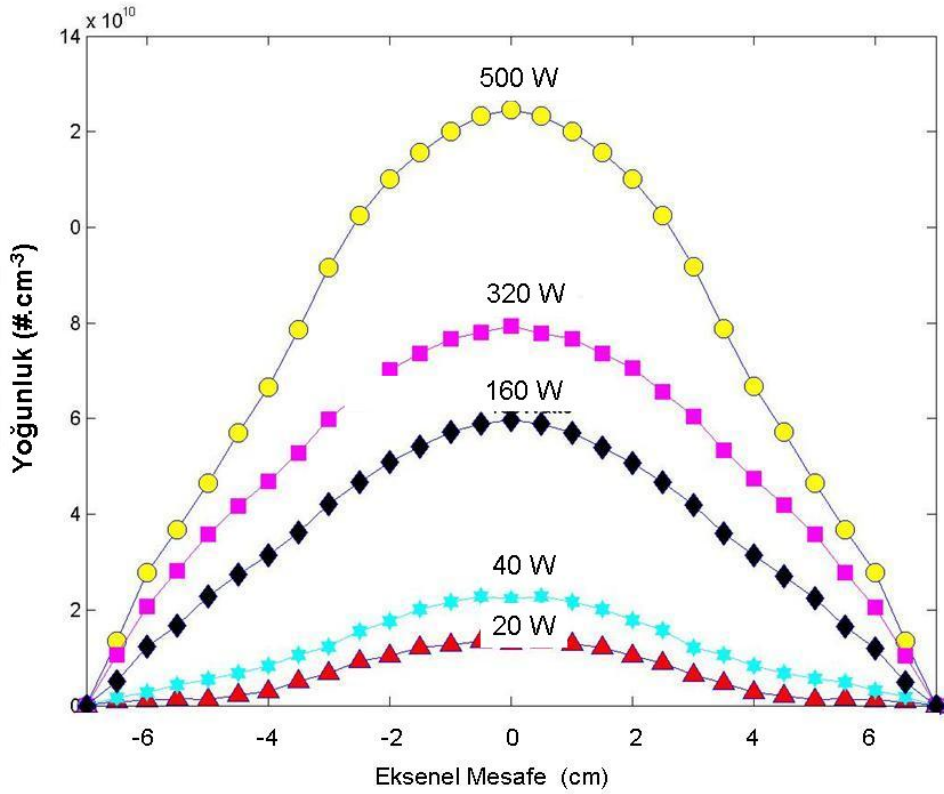
Merkez eksen boyunca baktığımızda; 500W, 320W ve 160W RF giriş gücüne karşılık yoğunluk değerlerinin sırası ile  $32 \times 10^{10} \#/\text{cm}^3$ ,  $22 \times 10^{10} \#/\text{cm}^3$  ve  $12 \times 10^{10} \#/\text{cm}^3$  aldığını görmekteyiz. Şekilden rahatlıkla görüleceği üzere elektrotların kenarı ile merkezi arasında yaklaşık olarak 10 kattan fazla yoğunluk farkı oluşmaktadır. Her üç RF gücü altında dağılımın Gaussian bir dağılım sergileyerek birbirlerini izlediğini görmekteyiz. Elektron yoğunluğu uygulanan güç seviyesine bağlı olarak ve her hangi bozulmaya mahal vermeden değişmektedir[86]. Aynı şekil üzerinde verilen 20W ve 40Watt besleme değerleri için yoğunluk değeri merkezde  $3 \times 10^{10} \#/\text{cm}^3$  ve  $5.5 \times 10^{10} \#/\text{cm}^3$  olup 500W ile 20W güç uygulaması altında merkezde oluşan yoğunluk farkı karşılaştırıldığında kabaca 14 katlık bir oran ortaya çıkmaktadır. Bu oran uygulanan kaynak güçleri oranından daha küçük olup elde edilen yoğunluk arasında bire bir doğrusal bir ilişki bulunmamaktadır.



Şekil 5.13. 5Pascal altında yüksek güç altında yoğunluk dağılımı

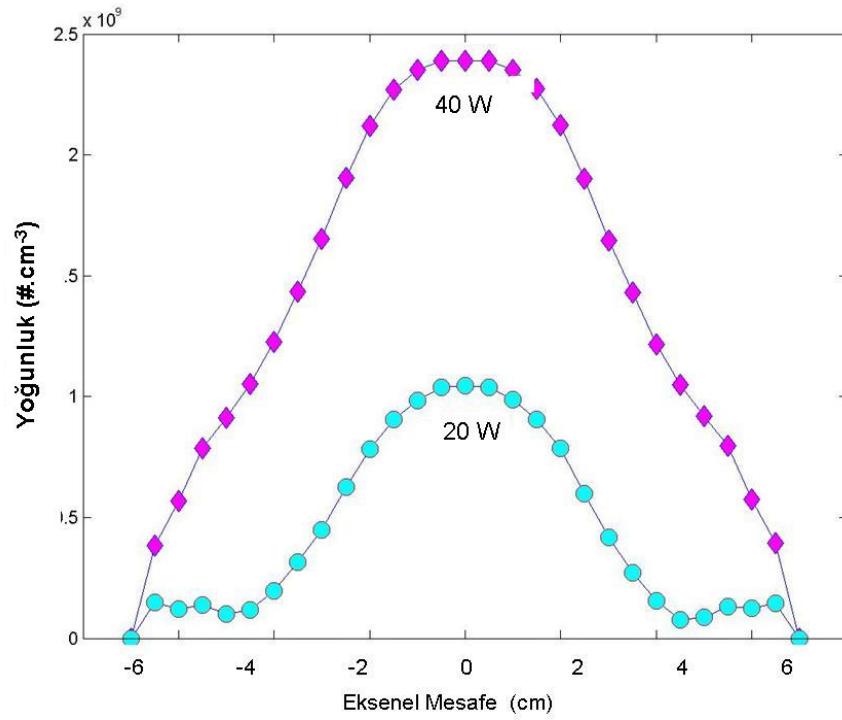
Şekil 5.14, 15Pascal basınç altında 160W,320W ve 500W RF güç uygulamaları altında ortaya çıkan elektron yoğunluğu dağılımını göstermektedir. Merkez eksen boyunca baktığımızda; 500W, 320W ve 160W RF giriş gücüne karşılık yoğunluk

değerlerinin sırası ile  $10 \times 10^{10} \text{ #/cm}^3$ ,  $8 \times 10^{10} \text{ #/cm}^3$  ve  $4 \times 10^{10} \text{ #/cm}^3$  aldığını görmekteyiz. 5 Pascal için elde edilen değerlerle karşılaştırıldığında bu değerlerin yaklaşık %65 civarında daha düşük olduğu görülmektedir. Bu basınç değerleri için de, elektrotların kenarı ile merkezi arasında yaklaşık olarak 4-6 kat yoğunluk farkı oluşmakta ve her üç RF gücü altında dağılımın Gaussian bir dağılım sergileyerek birbirlerini izlediği görülmektedir.

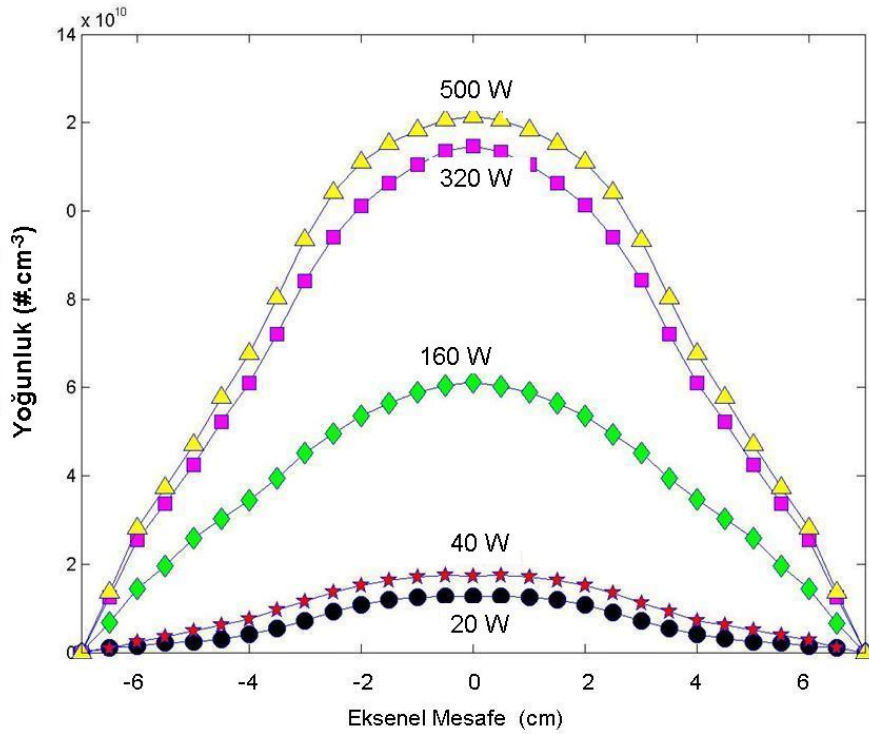


Şekil 5.14. 15 Pascal altında Güç Değişimine bağlı yoğunluk dağılımı

Şekil 5.15, yine 15 Pascal basınç altında olmak üzere ancak bu kez 20 W ve 40 W gibi çok düşük RF güç değerleri altında ortaya elektron yoğunluğu dağılımını vermektedir. Bu kez en büyük değer görüldüğü merkezde, yoğunluk değeri 20 Watt güç altında  $1.1 \times 10^9 \text{ #/cm}^3$  ve 40 W güç altında  $2.4 \times 10^9 \text{ #/cm}^3$  olup 500 W ile karşılaştırıldığında kabaca 30 katlık bir farkı ifade etmektedir. Ancak bu kez, düşük RF güç değerleri altında kenarlar ile merkez arasındaki yoğunluk farkının tekrar 4-6 kat olarak gerçekleştiği ve yüksek güç değerlerindeki gibi benzer bir dağılım sergilediği gözlenmektedir.



Şekil 5.15. 15Pascal altında güç değişimine bağlı yoğunluk dağılımı

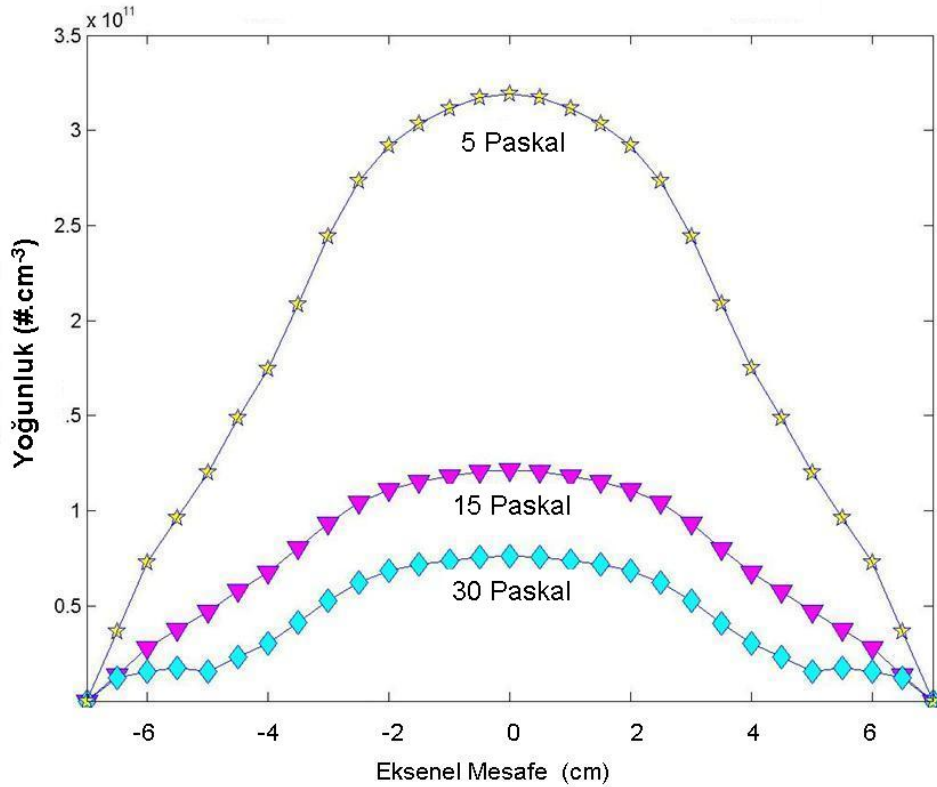


Şekil 5.16. 30Pascal altında yüksek güç altında yoğunluk dağılımı.

Şekil 5.16, 30Pascal basınç altında 20W, 40W, 160W,320W ve 500W RF güç uygulamaları altında ortaya çıkan elektron yoğunluğu dağılımını göstermektedir. Merkez eksen boyunca baktığımızda; 500W, 320W ve 160W RF giriş gücüne

karşılık yoğunluk değerlerinin sırası ile  $16 \times 10^{10} \text{ #/cm}^3$ ,  $12 \times 10^{10} \text{ #/cm}^3$  ve  $4 \times 10^{10} \text{ #/cm}^3$  aldığını görmekteyiz. 5 Pascal için elde edilen değerlerle karşılaştırıldığında bu değerlerin yaklaşık %60 civarında daha büyük olduğu görülmektedir. Bu basınç değerleri için de, elektrotların kenarı ile merkezi arasında yaklaşık olarak 4 kat yoğunluk farkı oluşmakta ve her üç RF gücü altında dağılımın Gaussian bir dağılım sergileyerek birbirlerini izlediği görülmektedir.

Şekil 5.17, 27.12MHz ana RF kaynağının güç çıkışının 500Watt olduğu durumda MDGM ile elde edilen aksenal elektron yoğunluk dağılımının, basınca bağlı olarak değişimini vermektedir. Görüleceği üzere basıncı artmasına paralel olarak, yoğunluk değeri dramatik bir biçimde azalmakta ve 15 Pa değeri için yaklaşık olarak %60 civarında bir azalmayı ima etmektedir. Basınç değerinin 30Pa değerine varması ile birlikte ilave %5 yoğunluk düşmesi görülmektedir. Basınca bağlı olarak ortaya çıkan bu düşme beklenen bir şeydir.

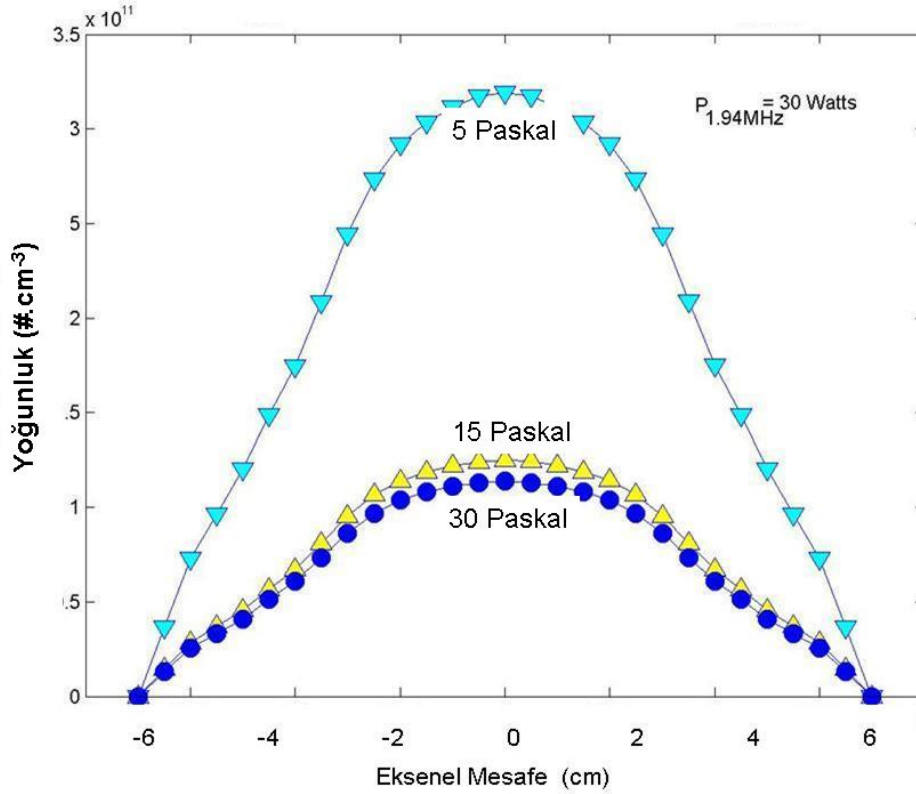


Şekil 5.17. Tekil frekans 27.12MHz

Şekil 5.18, ana kaynağın uygulama frekansı 27.12MHz ve çıkış gücü 500W olup ikinci kaynağın uygulama frekansı 1.94MHz ve çıkış gücü 30Watt olarak seçilen



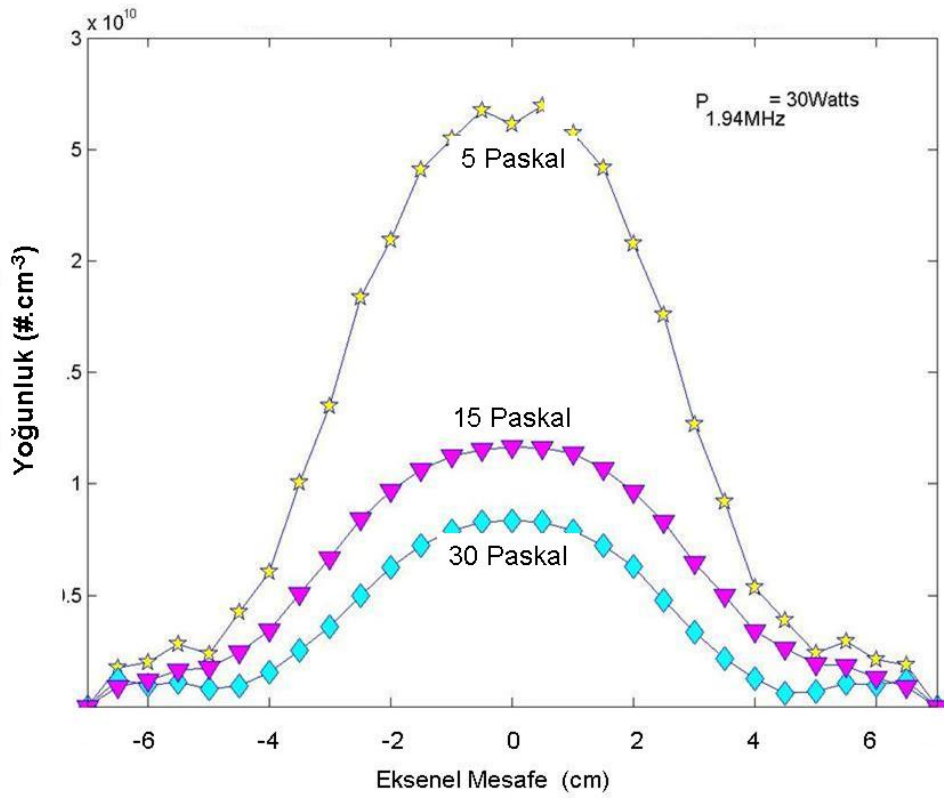
düzenekte elde edilen cevabı göstermektedir. Burada ikili frekans, birlikte uygulandığı halde yoğunlukta bir miktar değişme olmaktadır. Ancak bu değişim kayda değer bir değişimi ima etmez.



Şekil 5.18. İkili frekans uygulaması ve  $P_{1.94\text{MHz}}/P_{27\text{MHz}}=0.06$

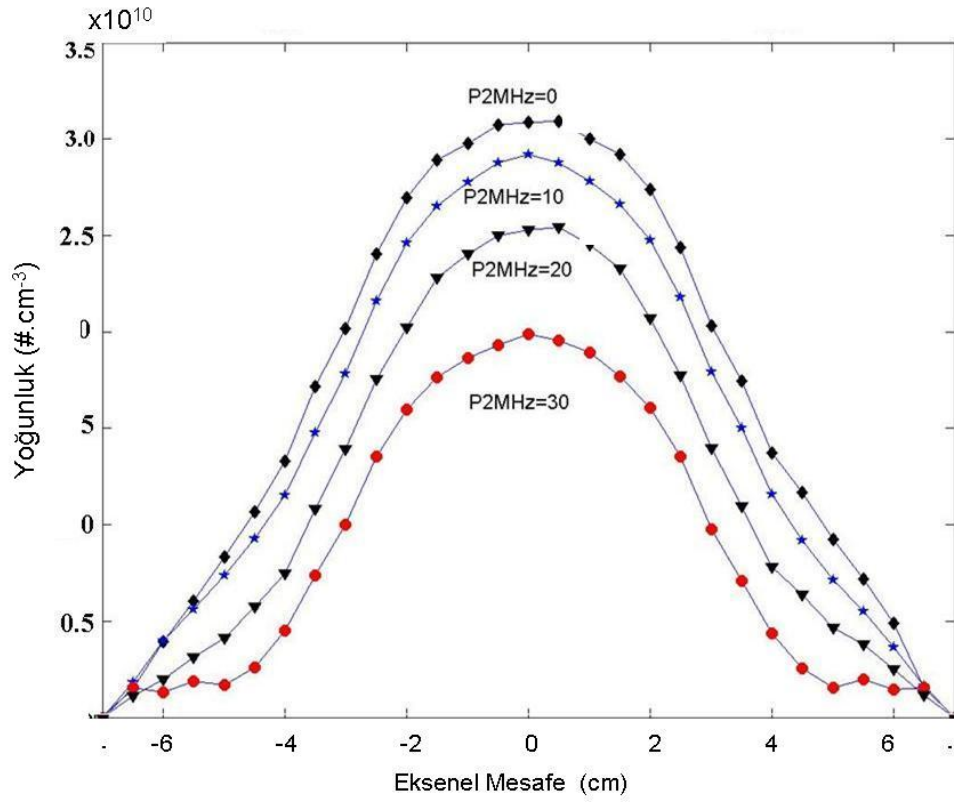
Şekil 5.19 ile verilen değerler, tek tek daha önce ilgili güç ve basınç altında elde edilen yoğunluk dağılım grafiklerinde verilen sonuçlar ile karşılaştırıldığında, ikili frekans uygulaması ile birlikte, plazma yoğunluğunun neredeyse %50 ler mertebesinde azaldığını gözlemlemekteyiz. Bunun nedeni ise ikincil frekans çıkış gücünün, ana frekans çıkış gücüne oranının  $30/40=0.75$  gibi bir değere ulaşmış olmasıdır. Tekil frekans uygulanan geleneksel kapasitif kavramalı RF plazma düzeneklerinde, plazma yoğunluğu uygulanan güç artarken artmaktadır. Aynı şekilde ikili frekans uygulamaları halinde düşük frekans geriliminin artırılmasına bağlı olarak azalmaktadır. Bir başka ifade ile  $P_{1.94\text{MHz}}/P_{27\text{MHz}}$  oranının artması halinde, boşalma bozulana kadar kılıf genişliği artarken plazma yoğunluğu azalmaktadır [87].





Şekil 5.19. İkili frekans uygulaması ve  $P_{1.94\text{MHz}}/P_{27\text{MHz}}=0.75$

Şekil 5.20, düşük frekans bileşen gücünün, yüksek frekans bileşen gücüne oranının artarak  $P_{2\text{MHz}}/P_{27\text{MHz}}=0.75$  değerine ulaşması ile birlikte yoğunluk değerindeki azalmanın  $\approx 43\%$  değerine ulaştığı görülmektedir. Yoğunluk, düşük frekans bileşen değerinin oransal olarak büyümesi ile birlikte, kapasitif kavramalı radyo frekans plazmalar için azalmaktadır[3]. Kılıf kalınlığı, ikincil frekans uygulaması ile birlikte artmakta ve depolanan enerji iyonlaşma yerine iyon enerjisine dönüşmektedir. Bu oranın artırılması plazma yoğunluğunu, kılıf kalınlığındaki dikkate değer artışa rağmen, azaltır ta ki boşalma çöksün veya yok olsun [3,78,88].



Şekil 5.20. Tekil ve ikili frekans uygulaması cevabı  $P_{2\text{MHz}}/P_{27\text{MHz}}$  oranı, sırası ile 0, 0.25, 0.5 ve 0.75.

## BÖLÜM 6. TARTIŞMA VE ÖNERİLER

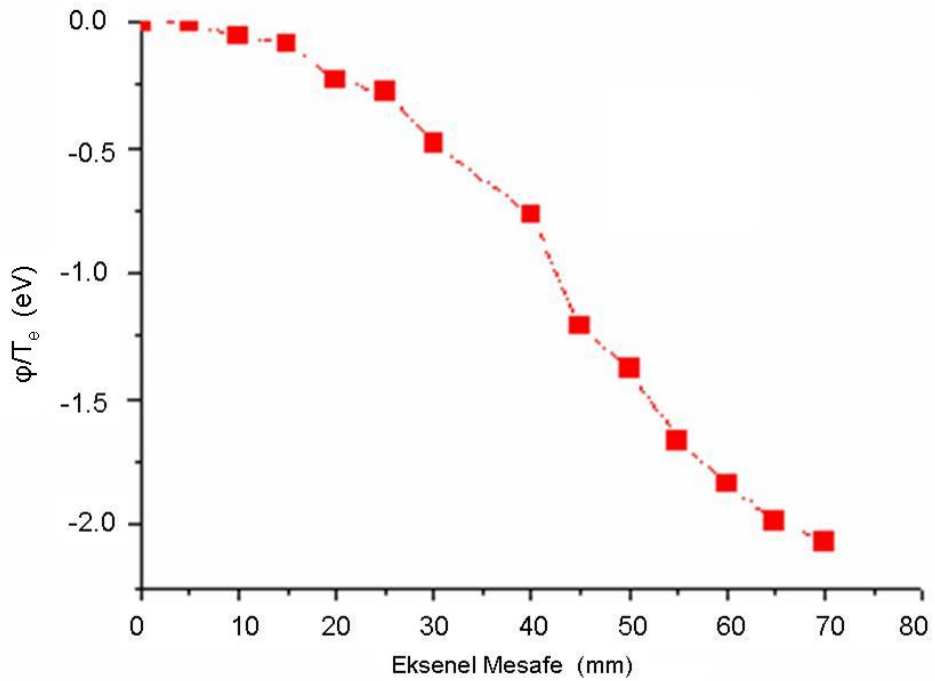
İyon elektron dağılım fonksiyonu IEDF ve mikrodalga girişim metre MDGM düzenekleri kullanarak sisteme ilişkin yoğunluk tespiti yapmanın mümkün olduğu görülmüştür. Her iki yöntem ile elde edilen sonuçların bir birini genel hatları ile takip ettiği gözlenmektedir. Ancak uygulanan RF gücünün artması ile birlikte yükselen plazma yoğunluğuna bağlı olarak iki yöntem arasındaki farkın dokuz (9) kata kadar yükseldiği gözlenmiştir. Bilindiği gibi, MDGM plazmanın merkezindeki yoğunluk değerini ölçerken, IEDF üzerinden hesaplanan yoğunluk değeri elektrot yüzeylerine çarpan iyon sayısı üzerinden bir hesap yapmaktadır. Bir başka ifade ile hesaplanan değerlerden biri merkezde diğeri kılıf içerisindeki değeri vermektedir. Bununla birlikte, aynı şekilde paralel cevap vermesi gerektiği halde farklı bir oranın elde edilmiş olmasının nedeni; uygulanan RF kaynak gücünün artması sonucu Bohm hızının düşmesidir. Düşen Bohm hızı, denklem 2.3 ile verildiği üzere, kılıf üzerindeki iyonları, elektroda doğru hızlandırıcı etki yapan potansiyelin düşmesini gerektirmektedir [89].

İkincil frekans uygulaması ile birlikte plazma içerisindeki elektron yoğunluğunun aynı şartlar altında düşmeye başlamıştır. İkincil frekans kaynak çıkış gücünün, birincil frekans kaynağının çıkış gücüne oranı arttıkça plazma yoğunluğunun dikkate değer oranlarda azaldığı gözlenmiştir. Uygulanan ikincil frekans ( $f=1.94\text{MHz}$ ) kaynağın çıkış gücünün, ana frekans ( $f=27.12\text{MHz}$ ) kaynağının çıkış gücüne oranının %75'lere ulaştığı durumda yoğunluk değerinin yaklaşık olarak %50 oranında azaldığı görülmüştür. Bir başka ifade ile ikincil frekans uygulaması ile plazmanın diğer özellikleri sabit kalmak üzere plazma yoğunluğunun kontrol edilebildiğini göstermektedir. İşte bu yüzden, ikincil frekans uygulaması, son zamanlarda bağımsız kontrol parametresi olarak yaygın bir şekilde kullanılmaktadır.

Uygulana Abel dönüşüm yöntemi ile plazma yoğunluk dağılımının merkezden yanlara doğru azaldığı bu azalmanın merkez ile kenarlar arasında yaklaşık 10 kat olduğu gözlenmiştir. Buradan hareket ederek, elektron dağılımının Boltzman dağılımı gösterdiğini kabul ettiğimizde, denklem 6.1 ile verilen ifadeye ulaşırız.

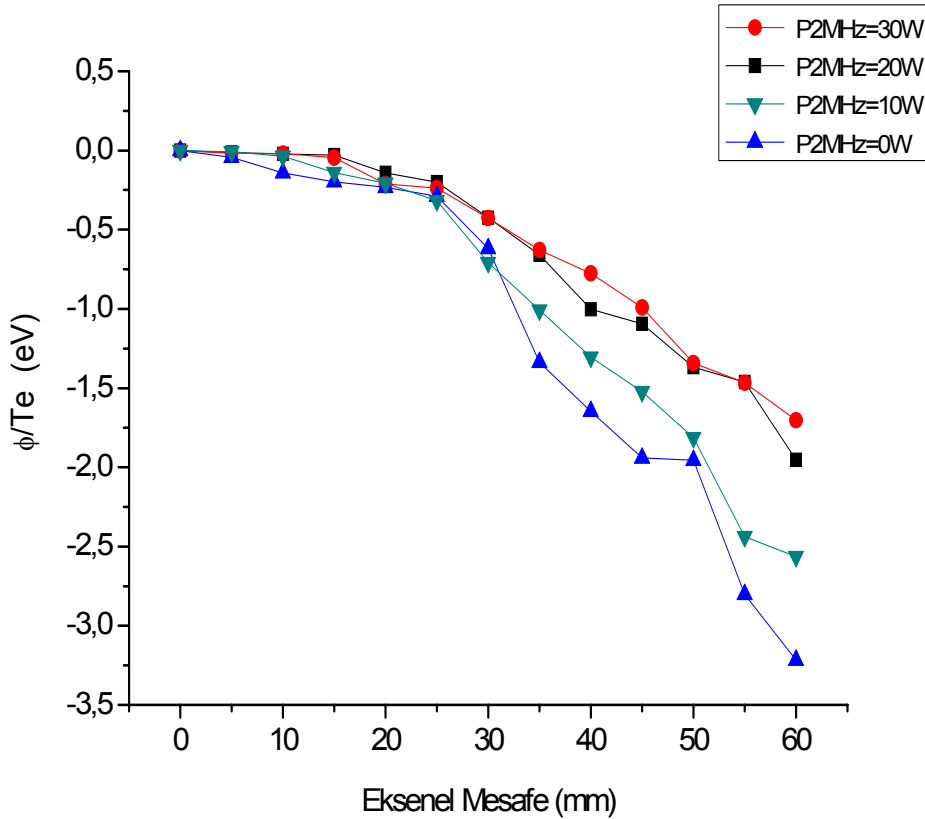
$$n_e(y) = n_0 e^{\frac{\phi(y)}{T_e}} \quad (6.1)$$

Abel dönüşüm yöntemi MDGM yöntemi ile birlikte temassız teşhis yöntemi olduğundan elektron sıcaklığı hakkında bilgi vermez. Merkezden elektrotlara kadar olan mesafedeki potansiyel düşümü yaklaşık 2 elektron sıcaklığına karşılık gelir [90,91,92] ve basınca ve güce bağlı olarak değişir. İyonlar ana elektroda doğru yayılırken, kapasitif boşalmaları modellerken genellikle ihmal edilen, boylamsal sınırlar boyunca yayılma kayıpları meydana gelir.



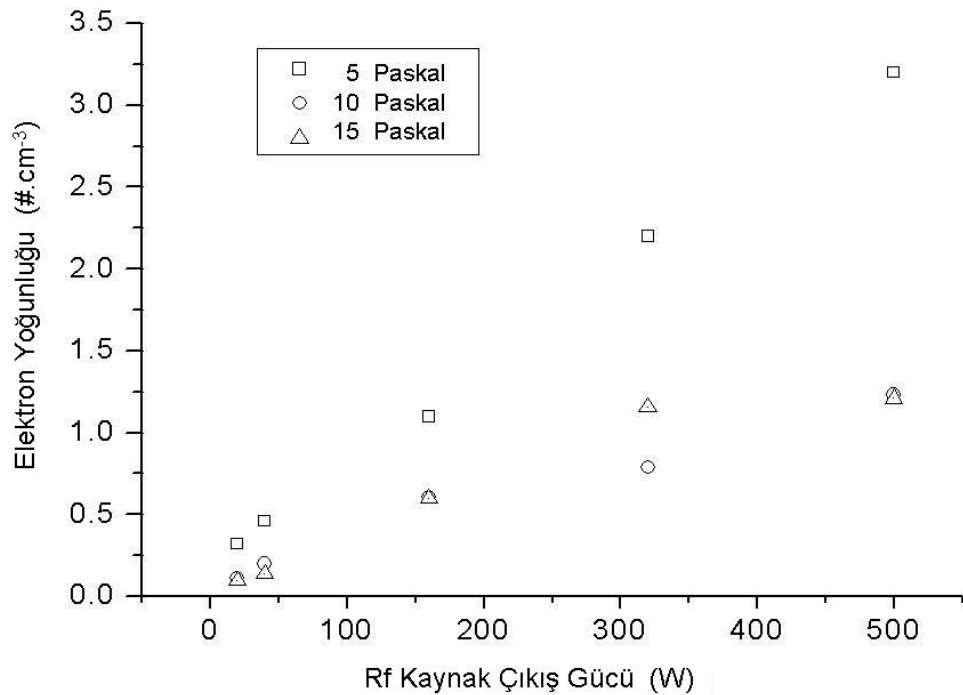
Şekil 6.1. Normalize edilmiş plazma potansiyel dağılımı

Şekil 6.2, 1.94MHz de çalışan ikincil frekans uygulaması halinde ortaya çıkan durumu göstermektedir. Daha önceki değerlendirmelerde bahsedildiği üzere ikincil frekans kaynak gücünün, birincil frekans kaynağının gücüne oranı  $30/40=0.75$  şeklindedir ve bu durumda yoğunluk değerleri kabaca yarıya inmekte idi. Aynı şekilde potansiyel düşümünde etkilendiği ve daha az değişim olduğu gözlemlenmektedir. 40W lık çıkış gücüne sahip 27.12MHz ana frekans kaynağının uygulandığı boşalmada, merkezden kenara olan potansiyel düşümü  $\approx -3.5V$  değerini bulurken bu değer, düşük frekanstaki ikincil kaynak gücünün birincil kaynak gücüne oranının  $P_{1.94MHz}/P_{27MHz}=0.75$  değerine ulaşması ile birlikte azalarak  $-1.5V$  civarında gezmekte ayrıca daha yoğunluk dağılımın y eksenini boyunca daha fazla yayvanlaşmasını sağlamaktadır. CCRF plazma düzenekleri için, merkezden kenara doğru potansiyel düşümü yaklaşık olarak iki elektron sıcaklığıdır[93,94,95]. İyonlar ana elektroda doğru ayılırken, kenar sınırlarında yayılma kayıpları olmaktadır ve bu durum modellemelerde genellikle ihmal edilen bir durumdur. Ancak bu durumun modellemelere dahil edilmesinin gerekliliği görülmektedir.



Şekil 6.2. İkincil RF kaynağı uygulaması ile birlikte potansiyel dağılımı.

Şekil 6.3, plazma merkezinde oluşan plazma yoğunluk değerlerini farklı RF kaynak çıkış gücü ve farklı basınç değerleri için göstermektedir. Plazma yoğunluğu, basıncın 30 paskaldan 5 paskala doğru düşmesi ile birlikte artmaktadır. Bunun muhtemel nedeni; düşük basınç değerlerinde ortaya çıkan stokastik ısınma mekanizmasıdır [59].



Şekil 6.3 Merkezi elektron yoğunluk değişimi ( $\times 10^{10}$  kat küçültülmüş değer)

N<sub>2</sub> ve Ar temelli ESR plazma düzenekleri kullanarak yapılan sterilizasyon işlemi ilişkin olarak ise; Argon, nitrojen ile karşılaştırıldığında çok daha kolay iyonize olan bir gaz olmasına rağmen, daha başarısız (kabaca %15-20 daha uzun sterilizasyon süresi) bir sonuç vermiştir. Bunun muhtemel nedeni; Gaz halinin herhangi bir fazında hiçbir radikali olmayan argon gazı ile oluşturulan, Ar plazma düzenğinde yüzey işlemlerinin yalnızca UV fotonlar ile Ar iyonları tarafından gerçekleştirilmesidir. Oysaki, N<sub>2</sub> gazı kendisine uygulanan elektro manyetik dalga altında, argondan farklı olarak radikaller oluşturur ve tabii ki UV fotonları ile çok aktif vaziyette N atomları içerir. Bu durumda ise ortaya çıkan bu üç yapı üzerinden

sterilizasyon amaçlı muamele gerçekleştirildiğinden, nitrojen plazmalar için işlem süresi kısaldır. Uygulanan RF kaynak gücünün iki katına çıkarılması, sterilizasyon süresini ancak %10 - %15 civarında kısaltmıştır. Kullanılan gücün artırılma oranı ile sterilizasyon süresine olan katkı arasında doğrusal bir ilişki yoktur.

Bu çalışma ile gösterildi ki ESR plazma boşalmaları ile yeterince süre uygulama yapılması halinde gerçek anlamda sterilizasyon sağlanabilmektedir. Sterilizasyon süresi 1 saatten az bir zaman karşılık gelip, geleneksel yöntemlere nazaran görece çok düşük kalmaktadır. Bu sistemlerin, en önemli kazançlarından biri de çevresel atıklar anlamında sahip olduğu üstünlüktür. Tabiatın dengesini bozacak her hangi bir çevresel atık yada toksik madde kullanmamaktadır. Bu özelliği ile ESR plazma boşalmaları gerçekten alternatif bir sterilizasyon yöntemi olarak karşımıza çıkmaktadır.

ESR plazma düzeneklerinin sterilizasyon amacı ile kullanılabilmesi doğrultusunda yapılacak iyileştirme çalışmaları için, farklı gaz bileşenlerinin birlikte yada ardışıl olarak kullanıldığı, bu arada üzerine uygulama yapılan malzemenin farklı seviyelerde uyarıldığı yapılar incelenmelidir. Örneğin, uygulama yapılacak malzeme, uygulama esnasında negatif veya pozitif gerilim ile beslenebileceği gibi bir üçüncü RF kaynak vasıtası ile de beslenebilir. Bu tür beslemelerin daha iyi sonuç verici olacağı düşünülmektedir.

Vakum ortamındaki mikroorganizmalar üzerine 3 saatten fazla uygulanan mikrodalga sonucunda sterilizasyonun başarısız olması, elde edilen sterilizasyon etkisinin mikrodalga kaynaklı olmayıp iyonlaştırılarak yüksek enerji seviyelerine ulaşmış gazların bir sonucu olduğunu göstermiştir. Yüksek yoğunluklu  $n_e=10^{17*19} \text{ #/cm}^3$  ESR plazma sistemleri, 5eV değerinde bir elektron sıcaklığına sahip olup, bakteri yüzeyine akan iyon akı değeri  $\sim 10^{16} \text{ #.cm}^{-2}.\text{sn}^{-1}$  dir. Bu yüksek akı değeri bakteri yüzeyinde koparmalara neden olabilir ve DNA yapısını kalıcı biçimde bozabilir.

Sterilizasyon gerçekleştirme süresinin uygulanan elektromanyetik işaretin kaynak gücüne ve bakteri tipine bağlı olduğu görülmektedir. Bu çalışma sırasında sınırlı imkanlar kullanılarak tasarlanan mikrodalga uyumlandırma ünitelerinin

verimliliğinin düşük olması nedeni ile sterilizasyon süresinin olması gerekenden büyük olduğu düşünülmektedir. İyi bir şekilde eşlenmiş ve kavratılmış mikrodalga kaynakları aracılığı ile iyonlaşma oranı artırılarak daha iyi sonuçlar sağlanabilir. Ancak daha yüksek yoğunlukta ve enerji seviyesinde iyonlar kullanmak, zarar verilmemesi istenen silikon malzeme üzerinde de değişikliklere neden olabilir ki bu durum daha sonraki çalışmalarda mutlaka incelenmelidir. Bunun dışında örneğin, H<sub>2</sub>, He ve O<sub>2</sub> gazlarının hem tek başlarına hem de farklı karışımlar aracılığı ile ne tür etkileri, ne kadar sürede bıraktığının karşılaştırmalı olarak incelenmesi gerekmektedir. Burada tasarlanan cihazın ekonomiye ve çevreye daha duyarlı olması hedeflenmelidir.



## KAYNAKLAR

- [1] Introduction To Plasma Physics And Controlled Fussion, Francis F. Chen, Plenum Press, New York And London, 1984.
- [2] Michael A. Lieberman And Allan J. Lichtenberg, Principles Of Plasma Discharges And Material Processing, John Wiley And Sons Inc, 1994.G18.
- [3] LEE J.K., MANUILENKO O.V., BABAEVA N.Yu, KIM H.C. and SHON J.W., Ion Energy Distribution Control In Single And Dual Frequency Capacitive Plasma Sources, Plasma Sources Science And Technology, 14(2005) 89-97.
- [4] CHAPMAN B., Glow Discharge Processes, John Wiley & Sons Inc., New York (1980).
- [5] ROTH J. R., Industrial Plasma Engineering. Institute Of Physics Publishing, Bristol And Philadelphia (1995).
- [5] HUTCHINSON I.H., Principles Of Plasma Diagnostics, Cambridge University Pres, 1987.
- [7] RIEMANN K. U., J. Phys. D: Appl. Phys., 24 (1991) 493.
- [8] RIEMANN K. U., Theory Of The Plasma Sheath Transition, General Invited Lecture At XXIV ICPIG Warschau 1999, J. Tech. Physics 41 1, Special Issue, 89 (2000).
- [9] OKSUZ L., Presheath and Sheath Characteristics of Unmagnetized Plasmas, Ph.D. Thesis, 2000, University of Wisconsin at Madison, USA.
- [10] CHAPMAN B., Glow Discharge Process, Wiley, New York,1980.
- [11] LAROUSSE M., Relationship Between The Number Density And The Phase Shift In Microwave InterFERometer For Atmospheric Pressure Plasmas, International Journal Of Infrared And Millimeter Waves, Vol. 20, No. 8, 1999.
- [12] OVERZET L.J. and HOPKINS M.B., Comparison Of Electron-Density Measurements Made Using A Langmuir Probe And Microwave InterFERometer In The GEC Reference Reactor, J.Applied Physics, 74(7), 1 October 1993.

- [13] SCIME E., BOLVIN R.F., KINE J., and BALKEY M., Microwave InterFERometer For Steady-State Plasmas, Review Scientific Instruments, Volume 72, Number 3, March 201.
- [14] SHINDO M., UEDA Y., KAWAKAMI S., ISHII N., KAWAI Y., Measurements Of Negative Ion Density In Fluorocarbon ECR Plasma, Vacuum SuRFace Engineering, SuRFace Inst And Vacuum Technology, Vacuum 59 (2000) 708-715.
- [15] NEUMAN G. And BANZIGER U., Plasma Density Measurements By MWI and Langmuir Probes In An RF Discharges, Rev. Sci. Instruments, 64(1), January 1993.
- [16] TUSZEWSKI M. And TOBINY J.A., The Accuracy Of Langmuir Probe Ion Density Measurements In Low-Frequency RF Discharges, Plasma Sources Sci. Technology. 5 (1996) 640–647. Printed In The UK.
- [17] AKHTAR K., SHARER J.E., TYSK S.M., And KHO , Plasma InterFERometry At High Pressure, Review Of Scientific Instruments, Volume 74, Number 2, February 2003.
- [18] GEORGIEVA V., BOGAERTS A., and GIJBELS R., Numerical Investigation Of Ion-Energy-Distribution Functions In Single And Dual Frequency Capacitively Coupled Plasma Reactors, Phys. Rev. E 69, 026406 (2004).
- [19] KAWAMURA E., VAHEDI V., LIEBERMAN M. A. And BIRDSALL C. K., Plasma Sources Sci. Technol., 8 R45-R64 (1999).
- [20] LEE J.K., BABAEVA N.Y., KIM H.C., MANUILENKO O.V. And SHON J W Simulation Of CC Single And Double Frequency RF Discharge, IEEE Transaction On Plasma Science, Vol.32, No:1, February 2004.
- [21] GODYAK V. A., Phys. Rev. A, 42 (1990) 4.
- [22] LIEBERMAN M. A. and GODYAK V. A., IEEE Trans. Plasma Sci., 26 (1998) 955.
- [23] SURENDRA M. and GRAVES D. B., “Capacitively Coupled Glow Discharges At Frequencies Above 13.56 Mhz,” Appl. Phys. Lett., Vol. 59, No. 17, Pp. 2091–2093, Oct. 1991.
- [24] BOYLE P. C., ELLINGBOE A. R., and TURNER M. M., J. Phys. D: Appl. Phys., 37 5 (2004) 697.
- [25] KITAJIMA T., TAKEO Y., PETROVIC Z. L., MAKABE T., “Functional Separation Of Biasing And Sustaining Voltages In Two-Frequency Capacitively Coupled Plasma,” Appl. Phys. Lett., Vol. 77, No. 4, Pp. 489–491, July 2000.

- [26] KAWAMURA E., VAHEDI V., LIEBERMAN M.A. And BIRDSALL C.K., Ion Energy Distributions In RF Sheaths; Review, Analysis And Simulation Plasma Sources Sci. Technol. 8 (1999) R45–R64. Printed In The UK.
- [27] KITAJIMA T., TAKEO Y., and MAKABE T., J. Vac. Sci. Technol. A, 17 5 (1999) 2510.
- [28] SALABAS A. and BRINKMANN R. P., *Plasma Sources Sci. Technol.* 14 S53-S59, May 2005.
- [29] WAKAYAMA G. and NANBU K., “Study On The Dual Frequency Capacitively Coupled Plasmas By The Particle-In-Cell/Monte Carlo Method,” IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. 31, Pp. 638–644, Aug. 2003.
- [30] ROBICHE J., BOYLE P. C., TURNER M. M. and ELLINGBOE A. R., J. Phys. D:Appl. Phys., 36 15 (2003).
- [31] DAVIS W. D. and VANDERSLICE T. A., Phys. Rev., 131 1 (1963) 219.
- [32] GODYAK V. A., Soviet Radio Frequency Discharge Research, Delphic Associates, Inc., Falls Church, VA (1986).
- [33] CZARNETZKI U., LUGGENHÖLSCHER D., and DÖBELE,H.F. Plasma Sources Sci. Technol., 8 (1999) 230.
- [34] CZARNETZKI U., LUGGENHÖLSCHER D., and DÖBELE,H.F., Appl. Phys. A, 72 (2001) 509.
- [35] KURIHARA K. and SEKINE M., Plasma Characteristics Observed Through High-Aspect-Ratio Holes In C4F8 Plasma, Plasma Sources Sci. Technol. 5 (1996) 121–125. Printed In The UK.
- [36] FAROUKI R.T.S. and DALVIE M., Phys. Rev. A, 45 (1992) 5913.
- [37] LIEBERMAN M.A., Analytical Solution For Capacitive RF Sheath, IEEE. Transactions On Plasma Science, Vol.16, No:6, Pp:638-643, December 1988.
- [38] BENOITCATTIN P. and BERNARD L C., J. Appl. Phys., 39 12 (1968) 5723
- [39] KAWAMURA E, VAHEDI V, Lieberman MA, BIRDSALL CK, Plasma Sources Science And Technology 8 (3): R45-R64 AUG 1999.
- [40] COBURN J. W. and KAY E., J. Appl. Phys., 43 (1972) 4965.
- [41] LIU J., HUPPERT G. L. and SAWIN H.H., J. Appl. Phys., 68 8 (1990).

- [42] KUSHNER M. J., J. Appl. Phys., 58 11 (1985) 4024.
- [43] VANKAN P.J.W., Universiteitsdrukkerij Technische Universiteit Eindhoven, ISBN 90-386-2071-3.
- [44] YENİÇAY F., Plazma Fiziği, İstanbul Üniversitesi, Fen Fakültesi Yayınları, 1970.
- [45] LAROUSSE M., Relationship Between The Number Density And The Phase Shift In Microwave Interferometer For Atmospheric Pressure Plasmas, International Journal Of Infrared And Millimeter Waves, Vol. 20, No. 8, 1999.
- [46] KAMRAN Akhtar, SCHARER J.E., TYSK S.M., and KHO E., Plasma Interferometry At High Pressures, Review Of Scientific Instruments, Volume 74, Number 2 February 2003.
- [47] KIM B.C., LEE K.D. A, HWANG S.M. A, LEE G.S. A, CHUNG K.H. , Hanmit Microwave Plasma Diagnostic System, Surface And Coatings Technology 112 (1999) 10-14.
- [48] ŞEKER S., ÇEREZCI O. Elektromanyetik Dalgalar Ve Mühendislik Uygulamaları, Boğaziçi Üniversitesi Yayınları, Şubat 2000.
- [49] CECCI J.C., Lecture Notes For The Course 'Production And Diagnostic Of Process Plasma', (Princeton Scientific Consultant, Inc, NJ, November 1984.
- [50] GILCHRIST B.E., OHLER S.G., GALLIMORE A.D., Flexible Microwave System To Measure The Electron Number Density And Quantify The Communications Impact Of The Electric Thruster Plumes, Rev. Sci. Instruments, 68(2) February 1997.
- [51] MA X.F. and TAKEDA T., Asymmetric Abel Inversion By Neural Network For Reconstruction of Plasma Density Distribution, Nuclear Instruments And Methods In Physics Research, A 492 (2002), 178-189.
- [52] RUAN H. and WAN B., A New Method For Asymmetrical Inversion Using Fourier-Bessel Expansions, International Journal Of Infrared And Millimeter Waves, Vol.21 No:12,2000.
- [53] TOMASSINI P. and GIULIETTI A., A Generalization Of Abel Inversion To Non-Axisymmetric Density Distribution, Optics Communication, 199 (2001) 143-148.
- [54] KALAL M. and Nugent M., Abel Inversion Using FFT, Applied Optics, Vol.27, No.10, May 1988.
- [55] GILCHRIST B. E. and OHLER S. G., Flexible Microwave System To Measure The Electron Number Density And Quantify The Communications

Impact Of Electric Thruster Plasma Plumes, Rev. Sci. Instrum. 68 (2), February 1997, American Institute Of Physics.

- [56] BUIE, M. J., PENDER T. P., HOLLOWAY J. P., VINCENT T., P. L. G., and BRAKE M. L., Abel's Inversion Applied To Experimental Spectroscopic Data With Off Axis Peaks, J. Quant. Spaw. Radiat. Transfer Vol. 55, No. 2, Pp. Z-243, 1996
- [57] LUKAS C., MULLER M, SCHULZ-VON DER GATHEN V. and DOBELE H.F., Spatially Resolved Electron Density Distribution In An RF Excited Parallel Plate Plasma Reactor By 1 Mm Microwave Interferometry, Plasma Sources Sci. Technol. 8 (1999) 94–99. Printed In The UK.
- [58] SIMONNEAU E. and PRADA F., Structural Properties Of Spherical Galaxies: A Semi-Analytical Approach, Revista Mexicana De Astronom\_\_A Y Astrof\_\_Sica, 40, 69{79 (2004).
- [59] O'CONNELL Deborah, Investigations Of High Voltage Plasma Boundary Sheaths In Audio-Frequency Discharges Operated With Multiple Frequencies, 13th July 2004, DCU, Ph.D. Thesis.
- [60] KAE-NUNE P., PERRIN J., GUILLON J. and JOLLY J., Plasma Sources Sci. and Tech., 4 (1995) 250.
- [61] ZEUNER M. and MEICHSNER J., J. Appl. Phys., 80 2 (1996) 611.
- [62] J. K. OLTHOFF, VAN BRUNT R.J. and RADOVANOV S.B., J. Appl. Phys., 72 10 (1992) 4566
- [63] STOFFELS W. W., STOFFELS E. and TACHIBANA,K., Jpn. J. Appl. Phys. 36 1 7B (1997) 4638.
- [64] BUDTZ-JORGENSEN C. V., KRINGHO J P., BOTTIGER J., SuRF. Coat. Tech., 116-119, 938 (1999).
- [65] BUDTZ-JORGENSEN C. V, Ph. D. Thesis, Institute Of Physics And Astronomy, Aarhus University, Denmark (2001).
- [66] WALTON S. G., LEONHARDT D., BLACKWELL,D. D. R. . FERNSLER F, MURPHY D. P., and MEGER R. A., Time-Resolved Ion Flux Measurements In Pulsed, Electron-Beam-Generated Plasmas, PHYSICAL REVIEW E, VOLUME 65, 046412.
- [67] DAWSON P. H., Quadrupole Mass Spectrometry And Its Applications, Elsevier Scientific Publishing Company (1976).
- [68] VASILE M. J. and DYLLA H. F., Mass Spectrometry Of Plasmas In Plasma Diagnostics, O. Auciello And D. Flamm (1989).

- [69] [Http://Www.ìvv.fhg.de/Ms/Ms-Analyzers.Html#Quadrupole](http://www.ìvv.fhg.de/Ms/Ms-Analyzers.Html#Quadrupole).
- [70] MAHAFI D.W., MW Propagation Through A Plasma In Magnetic Field, Physical Review, Volume129,Number 4, February 1963.
- [71] OVERZET L.J., Microwave Diagnostic Results From The Gaseous Electronics Conference RF Reference Cell, Journal Of Research Of The National Institute Of Standards And Technology, Volume 100, Number 4, July–August 1995.
- [72] BOZAR D. M., Microwave Engineering, Jphn Wiley & Sons, Inc., 1998.
- [73] LATHI B. P., Modern Digital and Analog Communication Systems, Oxford University Pres, 2000.
- [74] JANSSEN G., Design Of A General Plasma Simulation Model, Fundamental Aspects And Applications, ISBN 90-386-1599-X, Eindhoven University Of Technology, 200.
- [75] ASMUSSEN J. Jr., GROTHJOHN T.A., MAK P., PERRIN M.A. The Design and Applcation Of ECR Discharges IEEE Transactions On Plasma Science Vol 25 NO 6 Dec 1997.
- [76] OKSUZ L, HERSHKOWITZ N. Physical Review Letters 89 (14): Art. No. 145001 SEP 30 2002.
- [77] KOO J., BABAEVA N.Y., KIM H.C., MANUILENKO O.V. and J.W.SHON, Simulation Of Capacitively Coupled Single And Dual Frequency RF Discharges, IEEE Transactions On Plasma Science, Vol 32, No:1, Pp.47-53, February 2004.
- [78] LEE J.K., MANUAILENKO O V, BABAEVA N.Y., KIM H.C. and SHON J.W., Ion Energy Distribution Control In Single And Dual Frequency Capacitive Plasma Sources, Plasma Sources Science Technologies 14(2005) 89-97.
- [79] KOO J., BABAEVA N.Y., KIM H.C., MANUILENKO O.V. and SHON J.W., Simulation Of Capacitively Coupled Single And Dual Frequency RF Discharges, IEEE Transactions On Plasma Science, Vol 32, No:1, Pp.47-53, February 2004.
- [80] MONNA V., NGUYEN C., KAHIL M., RICARD A., and SIXOU M., Sterilization Of Dental Bacteria In A Flowing N<sub>2</sub>–O<sub>2</sub> Postdischarge Reactor, IEEE Transactions On Plasma Science, Vol. 30, No. 4, August 2002 1437.
- [81] KELLY-WINTENBERG K., MONTIE T.C., BRICKMAN C.,Room Temperature Sterilization Of SuRFaces And Fabrics With A One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma Journal Of Industrial Microbiology & Biotechnology 20 (1): 69-74 Jan 1998 Times Cited: 31.

- [82] CHAU T.T., KAO K.C., BLANK G, Microwave Plasmas For Low-Temperature Dry Sterilization *Biomaterials* 17 (13): 1273-1277 JUL 1996.
- [83] RAD A.Y., AYHAN H. and PISKIN E., Adhesion Of Different Bacterial Strains To Low Temperature Plasma Treated Biomedical Silicone Catheter Surfaces, *Journal Of Bioactive And Compatible Polymers*, Vol:13, Pp:81-101, April 1998.
- [84] LAROUSSE M., ALEXEFF I., Biological Decontamination By Thermal Plasmas, *IEEE Transactions On Plasma Science*, Vol. 28, No.1, February 2000, Page 184-188.
- [85] SOLOSHENKO I. A., TSIOLKO V. V., KHOMICH V. A., BAZHENOV V. Y., RYABTSEV A. V., SCHEDRIN A. I., and MIKHNO I. L. Features Of Sterilization Using Low-Pressure DC-Discharge Hydrogen-Peroxide Plasma, *Ieee Transactions On Plasma Science*, Vol. 30, No. 4, August 2002.
- [86] MOISAN M., BARBEAU L., C. MARIE-CHARLOTTE, PELLETIER J., NICOLAS P., and SAOUDIL B., Plasma Sterilization. Methods And Mechanisms, *Pure Appl. Chem.*, Vol. 74, No. 3, Pp. 349–358, 2002.
- [87] DENES F., Synthesis and Surface Modification by Macromolecular Plasma Chemistry, *TRIP* volume 5,number1, page:23-31, 1997.
- [88] WU Q., Effect Of High – Power Microwave On Indicator Bacteria For Sterilisation, *IEEE Transactions On Biomedical Engineering*, Volume.43, No.7, July 1996.
- [89] LIEBERMAN M.A. and LICHTENBERG A. J., Principles of Plasma Discharges and Materials Processing, Sayfa:158, 165, 343.
- [90] OKSUZ L. and HERSHKOWITZ N. *PRL*,89(14):Art.No.145001 September 30 (2002).
- [91] OKSUZ L. and HERSHKOWITZ N., *Plasma Sources Sci. And Tech.* Vol 14 No 1 P 201 (2005)
- [92] OKSUZ L. and HERSHKOWITZ N., *Plasma Sources Sci. And Tech.* 13 263-271 (2004).
- [93] OKSUZ L. and HERSHKOWITZ N., *Review Let.* ,89(14):Art.No.145001 September 30 (2002).
- [94] OKSUZ L. and HERSHKOWITZ N., *Plasma Sources Sci. And Tech.* Vol 14 No 1 P 201 (2005)
- [95] OKSUZ L. and HERSHKOWITZ N., *Plasma Sources Sci. And Tech.* 13 263-271 (2004).

- [96] BOHDANSKY J., ROTH J. and BAY H.L. 1980, An Analytical Formula And Important Parameters For Low – Energy Ion Sputtering J Applied Physics 51, 2861-5.
- [97] ROTH J.R., Industrial Plasma Engineering, Volume2, Pp 25, Institute Of Pysics Publishing, Bristol And Philadelphia, 2001.
- [98] HUND M., Microwave Communications – Components And Circuits, Mc. Graw Hill, 1997.
- [99] LIEBERMAN M., Inroduction To Plasma Science., 1996.
- [100] ROTH J R., Industrial Plasma Engineering Volume 1-2, Institute Of Physics Publisihing, 2001.
- [101] FOSTER J. E., MW Ion Thruster Development Activities At NASA GRC, Cleveland, OH.
- [102] SHINOHARA S., YOSHIONOBU K., Effects Of Antenna Wave number Spectrum And Metal End Plate On Plasma Characteristics Excited By Helicon Waves, Thin Solid Films, 1999.
- [103] YENİÇAY F., Plazma Fiziği, İstanbul Üniversitesi, Fen Fakültesi Yayınları, Sayfa 90-91, 1970.
- [104] BOHDANSKY J, ROTH J. and BAY H.L. 1980, An analytical Formula and important parameters for low – energy ion sputtering J Applied Physics 51, 2861-5.
- [105] ROTH J. R., Industrial Plasma Engineering, Volume2, pp 25, Institute of Pysics Publishing, Bristol and Phiadelphia, 2001.



## **EK.A PLAZMA YÜZEY UYGULAMALARI**

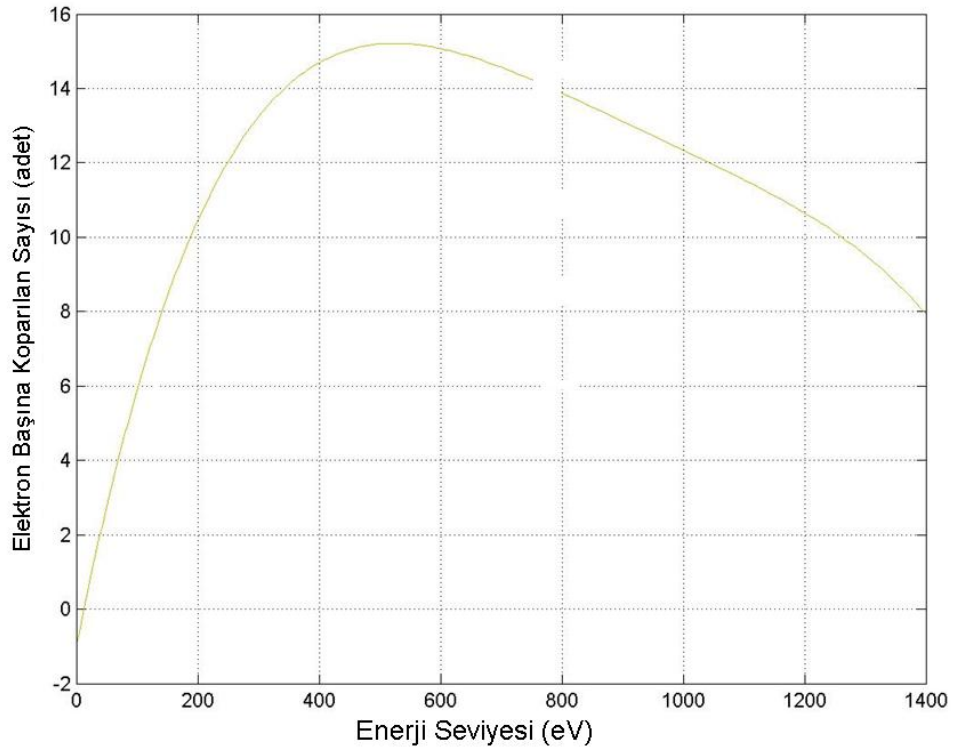
Plazma yüzey uygulamaları; katı malzemelerin yüzeylerini iyileştirmek için plazma tarafından üretilen aktif parçacıkların kullanımı olarak özetlenebilir. Plazma yüzey uygulamaları ile malzeme üzerine katmanlar eklenebildiği gibi katmanların uzaklaştırılması da gerçekleştirilebilir [96,97,98,99,100,101,102]. Yüzeyle oluşan kimyasal reaksiyonları ihtiva ettiği gibi yüzey yüklerinin eklenmesi yada uzaklaştırılmasını yada malzeme yüzey yapısının fiziksel veya kimyasal katmanlarının değiştirilmesini de içine alır. Plazma yüzey uygulaması, materyalin cinsine bağlı olarak, ince film kaplama, doğal fiberler ile polimer fiberlerin işlenmesi gibi temel uygulamalar olarak özetlenebilir. Yada yüzeyde gerçekleştirilen değişime göre temel olarak şu şekilde sınıflandırılabilir

### **EK A.1 Temizleme; Kirden Arındırma ve Sterilizasyon**

Burada ki amaç gaz atıkların yüzeyde oluşturduğu yapışkan atık katmanlarının uzaklaştırılmasıdır. Bu katmanlar çevredeki gaz atomlarının pek çok katmanını ihtiva eden tekil yada çoğul olarak bulunan oksidasyonlar ile diğer kimyasal reaksiyon atıkları, makine yağı yada vakum pompası sonucu oluşan hidrokarbonlar veya mikro organizmalar olarak sınıflandırılabilir.

Yukarıda adı geçen katmanlar bir atomlu yada bir moleküllü yapıda olabilirler. Ancak soy gazlar bu türden yüzeylere asla yapışmazken H gibi küçük yapılu gazlar kolayca yapışırlar. Bu yüklenme enerjisi atom başına 2-4eV luk seviyeler arasında değişmektedir. Şekil Ek1.1 de gönderilen her bir elektron için kopartılan elektron sayısının enerjiye ilişki resmedilmektedir. Bu şekilden de görüleceği belli bir maksimum değerine kadar kopartılan elektron sayısı yükselirken daha yüksek değerlerde bu oran yeniden düşmektedir. Bunun nedeni belli enerji seviyesinden sonra gönderilen elektron çok derinlere kadar nüfuz edebilmekte bunun neticesinde de enerjisini aktardığı elektronlar çarpışarak enerjilerini kaybederken yüzey

elektronlarına kadar ulaşmamaktadır. Yani yüzeyden her hangi bir kopma olayı olmamaktadır. Daha sonra tabloda da verileceği üzere cam gibi izolatörler için koparma değeri büyük olabilir. Bunun nedeni iletkenlik bandı ile onun altındaki bant arasında Kuantum mekaniğinin yasak ettiği bir boşluk bulunmasıdır. Alt bant ise tamamen doludur ve daha fazla elektron alamaz. Dolayısı ile ortalıkta bulunan elektronların enerjilerini aktarabilecekleri bir tanecik bulunmamaktadır. Netice de enerjilerini kaybetmeden yüzeye ulaşabilirler ve koparma gerçekleşir.



Şekil Ek E.1 Gönderilen elektron başına koparılan toplam elektron sayısı[96,97,105]

Elektronların aksine, iyonların yüzeye çarpması halinde koparılan kütle artmakta yani atomlar koparılabilmektedir. Çarpan iyonların kütlesi materyalin atom kütlesine yaklaştıkça koparılan atomların sayısı yükselmekte ancak belli değerden sonra doyuma ulaşmaktadır. Belli başlı cisimler için gönderilen her bir iyon için koparılan en büyük elektron sayısı Tablo Ek1.1 de verilmektedir.

## Ek A.2 Yüzey Enerjisinin Artırılması; Dolgu Ve Yapıştırma

Yüzey enerjisi pek çok endüstriyel uygulama için oldukça önemlidir. Örneğin, basılabilirlik, yapışabilirlik, kağıt, ince film veya dokumaların ıslanabilirliği gibi uygulamalarda önem taşır.

Tablo Ek1.1 Elektron koparma değerleri [103]

Cisim	En Büyük Koparılan Sayısı	Maksimum Enerji Seviyesi (eV)
A	1	300
Au	1.46	800
C	1,0	300
Cu	1,3	900
W	1,4	600
Cam	2,3	400
BaO-SrO Karışımı	5-12	1200

## Ek A.3 Elektriksel Karakteristiklerin Değiştirilmesi

Pek çok dokuma statik yükleri çok sıkı bir şekilde tutma kapasitesine sahiptir. Ancak yüzeyde bulunan bu statik enerjinin ne kadar hızla boşaldığı, halıcılık, döşeme ve konfeksiyon için kullanılabilirliğini artırmaktadır. Bu ise elde edilen malzemelerin içerisine bakır eklemek sureti ile iletkenliğinin artırılması ile mümkündür. İnce filmlerin kullanımı sırasında da anti statik uygulamalara gereksinim duyulmaktadır.

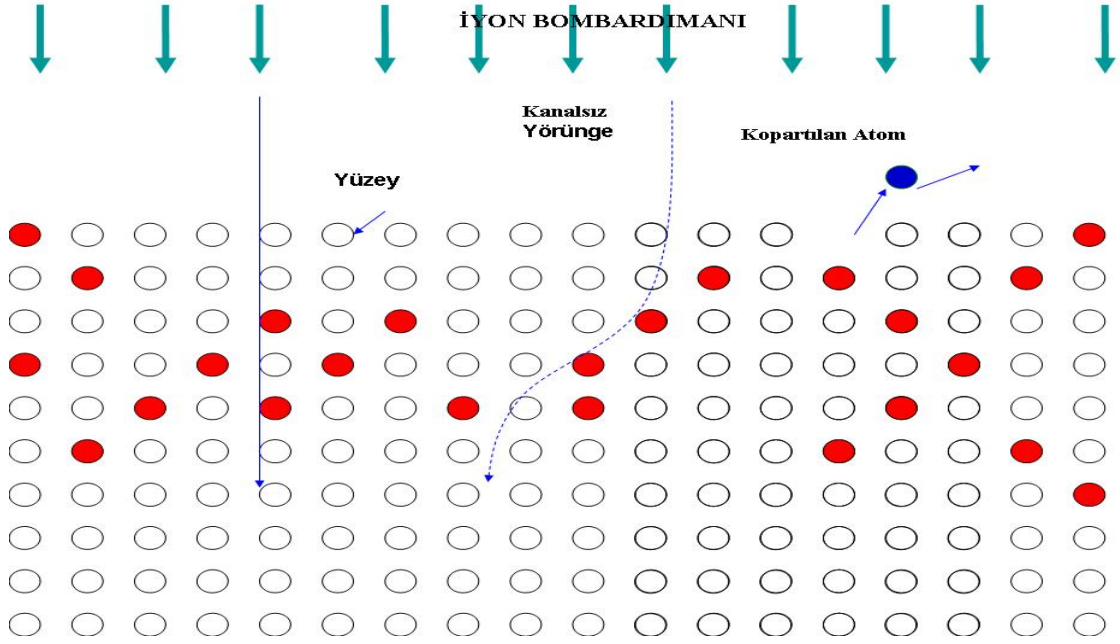
## Ek A.4 Malzeme Yüzeyini Sonlandırma

Plazma uygulamaları ile malzeme bitim noktasında çok ince katmandan birkaç mikrona kadar değişen aralıkta büyütme yada küçültme yapmak mümkün olacaktır. Buda malzemenin sonlandığı noktaların düzgün bir şekilde bitirilmesi anlamına gelir.

Sonuç olarak plazma yüzey uygulamaları, uğraşılan malzeme üzerine kimyasal yama yapmayı amaçlamaktadır. Plazma yüzey uygulamaları, aktif yada pasif plazma yüzleşmesinden etkilemektedir. Aktif yüzleşme uygulaması, çalışılan parçanın gerçek iyon akımını yada plazma elektronlarını sürececek bir elektrot gibi davrandığında ortaya çıkar. Pasif yüzleşme uygulaması ise çalışılan parça yüzeyinin aktif plazma parçacıkları tarafından bombardıman edilmesi halinde ortaya çıkar. .

### **Ek A.5 İyon Yükleme**

İyon yükleme, yeterince yüksek enerji seviyeleri ile birlikte iyonların işlem yapılacak yüzeye yönlendirilmeleri sonucu materyalin atomik yapısına nüfus ederek orada kalmasıdır. İyon yükleme işleminde kullanılan enerji seviyesi 10-300keV lar seviyesinde olup oluşan katman birkaç mikron mertebesinde olmaktadır. İyon Yüklemeyle ilişkin karakteristik yapı Şekil2.5de verilmektedir. Enerji yüklenmiş iyon demeti düşey olarak kristal örgülere doğru yönlendirilir. Bazı iyonlar örgü yapı boyunca kanallara doğru ilerlerken, pek çoğu saçılarak kanal açılmamış yörüngelere doğru rastlantısal bir yolculuğa çıkar. Bu enerji yüklenmiş taneciklerle yüzey arasında bir etkileşim oluşur. Bu etkileşim en dış katmanı etkilerken bir süre sonra denge durumuna ulaşır. Bu arada kendisi oraya yerleşirken  $\epsilon$  kadar atomu kaldırır. Daha sonrada bahsedileceği üzere  $\epsilon > 1.0$  değeri için bir yüklemekten ziyade koparma işleminden bahsedilebilir.



Şekil E.2 Metal kristal yapılarına iyon yüklenmesi.

Kanal yörüngeleri, kristal örgüler boyunca oldukça temiz yön boyunca oluşur. Kanal yarıçapı, kesit boyunca oluşan elastik çarpışmadaki iyon enerjisine bağlıdır ve örgü atomlarının yarıçapları ile kıyaslanabilir. İyon yükleme işleminden bahsedebilmek için bir kanal yörüngesinin mevcudiyetinden bahsetmek zorunluluğu vardır. Düşük enerji seviyelerinde iyonlar metal örgüsü ile ortak bir bütün olarak etkileşirken yüksek enerji seviyelerinde örgünün her hangi bir atomu ile tekil olarak ardışık çarpışma etkileşimi gösterirler. Ardışık tekil etkileşim biçimi iki grupta incelenebilir. Bunlardan ilki elektronik çarpışma yani uyarım ve hedef atomları arasında enerji transferinin olduğu yapılardır. İkincisi ise nükleer çarpışma yani çarpışmalar, iyonların ve hedef atomların atomik kütlesi tarafından yönlendirilirler.

Enerjik iyonların örgü ile yaptıkları çarpışmalar iki temel yapı içerisinde incelenebilirler. 1) Klasik mekanik 2) Kuantum mekanik. Analitik olarak probleme yaklaştığımızda,  $b$  en yakın yaklaşma mesafesi olmak üzere iyonlara ait başlangıç enerjisi  $E_i$  eV maksimum kinetik enerji olup en yakın olduğu zamanki potansiyel enerjiye eşittir. Bu eşitlik takip eden şekilde verilmektedir [104,105]

$$E_1 = eE'_1 = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 b} \text{ J} \quad (\text{ek1.1})$$

ile ifade edilirken b nin çözümü denklem ek1.2 de verilmektedir.

$$b_1 = \frac{Z_1 Z_2 e}{4\pi\epsilon_0 E'} \text{ m} \quad (\text{ek1.2})$$

En yakın yaklaşma mesafesi b, etkin atom çapı a ile karşılaştırılır. Proton sayıları Z1 ve Z2 olan iki atom arasındaki etkileşim için etkin atomik çap aşağıdaki denklemle verilmektedir.

$$a = \frac{a_0}{\sqrt{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}}} \text{ m} \quad (\text{ek1.3})$$

bu denklemede kullanılan a<sub>0</sub> değeri Bohr çapıdır. Yüksüz durumdaki hidrojen atomu için klasik çap denklem ek1.4 de verilmektedir.

$$a_0 = \frac{h^2}{4\pi e^2 m_p} = 5.2918 \times 10^{-11} \text{ m} \quad (\text{ek1.4})$$

b < a olduğunda RutheRFord saçılması olur ve bu durumda elektro statik potansiyel denklem ek1.5 de tanımlanmaktadır.

$$V \approx \frac{1}{r} \quad (\text{ek1.5})$$

b > a durumunda n birden büyük bir sabit olmak üzere

$$V \approx \frac{1}{r^n} \quad (\text{ek1.6})$$

çarpışmanın elektronik ( $\xi > 1$ ) mi yoksa nükleer ( $\xi < 1$ ) mi olduğunu anlamak için sızma parametresi  $\xi$  ni tanımlamamız gerekir.

$$\xi \equiv \frac{b}{a} \quad (\text{ek1.7})$$

Bunun dışında çarpışmanın klasik mi yoksa kuantum olduğunu anlamak için, en yakın yaklaşma mesafesi  $b$  nin De Broglie dalga boyu ile kıyaslanması gerekir. Bir iyon için De Broglie dalga boyu,  $m_r$  azaltılmış kütle olmak üzere

$$\lambda = \frac{h}{2\pi m_r v_1} \quad \text{m} \quad (\text{ek1.8})$$

ile tanımlanmaktadır. Azaltılmış kütle denklem ek1.9da verilmektedir.

$$m_r = \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)} \quad \text{kg} \quad (\text{ek1.9})$$

$v_1$  uyarma iyonunun hızı ise aşağıdaki tanımlanmaktadır.

$$v_1 = \sqrt{\frac{2eE'_1}{M_1}} \quad (\text{ek1.10})$$

$b$  ve De Broglie dalga boyu değerleri kuantum skala parametresi  $\chi$  in belirlenmesinde kullanılır ve bu değer kabaca

$$\chi \equiv \frac{b}{\lambda} \quad (\text{ek.11})$$

ile ifade edilir. Bu değerle elde edildikten sonra;  $\chi \leq 1$  ve  $b \leq \lambda$  ise kuantum mekaniği denir, eğer  $a \leq \lambda$  ise kuantum mekaniği ve elektronik etkileşimden bahsedilir. Klasik etkileşim için  $\chi > 1.0$  ve  $\chi > \xi$  şartlarının her iki şartında

gerçekleşmesi gerekir. Tablo Ek1.2 de silikon içerisine 300keV luk nitrojen iyonu yüklemek için gereken değerler verilmektedir.

Tablo Ek1.2 Nitrojenin silikona yüklenmesi için yapılan hesaplamalar.

Enerji E (eV)	$\chi$	$\log(\chi)$	$\xi$	$\log(\xi)$
300.000	141	2.15	0.0273	-1.56
30.000	446	2.65	0.273	-0.564
3.000	1411	3.15	2.73	0.436
300	4462	3.65	27.3	1.436
30	14111	4.15	273	2.436
14	20655	4.32	585	2.77

İyon yükleme işlemleri 1960 lı yıllar ile birlikte oldukça geniş uygulama alanı buldu ve yarı iletken teknolojilerinde atom yükleme olarak kullanıldı. İyon yüklemenin kullanıldığı temel alanları aşağıdaki sıralamak mümkün olacaktır.

- Çarpışmalı ve darbeli olarak kullanılan aletlerde kullanılan metal yüzeylerinin sertleştirilmesi
- Seramiklerin sağlamlığını artırmak, kullanma ve aşınmaya karşı direncini artırmak
- Metallerin kullanım özelliklerini artırmak. Bu uygulama özellikle uçakların duruş uygulamalarında önem taşır.
- Metallerin korozyona dayanıklılıklarının artırmak
- Yarı iletken teknolojilerinde transistor ve diğer elemanların üretimi.
- Metal yüzeylerinin elektriksel ve optiksel özelliklerinin değiştirilmesi.

### Ek A.6 Koparma Yöntemi

Koparma , yük enerjili bombardıman sonucu hedef yüzeydeki atom kayıpları için yapılan tanımlamadır. Erozyon ise uygulanan koparma işlemlerinin sonucunda meydana gelen toplam atom kayıplarını tanımlar. Buradan da anlaşılacağı üzere tıbbi cihazlar üzerindeki E-koli türü basil yada benzeri atıkların kopartılarak erozyona uğratılması işlemine sterilizasyon olarak bakabiliriz. Şekil Ek1.2de tipik olarak bir koparma işlemini görebilirsiniz. Buradaki hadiseleri özetlemek gerekirse; İyonlar hedefe doğru hızlandırılırlar, hızlanan bu elektronların çarpması ile hedef

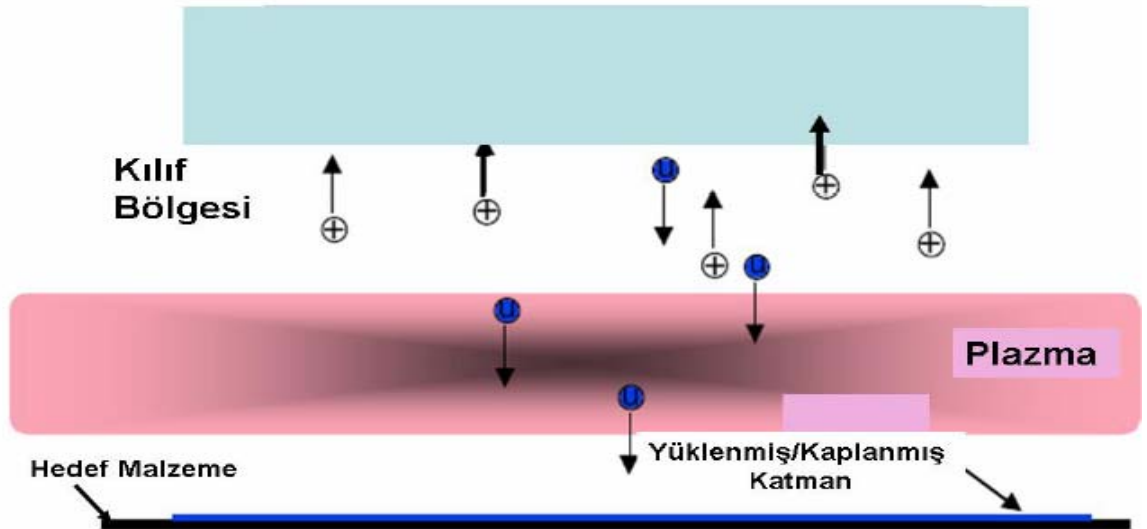


yüzeydeki atomlar (mikro organizmalar) kopartılarak yüklenecekleri yüzeye taşınırlar. Ancak sterilizasyon işleminde yüklenecek yüzeyi, daha sonra temizlenmek üzere kullanılan bir filtre olarak düşünebiliriz.

Koparma oranı  $\varepsilon_k$ , kopartılan atom sayısının uyarılan atom sayısına oranı şeklinde ifade edilmektedir. Elektronlar yeteri kadar kütleyle sahip olmadıklarından ve nötraller yeteri kadar enerji ile yüklenemediklerinden hedef malzeme üzerinden atom kopartma konusunda nadiren başarılıdırlar ve bu yüzden endüstriyel uygulamalarda daha sıkı enerji yüklenmiş iyonlar kullanarak bombardıman işlemi yapılır. Sonuç olarak elektron koparma oranı aşağıdaki temel özelliklere doğrudan doğruya bağlıdır.

- Parçacığın enerji seviyesine  $E_1$
- Parçacığın kütlesine  $M_1$
- Gönderilen elektronlar ile parçacık yüzeyi arasındaki açığa
- Kopartılacak yüzeydeki materyalin atomik ağırlığına  $A_2$
- Yüzeyin kristal yapısına.

Buradan anlaşılacağı üzere ikincil elektron emisyonlarının seviyeleri önem taşımaktadır. Yukarıda tanımlaması yapılan koparma oranı grafiği şekil ek1.3’de verilmekte olup buradan da görüleceği üzere eşik değerinin genellikle 20-100 eV, kopartılan maksimum ürünün 1-10keV lar arasında ve arka diye tabir ettiğimiz maksimum enerji seviyesinden itibaren azalmaya başladığı değerlerinde 1MeV lara kadar ulaştığını görmekteyiz.



Şekil E.3 Tipik bir atom koparma işlemi.

Burada  $\gamma$  momentum transfer katsayısı ve K enerji ifadesindeki katsayı olmak üzere aşağıdaki tanımlamalar eşliğinde, Bohdansky [67] tarafından koparma değeri şu şekilde çıkarılmıştır.

$$\gamma = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} \quad (\text{ek1.12})$$

$$\frac{1}{K} = \frac{E_b' (M_1 + M_2)^2}{4M_1M_2} \quad eV \quad (\text{ek1.13})$$

$E_0$  boyutsuz enerji olmak üzere,

$$E_0 = KE_1 = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} E_b = \frac{E_{maksimum}}{E_b} \quad (\text{ek1.14})$$

Enerji fonksiyonu

$$Y_n(E_0) = Y_n(KE_1) = 8,5 \times 10^{-3} (E_0)^{1/4} \left[ 1 - \frac{1}{E_0} \right]^{7/2} \quad 1 \leq E_0 \leq 40keV \quad (\text{ek1.15})$$

buna bağlı olarak fenomenik koparma denklemi

$$\varepsilon(E_0) = 8,5 \times 10^{-3} Q(E_0)^{1/4} \left( 1 - \frac{1}{E_0} \right)^{7/2} \quad (\text{ek1.16})$$

$E_0=1$  iken  $\varepsilon_k=0$  olduğundan, çok küçük koparmalar olduğunda görülen eşik enerjisi  $E_0=1.0=K.E_{th}$  veya  $E_{th}=1/K$  olarak bulunur. Farklı Q değerleri Tablo Ek1.3 de verilmektedir. Bütün denklemler bir araya getirildiğinde eşik enerjisi için şu değerle elde edilmiştir.

$$E_{th} = \frac{1}{K} = \frac{E_b}{\gamma(1-\gamma)} \quad \frac{M_1}{M_2} < 0.3$$

$$E_{th} = \frac{1}{K} = \frac{E_b}{\gamma} \quad M_1 < M_2 \quad (\text{ek1.17})$$

$$E_{th} = \frac{1}{K} = 8E_b \quad \left( \frac{M_1}{M_2} \right)^{5/2}$$

Sonucu elde edilir. Endüstriyel uygulamalarda elektron yada nötraller tarafından oluşturulan erozyon değerleri ihmal edilebilir değerler olarak karşımıza çıkmaktadır. Erozyon normal olarak enerji yüklenmiş iyon demetlerinin veya yüksek gerilim düşmelerinin görüldüğü plazma yeleği boyunca hızlandırılan iyonların bir sonucudur. Yüzeyde meydana gelen kopma akı yoğunluğu, denklem ek1.18 ile ifade edilir.

$$\Gamma_s = \varepsilon \cdot \Gamma_i \quad \text{atom} \quad m^{-2} \cdot sn \quad (\text{ek1.18})$$

$\Gamma_i$  yüzeye ulaşan iyonların akı değeri. İyonlar için akım yoğunluğu  $J_i$  A/m<sup>2</sup> olmak üzere, mevcut akı teker teker yüklenmiş bir demet mono enerjili iyon formunda ise kopartılan atom akısı denklem ek1.19 ile tanımlanmaktadır.

$$\Gamma_s = \varepsilon \cdot J_i / e \quad \text{atom} \cdot m^{-2} \cdot sn \quad (\text{ek1.19})$$

Eğer  $A_b$  demet alanı olmak üzere toplam akım  $I_b A$  ise denklem ek1.19, denklem ek1.20 de verilen eşitliğe dönüşür.

$$\Gamma_{sb} = \frac{\varepsilon I_b}{e A_b} \quad \text{atom} \cdot m^{-2} \cdot sn \quad (\text{ek1.20})$$

Eğer yüzeyinden koparma yapılacak olan nesne plazma içerisine daldırılırsa, Debye yeleği yakınına ulaşan iyon akı değeri yaklaşık olarak

$$\Gamma_{ip} = \frac{1}{4} n_i \bar{v}_i = n_i \left( \frac{eT'_i}{2\pi m_i} \right)^{1/2} \quad \text{iyon } m^{-2} \cdot sn \quad (\text{ek1.21})$$

ile ifade edilir. Bu arada kopartılan atom akı değeri ise

$$\Gamma_{sp} = \epsilon n_i \left( \frac{eT'_i}{2\pi m_i} \right)^{1/2} \quad \text{iyon } m^{-2} \cdot sn \quad (\text{ek1.22})$$

ile elde edilir. Erozyonun oluştuğu oranı veya erozyon hızını hesaplamak için kopartılacak malzemenin atom sayısı yoğunluğu gerekmektedir ve bu değer aşağıdaki gibi verilmektedir.

$$N_w = \frac{A_0 \rho}{A} \quad \text{atom } m^{-3} \quad (\text{ek1.23})$$

$A_0$  bilinen avagadro sayısıdır. Burada  $\rho$  kopartılan malzemenin yoğunluğu ve  $A$  yüzey malzemenin atomik kütle sayısıdır. Bütün bu işlemlerden sonra bombardıman altındaki erozyon hızı

$$v_{eb} = \frac{\Gamma_{sb}}{N_w} = \frac{\epsilon n_i A}{A_0 \rho} \left( \frac{eT'_i}{2\pi m_i} \right)^{1/2} \quad m \cdot sn^{-1} \quad (\text{ek1.24})$$

ile ifade edilmektedir.

Tablo Ek1.3 Farklı iyon – hedef kombinasyonları için Q değeri[96]

Hedef	IYON			
	H	D	<sup>3</sup> He	<sup>4</sup> He
Al	0.84	3.2		14
Au	1	2.5	6.1	9
Be	1	2.35		6.4
C	0.68	1.6		5.4
Fe	1.2	2.7		8.5
Mo	0.17	0.52	0.52	2.9
Ni	0.95	2.85		9.5
Si	0.5	1.45		4.9
Ta	0.14	0.38		1.8
Ti	0.25			2.2
V	0.43			4.0
W	0.175	0.37		1.9
Zr				2.8

Hedef	IYON				
	Ne	Ar	Kr	Xe	Ni
Ni	56	85	114	97	72
W	22	47	80	90	

## EK B. GELİŞTİRİLEN MATLAB KOMUTLARI

```
% THIS SOFTWARE IS GENERATED BY SELCUK HELHEL AT DUBLIN CITY UNIVERSITY
AT NOVEMBER 2004 FOR DURING A PART OF Ph.D. STUDY
% DENSITY CALCULATION BY DEB'S FORMULA
% MAIN IDEA FOR CALCULATING DENSITY IN THIS SYSTEM TAKEING INTO ACCOUNT
OF OSCILATING SHATH VOLTAGE BETWEEN MAXIMUM AND MINIMUM WHICH IS
EASILY BE OBTAINED FROM ION ENERGY DISTRIBUTION FUNCTION AS TWO
SEPERATE PEAKS CORRESPONDING TO THOSE MINIMA AND MAXIMA.
```

```
e012=8.85e-12/12.22; % Epsilon zero over 12.222 coming from the formula
Me=9.1e-31; % It is the electron masss
Mi=1840*4*Me;
W2=(2*pi*27.12e6)^2; % Square of used 27.12 MHz frequency in radian
eq=1.602e-19; % Electron Charge in C

count=3;
EM3=[200.0000 73.5000 84.0000;200.0000 72.0000 83.0000;200.0000 53.0000
56.0000;200.0000 51.0000 58.0000;
300.0000 97.5000 119.5000;300.0000 93.000 113.5000;300.0000 71.5000
86.0000;300.0000 66.5000 82.000;
400.0000 123.5000 154.5000;400.0000 114.0000 142.0000;400.0000 86.0000
107.0000;400.0000 93.0000 119.0000];
EM3_10W=[200 70.5 79.5;20076 89;200 60 70;200 56 62;
300 100 119;300 96 116;300 82.0 99.5;30072.5 87;
400 124 148;400 113 142;400 96.5 122;400 96 120.5];

EM3_30W=[200 69 80.5;20068.5 79;200 63 73;200 53.5 61;
300 98.5 121.5;300 91 110;300 82 99;300 72 86;
400 124 157;400 112 141.5;400 97 122;400 91 113];

EM3=EM3_30W; % MWI AND IEDF MAKALESINDE BU SEKILDE GONDERILMIS.
L=length(EM3); % length of 3mTorr data matrix is being calculated.
subplot(2,1,1);
% Following part is calculating plasma density by using sheath voltage
```

```

% equation
for jk=1:L
    MULT1=e012*W2;
    T(jk)=EM3(jk,1); % Related Temperature is being loaded
    E1=EM3(jk,2); % E1 values are being loaded
    E2=EM3(jk,3); % E2 values are being loaded
    MULT2=sqrt(8*Mi/((E1+E2)*1.6e-19)^3);
    MULT3=(E2-E1)^2;
    DIVIDER=sqrt((1.602e-19*(E1+E2)/Mi));
    n(jk)=(MULT1*MULT2*MULT3)/DIVIDER;
end

step=L/3; % We made 5 group of measurements corresponding to five different dual
frequencies. Step represents each group.
ct=0;
p=[5 10 20 30]; % Pressures in pascal.
for jk=1:3
    for jj=1:step
        y1(jj)=n(jj+ct);
    end
    ct=step*jk;
    if jk==1
        plot(p,y1,'blue'); % Vsheat peak to peak 200 Volts
        hold on;
    elseif jk==2
        plot(p,y1,'red--'); % Vsheat peak to peak 300 Volts
    elseif jk==3
        plot(p,y1,'black'); % Vsheat peak to peak 400 Volts
    elseif jk==4
        plot(p,y,'red*'); % Vsheat peak to peak 450 Volts
    else
        plot(p,y,'--'); % Vsheat peak to peak 550 Volts
    end
    end
    clear y;
end
grid;
title('IEDF Electron Density Variation By Pressure');
xlabel('Pressure in Pascal');
ylabel('Density');

```

```

% Following part is calculating plasma density by using microwave
% inteRFerometer system.
ph=[0.316;0.1911;0.175;0.2361;0.6267;0.4386;0.4283;0.5286;1.1566;1.0811;1.2195;1.5834];
% Phase Shift Measured by Microwave
ph_10W=[0.1005;0.3519;0.5278;0.2262;0.3267;1.0807;1.4577;0.8796;0.8796;2.1292;2.26986
9;1.67331];
ph_30W=[0.0854;0.5027;0.4775;0.4021;0.3519;1.3069;1.2315;0.7791;1.0802;1.7596;1.4088;
1.4188];

ph=ph_30W;
for kl=1:length(ph)
    nmw(kl)=(1.186e6*15.3e9*ph(kl)/0.14);
end
nmw=nmw/1e6; % Density in cm form
step=L/3; % We made 5 group of measurements corresponding to five different dual
frequencies. Step represents each group.
ct=0;
p=[5 10 20 30]; % Pressures in pascal.
subplot(2,1,2);
for jk=1:3
    for jj=1:step
        y2(jj)=nmw(jj+ct);
    end
    ct=step*jk;
    if jk==1
        plot(p,y2,'blue'); % Vsheat peak to peak 200 Volts
        hold on;
    elseif jk==2
        plot(p,y2,'red--'); % Vsheat peak to peak 300 Volts
    elseif jk==3
        plot(p,y2,'black'); % Vsheat peak to peak 300 Volts
    elseif jk==4
        plot(p,y,'red');
    else
        plot(p,y,'--'); % Vsheat peak to peak 550 Volts
    end
    clear y;
end
grid;
title('MWI -Electron Density Variation By Pressure');

```



```
xlabel('Pressure in Pascal');  
ylabel('Density');
```

## ÖZGEÇMİŞ

04 Mayıs 1969 yılında Isparta’da dünyaya gelen Helhel, ilk, orta ve lise öğrenimini Isparta’da tamamladı. 1984 yılında ortaokullar arası TÜBİTAK-Matematik ve 1987 yılında liseler arası TÜBİTAK–Kimya olimpiyat seçmelerine katıldı. Kimya dalında mansiyon aldı.

1987 yılında girdiği, Hacettepe Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi, Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü’nden, Ocak 1993 tarihinde mühendis ünvanı aldı. Aynı ay içerisinde, Isparta GÖLTAŞ Çimento A.Ş.’de bakım onarım ve destek departmanında PLC yazılım ve çözüm mühendisi olarak işe başladı. Ocak 1994 tarihinde, GÖLTAŞ A.Ş.’den ayrılarak, TÜBİTAK –MAM Uzay Teknolojileri Bölümü’nde araştırmacı olarak işe başladı. Aynı yılın (1994) eylül ayında Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü, Fen Bilimleri Enstitüsü’nde yüksek lisans çalışmasına başladı. Ocak 1997 tarihinde, yüksek mühendis ünvanı aldı. 1997 yılında A.B.D.’nde “University of Missouri-Rolla” Üniversitesi’nde EMC konusunda yaz çalışmalarına katılan Helhel, 1997-1998 yıllarını TÜBİTAK- UEKAE’de uzman EMC mühendisi olarak geçirdi. Şubat 1998 yılında, Sakarya Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Elektrik-Elektronik Mühendisliği, Elektronik Ana Bilim Dalında doktora başladı. 1999 yılında TURKCELL iletişim Hizmetleri A.Ş., Antalya Bölgesi’nde radyo şebeke planlama mühendisi olarak çalışan Helhel, 2000 yılını Amerika Birleşik Devletleri’nde yerleşik, NEXTEL -New York ve AT&T – Virginia’da geçirdikten sonra, 2001 yılında Radyo Şebeke Planlama ve Optimizasyon Müdürü olarak Türkiye’ye döndü ve MOTOROLA ‘da işe başladı.

2002 yılında kendi ortağı olduğu NEPTÜN İletişim Hizmetleri A.Ş.’yi kuran Helhel, Türkiye, İran ve Suudi Arabistan’da çeşitli projelerde görev aldı. 2004 yılında davetli olarak gittiği, İrlanda Dublin City University, Plazma Araştırma laboratuvarında plazma tanı yöntemleri konusunda çalışmalarda bulundu.