



YENİ BİR PLAZMA CİHAZI TASARIMI VE İMALATI

Bekir DURSUN

DOKTORA TEZİ

ELEKTRİK ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANA BİLİM DALI

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

OCAK 2024

ETİK BEYAN

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

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

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

Bekir DURSUN

15/01/2024

YENİ BİR PLAZMA CİHAZI TASARIMI VE İMALATI

(Doktora Tezi)

Bekir DURSUN

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Ocak 2024

ÖZET

Bu tezde, yeni bir plazma cihazı tasarımı ve imalatı gerçekleştirilmiş olup bu yenilikçi cihaza “DA beslemeli torus plazma cihazı (DABTPC)” ismi verilmiştir. CST Studio ile yapılan tasarım ile sonlu elemanlar analizi ve parçacık yörüngeleri yaklaşımı kullanılarak farklı DA potansiyel değerleri altında, toroidal ve poloidal akımların farklı değerleri için elektronların dinamiği incelenmiştir ve plazma akımları araştırılmıştır. Benzetimler sonucunda toroidal ve poloidal akımlara bağlı olarak manyetik adaların oluşabileceği, yer yer türbülanslı plazma yapılarının elde edilebileceği görülmüştür. Özellikle poloidal akımın görece düşük olduğu değerlerde parçacık yörüngelerinin torus tipi hacme çok iyi şekilde hapsedildiği ancak poloidal akımın yüksek olduğu değerlerde ise parçacıkların DABTPC duvarı ile etkileşime girdiği saptanmıştır. Benzetim çalışmalarında, DA geriliminin -2 kV değerlerinde döteryum ortamında gerçekleştirilen çalışmalarda, yüksek basınçlarda, maksimum toroidal ve poloidal manyetik alanların sırasıyla $1,0 \times 10^{-5}$ T ve $8,4 \times 10^{-1}$ T olduğu görülmüş, maksimum plazma akım yoğunluğunun ise $2,91 \times 10^{-3}$ A/m² olduğu bulunmuştur. Döteryum ile gerçekleştirilen deneylerde Tungsten elektrotların çok verimli çalıştığı gözlenmiştir. 10^{-3} mbar dan 1 atm basınca kadar farklı basınç kademelerinde cihazın plazma karakteristikleri teşhis edilmiştir. Sıklıkla toroidal ve poloidal manyetik alanlara bağlı olarak manyetik adaların hem ilerleyen hem de durağan dalgalar formunda oluştuğu gözlenmiştir. Döteryum ile yapılan deneylerde 2,7 mA plazma akımları $1,12 \times 10^{-1}$ mbar basınçlarda gözlemlenmiştir. Ayrıntılı araştırmalar ile gaz ortamı için torus geometrisindeki cihaz için Paschen eğrisi elde edilmiş olup kırılma gerilimleri 4,2 kV olarak Döteryum için bulunmuştur. İlave olarak, Rogowski bobini çalışmalarıyla Döteryum dolu deneylerde 2,5 MHz’lik radyo frekans (RF) sinyallerin plazma tarafından oluşturulduğu gözlenmiştir. Aynı zamanda görünür bölge, infrared ve mor ötesi bölgelerde elektromanyetik ışımlar saptanmıştır. Langmuir sondası deneylerinde döteryum için plazma sıcaklıkları 2981 eV iken elektron yoğunlukları ise $2,8 \times 10^{10}$ m⁻³ olarak bulunmuştur. Neticede tasarlanıp imal edilen DABTPC’nin, nükleer füzyon çalışmalarında, soğuk ve sıcak plazma çalışmalarında ve elektromanyetik spektrumun geniş bir bölgesinde kullanılabileceği söylenilebilir. Bu sebepten savunma sanayinde, tıpta, tarımsal ışınlama faaliyetlerinde ve malzeme bilimi uygulamalarında kullanılabileceği düşünülmektedir.

Bilim Kodu : 90531

Anahtar Kelimeler : DA beslemeli torus plazma cihazı, plazma, DA boşalma, Paschen eğrisi, Kırılma gerilimi, Döteryum

Sayfa Adedi : 117

Danışman : Prof. Dr. Erol KURT

DESIGN AND IMPLEMENTATION OF A NEW PLASMA DEVICE

(Ph. D. Thesis)

Bekir DURSUN

GAZİ UNIVERSITY

GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

January 2024

ABSTRACT

In this thesis, a new plasma device is designed and manufactured, and this innovative device is named as “DC-fed torus plasma device (DCFTPD)”. The electron dynamics is examined for different values of toroidal and poloidal currents under different DC potential values and plasma currents by using the finite element analysis and particle orbits approaches with a CST Studio design. As a result of the simulations, it has been seen that magnetic islands can be formed depending on toroidal and poloidal currents and turbulent plasma structures can be obtained in some places. It is determined that especially at values, where the poloidal current is relatively low, the particle orbits are very well-confined to the torus type volume, but at the values, where the poloidal current is high, the particles interact with the wall of DCFTPD. In simulation studies performed in a Deuterium environment at -2 kV DC voltage values and at high pressures, the maximum toroidal and poloidal magnetic fields are found to be $1,0 \times 10^{-5}$ T and $8,4 \times 10^{-1}$ T, respectively and the maximum plasma current density is found to be $2,91 \times 10^{-3}$ A/m². In experiments performed with Deuterium, it is observed that the Tungsten electrodes work very efficiently. In the experiments, the plasma characteristics of the device is diagnosed at different pressure levels from 10^{-3} mbar to 1 atm. It has been observed that the magnetic islands are frequently formed in both travelling and stationary waveforms depending on the toroidal and poloidal magnetic fields. The maximum plasma current 2,7 mA is observed under the pressure $1,12 \times 10^{-1}$ mbar. With detailed research, the Paschen curve is obtained for the device in torus geometry for the gas environment, and the breakdown voltage is found to be 4,2 kV for Deuterium. Additionally, it has been observed that 2,5 MHz radio frequency (RF) signals are generated by plasma in the Deuterium-filled experiments with Rogowski coil studies. At the same time, electromagnetic radiations are detected in the visible, infrared and ultraviolet regions. In the Langmuir probe experiments, plasma temperature for Deuterium is found to be 2981 eV, while electron density is found to be $2,8 \times 10^{10}$ m⁻³. As a result, it can be said that this designed and manufactured DCFTPD can be used in nuclear fusion studies, cold and hot plasma studies and in a wide region of the electromagnetic spectrum. For this reason, it is thought that it can be used in the defense industry, medicine, agricultural irradiation activities and material science applications.

Science Code : 90531

Key Words : DC-fed torus plasma device, plasma, DC discharge, Paschen curve, breakdown voltage, Deuterium

Page Number : 117

Supervisor : Prof. Dr. Erol KURT

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım esnasında beni yetiştiren, değerli fikirleri ve tecrübeleriyle yönlendiren, sabır ve çalışkanlığıyla bana örnek olan çok kıymetli ve saygıdeğer Danışman Hocam Prof. Dr. Erol KURT'a, tez çalışmamın ilerlemesine katkı sağlayan Sayın Dr. Öğr. Üyesi Anıl ŞAHİN'e, fedakârlıklarından dolayı sevgili eşime ve çocuklarıma sonsuz teşekkür ederim. FDK-2022-7897 Proje Kodu ile doktora tezimi destekleyen Gazi Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Koordinasyon birimine katkılarından dolayı teşekkürlerimi sunuyorum.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	x
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	xi
RESİMLERİN LİSTESİ	xiv
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xv
1. GİRİŞ.....	1
2. PLAZMALAR	11
2.1. Plazma Özellikleri.....	13
2.1.1. Parçacık yoğunluğu.....	13
2.1.2. İyonlaşma derecesi, yarı nötrallik	13
2.1.3. Plazma salınımları.....	16
2.1.4. İkincil elektron yayılımı.....	18
2.1.5. Gaz ve plazma bağlantısı.....	19
2.1.6. Plazmada parçacık taşınması.....	20
2.1.7. Plazma zırh oluşumu	24
2.2. Plazmaların Sınıflandırılması	25
3. ELEKTRİKSEL KIRILAMANIN TEMELLERİ	33
3.1. Townsend Kuramı	33
3.2. Paschen Kanunu	38
3.3. Elektrot Yüzey Yayılımı	40

	Sayfa
4. GAZ BOŞALMALARININ TEMELLERİ	43
4.1. Karanlık Boşalma	44
4.2. Parıltı Boşalması.....	44
4.3. Ark Boşalması	45
4.4. DA Boşalma Metodu.....	45
4.5. AC/RF Boşalma Metodu.....	45
5. PLAZMA ÖZELLİKLERİNİN BELİRLENMESİNDE KULLANILAN YÖNTEMLER	47
5.1. Langmuir Sondası.....	48
5.1.1. Tek Langmuir sondası	48
5.1.2. Çift Langmuir sondası.....	50
5.2. Rogowski Bobini	51
5.3. Spektral Ölçüm	52
6. MATERYAL VE YÖNTEM	55
6.1. DA Beslemeli Torus Plazma (DABTP) Cihazı Tasarımı	55
6.2. DA Beslemeli Torus Plazma (DABTP) Cihazı Teorik Modellenmesi	57
7. DA BESLEMELİ TORUS PLAZMA (DABTP) CİHAZI İLE TEORİK ÇALIŞMALAR	61
7.1. CST Studio Suite Programı Kullanılarak Elde Edilen Döteryum Gazı için Benzetim Sonuçları	61
8. DA BESLEMELİ TORUS PLAZMA (DABTP) CİHAZI İLE DENEYSEL ÇALIŞMALAR	85
8.1. Deney Sisteminin Tanıtımı.....	85
8.1.1. Vakum hücre.....	87
8.2. Döteryum ile Deneysel Ölçümler ve Bulgular	89
9. DENEYSEL ÇALIŞMALARIN TEORİK ANALİZİ	99

	Sayfa
10. SONUÇ VE ÖNERİLER	103
KAYNAKLAR	107
ÖZGEÇMİŞ	117

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. Sıcaklığa göre plazmaların sınıflandırılması ve özellikleri	27
Çizelge 2.2. Çeşitli plazma tiplerinin parçacık yoğunluk ve sıcaklık ilişkisi	30
Çizelge 5.1. Elektromanyetik spektrumun bölgeleri.....	52
Çizelge 6.1. Plazma cihazının fiziksel özellikleri	56
Çizelge 8.1. Çalışmada kullanılan cihazlar.....	85
Çizelge 9.1. Literatürdeki bazı plazma cihazlarında elde edilen elektron sıcaklıkları elektron yoğunlukları değerleri	102

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Şematik yük dağılımı ve ortalama serbest yol	14
Şekil 2.2. Plazmalara ait sıcaklık, elektron yoğunluğu ve Debye uzunluğu grafiği	15
Şekil 2.3. Plazma salınımları	17
Şekil 2.4. Plazmadan duvara elektron ve iyon akışı	24
Şekil 2.5. Sıcaklık ve parçacık yoğunluklarına göre plazma türleri	26
Şekil 2.6. Bazı plazmaların sıcaklık ve yoğunluk gösterimi. Logaritmik ölçekler, doğada ve laboratuvar plazmalarında bulunan parametre aralığının boyutunu göstermektedir	31
Şekil 3.1. Gazlardaki kırılma sürecinin ve temel fiziksel parametrelerin gösterimi.....	33
Şekil 3.2. (a) İyonlaşma enerjisinin fonksiyonu olarak ısıma katsayısı; (b) İndirgenmiş elektrik alanın fonksiyonu olarak etkin ikincil ısıma katsayısı	36
Şekil 3.3. Gaz kırılması için Paschen eğrisi ve Stoletvo sabitinin bir gösterimi	37
Şekil 4.1. Elektrik boşalmalarının akım-gerilim karakterizasyonu	43
Şekil 5.1. Temel plazma teşhis tekniklerinin sınıflandırılması.....	47
Şekil 5.2. a) Tek langmur sondası şeması b) ideal akım gerilim eğrisi	49
Şekil 5.3. a) Çift langmur sondası şeması b) ideal akım gerilim eğrisi	50
Şekil 5.4. Rogowski bobininin geometrisi	51
Şekil 6.1. DA Beslemeli Torus Plazma (DABTP) Cihazı	57
Şekil 6.2. DA Beslemeli Torus Plazma (DABTP) modeli için kesit görüntü: I_p = Plazma akımı, I'_{pol} = Poloidal akım, I_t =Toroidal akım	57
Şekil 7.1. $P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-5}$ T, $V_{dc}= -1000$ V için J_p plazma akım yoğunluğu desenleri.....	62
Şekil 7.2. Farklı toroidal manyetik alan değerleri için akım yoğunlukları ($P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-5}$ T, $V_{dc}=-1000$ V).....	63
Şekil 7.3. $P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-4}$ T, $V_{dc}=-1000$ V için J_p plazma akım yoğunluğu desenleri.....	64
Şekil 7.4. Farklı toroidal manyetik alan değerleri için akım yoğunlukları ($P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-4}$ T, $V_{dc}=-1000$ V).....	65

Şekil	Sayfa
Şekil 7.5. $P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-3}$ T, $V_{dc}=-1000$ V için J_p plazma akım yoğunluğu desenleri.....	66
Şekil 7.6. Farklı toroidal manyetik alan değerleri için akım yoğunlukları ($P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-3}$ T, $V_{dc}=-1000$ V).....	67
Şekil 7.7. $P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-2}$ T, $V_{dc}=-1000$ V için J_p plazma akım yoğunluğu desenleri.....	68
Şekil 7.8. Farklı toroidal manyetik alan değerleri için akım yoğunlukları ($P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-2}$ T, $V_{dc}=-1000$ V).....	69
Şekil 7.9. $P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-1}$ T, $V_{dc}=-1000$ V için J_p plazma akım yoğunluğu desenleri.....	70
Şekil 7.10. Farklı toroidal manyetik alan değerleri için akım yoğunlukları ($P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-1}$ T, $V_{dc}=-1000$ V)	71
Şekil 7.11. $P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-5}$ T, $V_{dc}=-2000$ V için J_p plazma akım yoğunluğu desenleri	72
Şekil 7.12. Farklı toroidal manyetik alan değerleri için akım yoğunlukları ($P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-5}$ T, $V_{dc}=-2000$ V)	73
Şekil 7.13. $P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-4}$ T, $V_{dc}=-2000$ V için J_p plazma akım yoğunluğu desenleri	74
Şekil 7.14. Farklı toroidal manyetik alan değerleri için akım yoğunlukları ($P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-4}$ T, $V_{dc}=-2000$ V)	75
Şekil 7.15. $P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-3}$ T, $V_{dc}=-2000$ V için J_p plazma akım yoğunluğu desenleri	76
Şekil 7.16. Farklı toroidal manyetik alan değerleri için akım yoğunlukları ($P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-3}$ T, $V_{dc}=-2000$ V)	77
Şekil 7.17. $P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-2}$ T, $V_{dc}=-2000$ V için J_p plazma akım yoğunluğu desenleri	78
Şekil 7.18. Farklı toroidal manyetik alan değerleri için akım yoğunlukları ($P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-2}$ T, $V_{dc}=-2000$ V)	79
Şekil 7.19. $P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-1}$ T, $V_{dc}=-2000$ V için J_p plazma akım yoğunluğu desenleri	80
Şekil 7.20. Farklı toroidal manyetik alan değerleri için akım yoğunlukları ($P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-1}$ T, $V_{dc}=-2000$ V)	81
Şekil 7.21. Akı yoğunluğunun poloidal manyetik alana (B_p) göre değişimi ($P=1$ mbar, $V_{dc}=-1000$ V).....	81

Şekil	Sayfa
Şekil 7.22. Farklı poloidal alanlar (B_p) için akım yoğunlukları ($P=1$ mbar, $V_{dc}=-2000$ V)	82
Şekil 7.23. $P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-4}$ T, $B_t=10^{-3}$ T için J_p-V_{dc} plazma akım yoğunluğu desenleri	83
Şekil 8.1. Yenilikçi DA Beslemeli Torus Plazma (DABTP) cihazı ve çevre ekipmanları	86
Şekil 8.2. Döteryum plazma boşalmasında elde edilen Paschen eğrisi	96
Şekil 8.3. Langmuir ölçümünden elde edilen diz bölgesi akım-gerilim grafiği	96
Şekil 9.1. Faraday adası görüntüsü; $P=0,13$ mbar, $V_{dc}=-6,2$ kV, Transformatör birincil sargı akımı; a) $0,8$ A ($H=444$ A S/m) b) $1,5$ A ($H=833$ A S/m) c) $2,5$ A ($H=1389$ A S/m)	99
Şekil 9.2. $V_{dc}=-10,4$ kV'da parıltı plazması: $(I'_{pol}, I_t, P)=(1,18$ A, $1,24$ A, 50 mbar).....	100
Şekil 9.3. $V_{dc}=-10,4$ kV'da Townsend bölgesi karanlık plazması: $(I'_{pol}, I_t, P)=(2$ A, $2,107$ A, 70 mbar).....	100
Şekil 9.4. $V_{dc}=-15$ kV'da yüksek dalga sayılı manyetik ada görüntüsü: $P=1$ mbar, $I'_{pol}=0$ A, I_t : a) $0,8$ A, b) $1,5$ A c) $2,5$ A	101

RESİMLERİN LİSTESİ

Resim	Sayfa
Resim 8.1. DA Beslemeli Torus Plazma (DABTP) Cihazı ve ölçüm ekipmanları	87
Resim 8.2. Vakum hücrenin a) yalıtımdan önceki alt parçası, b) yalıtımdan önceki üst parçası, c) yalıtımdan sonraki alt parçası, d) yalıtımdan sonraki üst parçası ve Tungsten elektrotlar ile ortasındaki dielektrik malzeme e) teknik çizim ölçüleri	88
Resim 8.3. Faraday adası görüntüsü; $P=0,13$ mbar, $V_{dc}=-6,2$ kV, Transformator birincil sargı akımı; a) $0,8$ A ($H=444$ A S/m) b) $1,5$ A ($H=833$ A S/m) c) $2,5$ A ($H=1389$ A S/m)	89
Resim 8.4. $V_{dc}=-10,4$ kV'da parıltı plazması: $(I'_{pol}, I_t, P)=(1,18$ A, $1,24$ A, 50 mbar)	91
Resim 8.5. $V_{dc}=-10,4$ kV'da Townsend bölgesi karanlık plazması: $(I'_{pol}, I_t, P)=(2$ A, $2,107$ A, 70 mbar)	91
Resim 8.6. $V_{dc}=-15$ kV'da yüksek dalga sayılı manyetik ada görüntüsü: $P=1$ mbar, $I'_{pol}=0$ A, I_t : a) $0,8$ A, b) $1,5$ A c) $2,5$ A	92
Resim 8.7. $V_{dc}=-6,4$ kV'da Rogowski bobininden alınan gerilim dalga formu: $(I'_{pol}, I_t, P)=(3$ A, $2,8$ A, $1,12 \times 10^{-1}$ mbar)	93
Resim 8.8. $V_{dc}=-16,5$ kV'da Rogowski bobininden alınan gerilim dalga formu: $(I'_{pol}, I_t, P)=(2,8$ A, 3 A, $83,2$ mbar)	94
Resim 8.9. $V_{dc}=-16,5$ kV'da Rogowski bobininden alınan gerilim dalga formu: $(I'_{pol}, I_t, P)=(0$ A, 0 A, $0,1$ mbar)	94
Resim 8.10. $V_{dc}=-11,5$ kV'da Rogowski bobininden alınan gerilim dalga formu: $(I'_{pol}, I_t, P)=(2,5$ A, $2,9$ A, $0,1$ mbar)	95

SİMGELER VE KISALTMALAR

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

Simgeler	Açıklamalar
α	Manyetik alan kayıp oranı
a	Nüvenin kesit eninin uzunluğu
A_n	Nüvenin kesit alanı
A_t	Toroidin düşey kesit alanı
α	Birincil iyonizasyon katsayısı
b	Orantılılık Sabiti Hareketlilik
b	Nüvenin kesit boyunun uzunluğu
B_p	Manyetik akı yoğunluğu
cm	Santimetre
D	Döteryum
d	Elektrotlar arası uzaklık
d	Toroidin iç yarıçapı
E	Elektrik alanı
E_i	Gazın iyonlaşma eşiği
ϵ_e	Gaz atomuyla çarpışan elektronun enejisi
ϵ_0	Boş alanın geçirgenliği
$\mathcal{F}$	Transformatör sargısının manyetomotor kuvveti
$\mathcal{F}_t$	Toroidal sargının manyetomotor kuvveti
H_p	Manyetik alan şiddeti
I_p	Plazma akımı
I'_{pol}	Poloidal sargıdan geçen akım
I_t	Toroidal akım
I_t	Toroidal sargıdan geçen akımı
J_p	Hücre içersindeki plazmanın akım yoğunluğu
J_{pol}	Poloidal akım yoğunluğu

Simgeler**Açıklamalar**

J_t	Toroidal akım yoğunlu
J	Akım yoğunluğu
J_0	Katottaki başlanğıç akım yoğunluğu
k_B	Boltzmann sabiti
L_n	Nüvenin ortalama manyetik akı yolu uzunluğu
L_1	Nüvenin ortalama eninin uzunluğu
L_2	Nüvenin ortalama boyunun uzunluğunu
L_t	Toroidin ortalama manyetik akı yolu uzunluğu
mm	Milimetre
m^2	Metrekare
N_t	Toroidal sargının sarım sayısını
n_e	Elektron yoğunluğu
n_i	İyon yoğunluğu
n_a	Nötr yoğunluğu
p	Gaz Basıncı
$\mathcal{R}$	Nüvenin manyetik relüktansı
T	Tridyum
T_a	Molekül Yapısından Ayrılan Atom Sıcaklığı
T_u	Uyarılmış Parçacık Sıcaklığı
T_p	Toplam Plazma Sıcaklığını
T_g	Gaz Sıcaklığı
T_e	Elektron sıcaklığı
V_{dc}	DA Gerilimi
ν_{en}	Çarpışma Frekansı
ν_D	Sürüklenme Hızı
ν_e	Elektron hız değeri
γ	İkincil iyonizasyon katsayısı
λ_D	Debye uzunluğu
ω_{pe}	Öz frekanslı harmonik salınımı

Simgeler**Açıklamalar** σ

İletkenlik

 q

Parçacık Yüğü

 Q_{en}

Hareket Aktarım Kesiti

 λ_e

Elektronların serbest yolu

 $\emptyset_t$

Toroid üzerinden geçen manyetik akı

 μ_r

Malzemenin bağıl manyetik geçirgenliğı

 μ_0

Havanın (vakumun) manyetik geçirgenliğı

 μ

Mutlak manyetik geçirgenlik

Kısaltmalar**Açıklamalar****AA**

Alternatif Akım

DA

Doğru Akım

DABTP

DA Beslemeli Torus Plazma

EHF

Eylemsiz Hapsetme Füzyonu

JET

Joint European Torus (Ortak Avrupa Torusu)

ITERInternational Thermonuclear Exprerimental Reactor
(Uluslararası Thermonükleer Deney Reaktörü)**MHF**

Manyetik Hapsetme Füzyonu

TOKAMAKToroidal Chamber in Magnetic Coils
(Manyetik Bobinli Toroidal Hücre)

1. GİRİŞ

Dünyada nüfusun hızla artması ve teknolojik gelişmeler sebebiyle her geçen gün enerji tüketimi artmaktadır. Enerji üretiminde kullanılan fosil yakıtların yetersiz olması ve olumsuz çevresel etkileri sebebiyle artan enerji talebinin nükleer kaynaklardan karşılanması düşünülmektedir [1]. Nükleer enerji, dünyada artan enerji ihtiyacını karşılamak için alternatif enerji kaynağı olarak görülmektedir. Uluslararası Atom Enerjisi Kurumu'nun 2022 yılı raporuna göre, ülkelere göre nükleer enerjiden elektrik enerjisi üretimi oranı Fransa'nın %62, Slovakya'nın %59,2, Ukranya'nın %55, Belçika'nın %46,4, İsviçre'nin %36,4 olarak belirtilmiştir. Bangladeş, Mısır ve Türkiye'de ise nükleer enerji santralleri yapım aşamasındadır [2]. Kullanılmakta olan ve kurulacak olan fisyon kökenli reaktörler zaman zaman güvenlik açısından eleştirilere maruz kalmaktadır. Bu sebeple, nükleer füzyon konusundaki enerji çalışmaları nükleer fisyonla daha fazla ivme kazanmaktadır. İklim değişikliğiyle mücadeleye yönelik dünya çapındaki zorluklardan hareketle, elektromanyetik hapsetmeli füzyon enerji santralleri geliştirme teknolojisi büyük ivme kazanmıştır [3].

Nükleer enerji, girdilerine bağlı olarak fisyon ve füzyon reaksiyonlarıyla elde edilebilir. Fisyon reaksiyonu kararsız yapıya sahip çekirdeklerin parçalanarak daha kararlı bir yapıya sahip iki ya da daha fazla hafif çekirdeğe ayrılması olayıdır. Çekirdeğin reaksiyondan önceki toplam kütlelerinin, reaksiyon sonundaki ürünlerin toplam kütlelerinden çıkarılmasından sonraki fark, A. Einstein'ın $E=mc^2$ eşitliğine uygun olarak enerjiye dönüşmektedir. 1939 yılında Almanya'da uranyum elementine nötrön bombardımanı yapılmıştır. Uranyumun parçalanması sonucu iki ayrı çekirdek ve yeni nötrönlər oluşmuştur. Fisyon başladıktan sonra oluşan bu nötrönlər; "zincirleme reaksiyon" olarak adlandırılan ve gerekli reaksiyonu tekrarlayan bir yapıya erişmiştir. Fisyonun bir kere başladıktan sonra kontrolünün zor olması ve oluşan yakıt atıklarının nasıl depolanacağı fisyonun olumsuzlukları arasındadır. Fisyonun bu olumsuzluklarından dolayı 1930'lu yıllardan itibaren kontrollü füzyon çalışmaları başlamıştır [4-6].

Füzyon reaksiyonlarında girdi olarak hafif çekirdekler olarak döteryum ya da tridyum kullanılabilir. Döteryum-döteryum (D-D) veya tridyum-döteryum (T-D) reaksiyonlarıyla laboratuvar şartlarında enerji üretimi araştırılmaktadır. Vakum ortamında ve uygun hapsetme yöntemi seçilerek bu atomlardan yeni bir çekirdek açığa çıkar. Oluşan

proton ve nötronların kinetik enerjisinin ısıya çevrilmesi ile enerji üretilmesi planlanmaktadır. Bir gram D-D füzyon reaksiyonunun açığa çıkaracağı enerji 1 ton kömürün yanmasıyla açığa çıkan kimyasal enerjiye eşittir. Benzer şekilde 300 litrelik benzinin enerji seviyesi ise 1 litrelik sudaki döteryum'un füzyon enerjisine eşittir. Füzyon enerjisi atomlara ilk enerji aktarıldıktan sonra başlar [7]. Füzyonun gerçekleşebilmesi için yakıtın yüksek sıcaklıklarda ısıtılması ve plazma yoğunluğu ile belli bir süre sıcak tutulması gerekir. Burada ifade edilmek istenen; Lawson Kriterine göre füzyon tepkimesinin başladıktan sonra kendi kendine sürdürebilmesi için plazma hücresinin füzyon sıcaklığında parçacık yoğunluğu ile ters orantılı olarak sabit tutulması gerekir. Bu işlem için gerekli sürenin kısılması için yoğunluğun artması gerekir [4,7].

Füzyonun oluşabilmesi için maddenin farklı bir formuna ihtiyaç vardır. Bu da maddenin dördüncü hali olan plazmadır. Plazma, 1879 yılında Crookes tarafından ortaya atılmış ve 1929 da ise Langmuir tarafından bu yapı plazma olarak tanımlanmıştır. Gaz veya gazlı sistemler yüksek sıcaklıklarda ısıtıldığında plazma durumuna geçerler. Plazma, difüzyon ve ısısal iletkenliğe sahiptir. Elektriksel olarak nötr olmasına karşın hem akışkan hem de iletken olma özelliğine sahiptir. Plazma elektromanyetik alan oluştururken kendi de elektromanyetik alan ile etkileşime girer. Termonükleer alanda elektrik ve manyetik alanlar yoluyla plazma hem hapsedilebilir hemde hızlandırılabilir [8]. Günlük hayatta kontrollü bir şekilde polimerizasyon, sterilizasyon ve aydınlatma gibi pek çok alanda kullanılmaktadır. Plazmalara evrenin her yerinde rastlanır, evrenin hemen hemen tamamı yıldızlar, galaksiler, gezegen atmosferleri dahil olmak üzere plazma yapılarından oluşur. Evrende ve laboratuvar ortamında birçok farklı plazma türü bulunmaktadır. Nükleer füzyon gücünün gerçekleştirilmesi, yüksek hapsedilmiş sürdürülebilir boşalmalar ve yön değiştiricilere yönelik kontrollü ısı yükleri gibi birçok bilimsel zorlukla karşı karşıyadır [9].

Füzyon reaksiyonu sonucu CO₂ ve SO₂ gibi çevreye zarar veren gazlar çıkmaz. Füzyonun güvenli oluşu, doğada bol miktarda döteryum olması sebebiyle verimli bir enerji üretim yöntemi olarak kabul edilmektedir [10]. Döteryum deniz suyunda doğal olarak bulunur (30 g/m³). Bir nükleer füzyon reaktöründe, füzyon reaksiyonlarında üretilen nötronlar, lityum içeren ve çekirdeği çevreleyen kalın bir madde tabakası tarafından emilir, bu lityum trityuma dönüştürülür ve reaktörü beslemek için kullanılır. Nötronların enerjisi plazmayı çevreleyen tabakayı ısıtacağı için bir türbin ve bir jeneratör aracılığı ile elektrik üretebilmek için soğutucu bir akışkan (su, helyum veya bu türden herhangi bir sıvı) bu termal enerjiyi

emecektir. Bu sistemler çalışır hale geldiğinde enerji üretiminde yakıt kaynağı problemi ortadan kalkacaktır.

Bir füzyon reaktörünün geliştirilmesi için birbirinden farklı yaklaşımlar mevcuttur. Bunların arasında en çok kullanılan iki model, (MHF, Manyetik Hapsetme Füzyonu) manyetik hapsetme modeli ve (EHF, Eylemsiz Hapsetme Füzyonu) eylemsiz hapsetme modelidir. Üzerinde en çok zaman harcanan Manyetik hapsetme modelidir. Bu modelde yüklü parçacıklar içeren bir plazma ortamı hazırlanır ve yüklü parçacıklar özel bir manyetik alan yapısı ile çeperleri yalıtılmış bir bölge içerisinde tutulur. Eylemsiz hapsetme modeli iç reaktör çekirdeğinin ısıtılması ile atomunu parçalanması ve kullanılabilir bir enerji ortaya çıkarması sağlanır [11].

Termonükleer füzyon cihazlarına olan ilginin her geçen gün artmaya başlamasının sebebi enerji üretiminde çözüm olarak düşünülmesidir. Bu füzyon cihazlarından biride TOKAMAK cihazıdır. TOKAMAK cihazlarında sıcak plazmanın davranışı üzerine onlarca yıldır yapılan araştırmaların amacı radyoaktif atık üretmeyen ve atmosferi kirletmeyen kontrollü bir termonükleer füzyon reaktörü üretmektir [12]. 1950' lerde Andrei D Sakharov ve Igor E Tamm, Füzyon plazmasının hapsedilmesi için, günümüzde TOKAMAK'lar olarak adlandırılan cihazı kısaca tanımlamıştır. Günümüzde ise Çin, Avrupa Birliği, Hindistan, Japonya, G.Kore, Rusya ve Amerika Birleşik Devletleri Uluslararası Termonükleer Deney Reaktörü (ITER) üzerine çalışmalarını sürdürüyorlar. ITER'in tam ölçekli olarak D-T plazma deneylerinin 2027'de başlaması planlanmıştır [13]. ITER tasarımı, termonükleer reaksiyonu tetiklemek ve sonuç olarak güç üretmek üzere sıcak plazmayı hapsetmek için güçlü manyetik alanlar kullanan TOKAMAK modeline dayanmaktadır [6,14]. ITER'in mıknatıs sistemi, 51 GJ depolanmış enerjiyle şimdiye kadar tasarlanmış en gelişmiş süper iletken mıknatıs sistemlerinden biridir [15].

Breschi ve arkadaşları, ITER iletkenleri üzerine yaptıkları çalışmada test sonuçlarının karşılaştırmalı analizlerini rapor etmişlerdir. Bu raporda her numuneden iki iletken aynı anda teste tabi tutulmuştur. 300 A'in altındaki kritik akımlarda iletkenin akım paylaşım sıcaklığı ile iletkenin kritik akımı arasında yaklaşık olarak doğrusal ilişki olduğu gözlemlenmiştir. Kritik akımdan daha yüksek değerlerde ise doyma etkisi gözlemlenmiştir. Toroidal alan (TF) iletkenlerin testlerinde ise benzer bir doygunluk gözlenmediğini belirtmişlerdir [15].

Moon ve arkadaşları, ITER'e uygulana fabrika kabul testleri üzerine yaptıkları çalışmada fabrika kabul testi için, görsel muayene, pompalama öncesi değerlendirme, basınç testi, helyum (vakum) sızıntı testi ve son boyut muayenesi gerçekleştirmişlerdir. Değerlendirmeleri, belirlenen süreç ve yöntemin fonksiyonel olarak kabul edilebilirliği için yeterli olduğunu görüşündedirler [16].

Zhu ve arkadaşları TOKAMAK etrafına kurulan elektrikli ve elektronik ekipmanların güvenilir şekilde çalışmasını sağlamak için manyetik konfigürasyon önemini vurgulamış ve manyetik sistem testlerinin zorunlu bir gereklilik haline geldiğini belirtmişlerdir. Çalışmalarında, büyük ölçekli, yüksek yoğunluklu homojen bir manyetik alana sahip olan bobin sisteminin en uygun şekle sokma tasarımını sunmaktadır. Bu bobin sistemi için analitik model önermişler ve genetik algoritmaya dayalı olarak optimizasyon modeli oluşturmuşlardır. Yaptıkları testlerin deneysel sonuçları teorik sonuçlar ile iyi bir uyum sağlamıştır. Maksimum bağıl hatanın 0,6% olarak tespit edildiğini belirtmişlerdir. Genellikle ölçülen manyetik akım yoğunluğu analiz edilenden az da olsa bir farklılık gösterdiğini bunun sebebinin güç kaynağının değerlendirilmesi hatasından ya da bobin sisteminin manyetik alan oluşturma verimliliğinin analiz edilenden az bir miktar daha fazla olmasından kaynaklanabileceğini belirtmişlerdir. Bu test bobin sisteminin yakın gelecekte ITER'de kullanılacağını ve ITER, TOKAMAK elektrik ve elektronik ekipmanlarının da manyetik alan bağışıklık teslerinde de kullanılabileceğini belirtmişlerdir [17].

TOKAMAK'lar sıcak plazmayı torus biçimli hücrede hapsetmek için manyetik alan kullanan büyük cihazlardır. TOKAMAK araştırması, kontrollü termonükleer füzyon kullanarak güvenilir bir enerji üretim sistemi kurmayı amaçlamaktadır [18]. TOKAMAK cihazları bir transformator gibi çalışarak elektronlarını yitirmiş atom çekirdekleriyle, serbest kalmış elektronlardan oluşan ortamın korunmasını yani plazmanın korunmasını sağlamak üzere tasarlanmıştır. TOKAMAK sisteminde kullanılan poloidal sargılar sayesinde plazma akımı oluşturulur aynı zamanda plazma dirençsel olarak ısıtılır. Toroidal kabın etrafına sargılar sarılarak, oluşan manyetik alan sayesinde içerideki plazmanın soğumaması ve plazma ortamının kesintisiz bir şekilde sürdürülmesi sağlanır [19].

Nasseri, TOKAMAK ve parametrelerini incelemek için, nötronlar 14,1 MeV enerjili izotropik olarak yayılan torus şeklinde olan Geant4 kodunu kullanarak ITER'in üç boyutlu

benzetimini yapmıştır. Çalışmasında hücre dışına kaçan nötronları yakalamak için az miktarda bor veya kadmiyumun koruma tabakasına eklenebileceğini ifade etmiştir [20].

Krieger ve arkadaşları Tungsten malzemesinden yapılan ITER ayırıcı (divertor)'nın üzerinde oluşan hasarları belirlemek için öngörücü benzetim çalışması yapmışlardır. Deneysel sonuçlar ile benzetim sonuçlarının ikna edici seviyede olduğu sonucuna varmışlardır. Oluşan hasarların yüksek iyon ısısına maruz kalan plazmaya bakan kısımlarda olduğu belirlemişlerdir. Bu enerji yoğunluklarını azaltmak için özel teknikler yada iyileştirilmiş plazma senaryoları ile önlenebileceği görüşündedirler [21].

TOKAMAK cihazında manyetik tanı, plazma fiziğinde, makine korumasında, plazma kontrolünde ve dengenin yeniden yapılandırmasının anlaşılmasında önemli bir faktör olduğu bilinmektedir. Manyetik tanı sistemi vakum kabının içinde ve dışında yapılan manyetik akımı, plazma akımını ve diyamanyetik akı ölçümlerini içerir. M. Lacquaniti ve arkadaşları yönlendirici(divertor) TOKAMAK testi ile farklı frekansların meydana getirdiği, beyaz gürültü olarak da adlandırılan gürültüler üzerinde yapmış oldukları çalışmada bobinler üzerindeki termomekanik analizleri incelemiş ve plazma dengesini yeniden kurmak için bobinlerin etkisini değerlendirmişlerdir [22].

Zhang ve arkadaşları HL-2A TOKAMAK üzerinde füzyon cihazları içinde görülen, süper hızlı elektronlar üzerine çalışmışlardır. Süper hızlı elektronlar teorik olarak herhangi bir plazma cihazında oluşabilirler. Büyük kesintiler sırasında kaçak elektronlar, ITER gibi büyük TOKAMAKlarda plazmaya bakan bileşen yüzeylerinde ciddi hasara neden olabilir. TOKAMAK kesintileri sırasında indüklenen güçlü elektrik alanları birçok kaçak süper hızlı elektronlar üretebilir. Bu tür elektronların enerjisi onlarca MeV'a kadar ulaşabilir. Bu elektronların arka plandaki plazmanın elektronları ile yakın Coulomb çarpışmaları nedeniyle çığ etkisi meydana gelebilir [23]. Elektronların, üzerlerine etki eden Coulomb kuvveti Elektrik alanı (E) nedeniyle ivmelenme kuvvetinden küçük olduğunda kaçmaktadırlar. Söz konusu elektronlar bulundukları hücre duvarına çalışması esnasında zarar verebilmektedirler. Bu sebeple yüksek manyetik tedirginlikle kontrol altına alınmaları gerekmektedir [24, 25].

Füzyon reaksiyonlarını verimli bir şekilde üretmek için termonükleer plazmaların, malzeme yüzeyleriyle temas etmesiyle bağdaşmayan aşırı yüksek sıcaklıklara ulaşması gerekir.

Plazmaların manyetik alanlar kullanılarak hapsedilmesinde son yıllarda özellikle TOKAMAK konfigürasyonunda önemli ölçüde ilerleme kaydedildi. Ne yazık ki tüm TOKAMAK cihazları, özellikle de metalik olanlar, kesinti adı verilen yıkıcı plazma olaylarına maruz kalırlar.

Termonükleer füzyon, orta ve uzun vadede insanlık için sürdürülebilir enerji karşılamada önemli bir unsur olma potansiyeline sahiptir. Enerji üretimine yönelik bu yaklaşım, maddenin dördüncü hali olan plazmadaki hidrojen izotoplarının çekirdeklerinin birleştirilmesine dayanır. Bu sebeple termonükleer enerji üretimi için plazmaların yüzeyle temas etmemesi gereklidir [6,26].

Plazma ve plazma yakınındaki malzemelerin etkileşimi malzemelerin ömrünü hem de plazma performansını etkilediğinden, uygun malzemelerin seçimi büyük önem taşıyan bir konudur [27]. Termonükleer ayırıcıların plazmaya maruz kalan bölgeleri tungstendir. Bununla birlikte araştırma merkezlerinde grafit ve karbon grafit malzemeler de kullanılmaktadır. Mazhyn Skakov ve arkadaşları ışınlı-plazma boşalmalarında tungsten yüzeyinin karbürizasyonu üzerindeki etkisinin incelenmesi üzerine yapmış oldukları çalışmada tungsten numunelerinin bir elektron ışını ile doğrudan ısıtılmasını sağlamıştır. Tungsten numune yüzeyinin yeniden kristalleşmesinin, karbürizasyon üzerindeki etkisinin daha doğru bir şekilde değerlendirilmesi için deneysel verilerin daha da geliştirilmesi gerektiği sonucuna varmışlardır [28].

Craciunescu ve arkadaşları TOKAMAK'ın, plazma dinamiğinin ne zaman değiştiğini belirlemek için yaptıkları çalışmada, bozulma diye adlandırılan çöküş biçimine doğru sürüklenmenin başlangıç zamanı araştırmışlardır. Kullanmış oldukları yöntemler matematiksel olarak tamamen bağımsız olduğundan, çeşitli sinyallerin yıkıcı bir davranış gösterdiği aralıklar hakkında bulgular sunmuşlardır. Bozulmanın ilk işaretlerinin bozulmanın başlangıcından yaklaşık 300 ms deki plazma akımında ve kilitli mod genlik sinyallerinde mevcut olduğunu ortaya koymuşlardır [29].

Sharma ve arkadaşları, TOKAMAK plazmasının içinde bulunan toz taneciklerinin varlığı, bunların yarıçapı ve yoğunluğu plazma kararsızlığının büyüme hızını önemli ölçüde etkilediği ve bunun da ileriki aşamalarda TOKAMAK'ın çalışmasını etkileyebileceği kanaatine varmışlardır. Bu tozlar hidrokarbon veya plazma kesinti sonucunda oluşan

tungsten bileşiğinden kaynaklanabilir. Teorik gözlemlerinde plazma kararsızlığının büyüme oranının toz tanesi yoğunluğuyla doğru orantılı olarak artabileceğini belirtmişlerdir [30].

Deng ve arkadaşları yapmış oldukları çalışmada matematiksel çıkarım yoluyla, ideal ve gerçek modeller altında dört bobinli konfigürasyonun manyetik alan hesaplama formüllerini elde etmişlerdir. Geleneksel manyetik alan performansı hesaplama yöntemini, ideal model altında genel hesaplama metoduyla karşılaştırmışlardır. Karush-Kuhn-Tucker (KKT) koşulları tarafından Lagrange çarpanına dayalı bir global parametre optimizasyon yöntemi, yüksek düzgünlükteki manyetik alanın bobin parametrelerini elde etmek için önerilmiştir. Hesaplama yöntemlerinin doğruluğunu kanıtlamak için FEM programını kullanmışlardır. Model analizinin doğru ve etkili olduğu deneysel sonuçlarla kanıtlanmıştır. Çalışmalarında, yüksek manyetik alan ve yüksek homojenliğe sahip bobin tasarımını sunmuşlardır. Önerdikleri yöntemin üretim aşaması için teorik bir temel oluşturduğu sonucuna varmışlardır [31].

Vondracek ve arkadaşları yapmış oldukları COMPASS plazma cihazı üzerindeki çalışmalarında yeni plazma kaplama malzemeleri ve sıvı metal ayırıcılar konseptlerini test etmenin yanı sıra plazma konfigürasyonlarındaki bazı önemli zorlukların üstesinden gelmeyi başarabilecek özellikleri sağlayacaklarını ifade etmişlerdir. Genel tasarımın plazma performansı ve manyetik konfigürasyon açısından yüksek esneklik sağladığını ifade etmektedirler [32]. M. Komm ve arkadaşları, COMPASS adlı TOKAMAK'taki düşük hapsetmeli plazmalara argon ve neon enjeksiyonu ile yapılan deneyler, yönlendirici ısı akışının sınırlandırılması ve plazma ayrılması olgusunun, genel olarak varsayıldığı kadar yakından bağlantılı olmadığını göstermişlerdir [33].

1928'de Langmuir, makroskobik olarak nötr elektrik yüküne sahip iyonize gazı tanımlamak için plazma terimini icat etmiştir [34]. Plazma, yüksek sıcaklık, enerjik moleküller özelliklere sahip olması ve maddenin dönüşüm sıralamasında (katı, sıvı, gaz ve plazma) 4. sırada bulunması nedeniyle maddenin dördüncü halidir. Plazma genellikle katot ile anot arasında bir elektrik arkının oluşması için iletken bir yol oluşturan yüksek gerilim darbesiyle başlatılır [35]. Plazma ortamında, gazın molekülleri, gazın atomu olarak başka bir forma ayrışır ve elektronlar, reaktif türler (radikaller, peroksitler, süper oksitler, hidroksil radikali, oksijen atomu, alfa oksijen) ve pozitif iyonlar dahil olmak üzere serbest yüklü parçacıklara doğru serbestçe hareket ederler. Üstelik serbest yük taşıyıcılarının varlığı, plazmaların

elektriksel olarak iletken olduğunu ve ultra yüksek elektriksel iletkenliklere ulaşabileceğini doğrular. Ayrıca plazmalar, yüksek sıcaklık ve enerji yoğunlukları nedeniyle sıradan kimyasallara göre daha enerjik türler üretirler. Atomların çarpışması, elektrik enerjisini termal enerjiye dönüştüren iki elektrot arasındaki kimyasal reaksiyondan kaynaklanır. Ayrıca çarpışmalar, ısıtılı boşalma altında gaz fazı ortamında meydana gelir. Plazma, elektrik, termal, optik (UV ışığı), radyoaktif (gama radyasyonu) ve x-ışını elektromanyetik radyasyonu dahil olmak üzere gazları iyonlaştırabilen birçok enerji türü kullanılarak oluşturulabilir [34]. Plazma teknolojisi, uçucu organik bileşikler, dirençli organik bileşikler ve boyalar, metaller, metaloidler, plastik atıklar ve mikroorganizmalar gibi kirletici maddelere karşı etkinliği nedeniyle çevre temizliğinde de önemli bir yer tutar [36]. Plazma, elektrik, termal, optik (UV ışığı), radyoaktif (gama radyasyonu) ve x-ışını radyasyonu dahil olmak üzere gazları iyonlaştırabilen birçok enerji türü kullanılarak oluşturulabilir.

Soğuk plazma elde etmek için plazmanın DA veya yüksek frekanslı bir alternatif alanla üretilmesi gerekir. Bu koşullar altında elektronların hızlanması ve atomlarla çarpışması için gereken süre, serbest elektronlardan atomlara kinetik enerji aktarımının gerçekleşebilmesi için çok yetersizdir. Bu sebeple dengesiz plazma olarak da adlandırılır [37]. Soğuk plazma mekanik özellikleri, elektriksel özellikleri, ıslatmayı, boyamayı ve baskıyı, işlemeyi, metal kaplı organik polimerleri geliştirebilir, kompozit ve laminatlarda yapışmayı güçlendirebilir, biyoloji ve tıpta ve ayrıca membran ve çevre teknolojisinde kullanılır [38]. Sıcak plazmalar ise, yakalama bölgesini değiştiren manyetik alanın eğimi ve eğriliği nedeniyle daha karmaşık yapıdadırlar. Güneş rüzgârında, sınır bölgelerinde, plazma tabakasında ve radyasyon kuşaklarında sıcak plazmalar meydana gelir. A.D.M. Walker'ın enerjik parçacıkların özelliklerine ilişkin gözlemleri, bunların genellikle termal dengeden uzak olduğunu, dolayısıyla sıcak plazmanın çarpışmasız olarak kabul edilmesi gerektiğini ortaya koymuştur [39]. Termal plazmalar, bileşenleri arasında (moleküller, atomlar, iyonlar ve elektronlar) yüksek elektron yoğunluğu ve yüksek çarpışma frekansları ile karakterize edilir [35]. Soğuk plazmanın yoğunluğu, sıcak plazmanın yoğunluğundan önemli ölçüde daha büyüktür [39].

Manyetik hapsetmeli termonükleer füzyonda, ısıнын ve parçacıkların çekirdekten atılması büyük bir zorluk olmaya devam etmektedir. Çekirdeği terk eden ısı ve parçacıklar, açık manyetik alan hatları vasıtasıyla reaktör duvarının ayırıcı adı verilen bölgesine taşınır. Bu ısı ve parçacık akıları azaltılmaz ise ayırıcıya zarar verebilir. Kontrollü plazma ayrılması, ayırıcı üzerindeki akıları azaltmak için gereklidir. T. Ravensbergen ve arkadaşlarının yaptığı

çalışmada, safsızlık yayılım ön konumlarının geri bildirim kontrolü ve bunun deneysel gösterimi yoluyla bu kritik ihtiyacın karşılanmasına yönelik sistematik bir yaklaşımı rapor etmişlerdir. Yaklaşımlarının, gerçek zamanlı plazma teşhis kullanımı, yönlendirici yakınındaki plazmanın dinamik karakterizasyonu ve verimli, güvenilir çevrimdışı geri bildirimde sahip bir tasarım kombinasyonunu içerdiğini bildirmişlerdir [40].

Tungsten, termonükleer füzyon TOKAMAK'larının yapımında plazma yüzeyi bileşenleri için temel seçeneklerden biridir. Saf elementler arasında en yüksek erime noktasına sahiptir ve iyi bir termal iletkenlik sunar, bu özellikler de onu her türlü yüksek sıcaklık uygulaması için ilgi çekici kılmaktadır. Ayrıca TOKAMAK daki özel koşullar göz önüne alındığında, nötronik ışınlama altında düşük aktivasyon ve düşük plazma püskürtme özelliği de sunar. Bununla birlikte tungstenin genellikle oda sıcaklığında herhangi bir yapısal uygulama için kırılğan olması bir dezavantaj oluşturur. Çalışma öncesinde malzemede çatlaklar oluşabilir, daha önemlisi, plazma yüzeyi bileşenlerinin termal döngüsü de bu çatlakların oluşumunu destekleyebilir ve dolayısıyla ömrünü azaltabilir. S. Dine ve arkadaşları tungstenin bu olumsuzluğunu ortadan kaldırmak ve esneklik sağlamak için yaptıkları çalışmada tungsten-krom alaşımını yoğunlaştırarak esnekliğini %9 daha büyük hale getirmişlerdir [41].

Bu tezde amacımız sıcak ve soğuk plazma üretebilen küçük yeni bir plazma cihazı üretmektir. Toroidal yapıda $1,4 \times 10^{-2} \text{ m}^3$ hacmi olan, $47 \times 10^{-2} \text{ m}^2$ yüzey alanına sahip, dış yarıçapı 260 mm ve iç yarıçapı 140 mm bir cihaz tasarlanmış ve imal edilmiştir. Bu sistem ultraviyole, x-ışını, görünür ve RF bölgelerinde ışıma yapabilen bir kaynak olarak kullanılabilir. Soğuk plazmada görünür bölge, kızıl ötesi ve RF ışınları, sıcak plazma oluştuğunda ise mor ötesi ve x-ışınlarını oluşturmak amacı ile tasarlanmıştır. Tıp, biyoloji, malzeme bilimi ve gıda alanlarında başta olmak üzere pek çok kullanım alanında bu cihazdan yararlanılabilir.

2. PLAZMALAR

Madde, kütlesi olan ve boşlukta yer kaplayan (bir hacmi olan) her şeye verilen genel bir addır. Madde üç ana durumdan birinde mevcut olabilir: Katı, sıvı veya gaz. Katı, maddenin belirli bir hacme ve şekle sahip olan ve akışkan olmayan halidir. Sıvı ise maddenin, belirli bir hacmi olan ancak belirli bir şekli olmayan ve akışkan özelliğe sahip olan halidir. Gaz maddenin belirli bir hacmi veya şekli olmayan ve akışkan özelliği de bulunan halidir.

1879'da Crooks, boşalma tüpündeki iyonize gazın, maddenin gaz, sıvı ve katıdan farklı dördüncü hali olduğuna dikkat çekti. 1928 yılında I. Langmuir, boşalma tüplerindeki iyonize gaz davranışını incelerken, tüplerde gözlediği iyon salınımlarını, jelatinimsi bir ortamda bulunan salınımları anımsatması nedeniyle “plazma” ifadesini ilk kez kullanmıştır. Plazma daha sonra maddenin "dördüncü" hali olarak, parçacık dinamiğinin elektromanyetik kuvvetlerin hâkimiyetinde olduğu yerçekimi gibi diğer kuvvetlerin genellikle ihmal edilebilir düzeyde olduğu gazlı ve iyonize bir ortam olarak ortaya çıkar. Aslında nötr ortamlarda yüklü parçacıklar olan elektron ve protonlar mevcuttur. Bağımsız olarak hareket edebilen ve bu şekilde nõtürlükten sapma ve akım oluşturabilen serbest yüklü parçacıkların varlığı da plazmayı nötr ortamlardan ayıran özelliğidir. Plazma terimi aslında bu tür serbest yüklü parçacıkların bulunduğu bütün ortamları kapsayacak şekilde genişletilebilir [42]. Bu ilk keşifleri, radyo haberleşme araştırmalarıyla birlikte plazma fiziğinin gelişimi takip etti. 1900'lü yılların başlarında G. Marconi, aslında iyonosfer olan ancak kendisinin atmosfer olduğunu düşündüğü yerde dalgaların yansımaları gözlemledi.

Atmosferimizin belli bir yükseklikten itibaren iyonlaştığı fikri 1925 yılında E. Appleton tarafından ortaya atılmış; böylece yavaş yavaş astrofiziksel plazmalara dönüşen doğal plazmalar üzerine çalışmayı başlattı. Çalışmalar, özellikle tutarlı radyasyon kaynağı olarak elektron ışınlarının araştırılmasıyla birlikte boşalmaların ötesinde devam etmiş ve 1950'li yılların ortalarından itibaren kontrollü nükleer füzyon araştırmalarının başlamasıyla çok daha yoğun bir aşamaya geçmiştir. Günümüze daha yakın zamanlarda, plazmalar sayesinde mekanik veya mikroelektronikte yüzey işlemlerine öncülük eden plazmalar ile yüzeyler arasındaki etkileşimleri incelemek için çalışmalar yapılmaya başlanmıştır. Lazerle oluşturulan plazmaların, hızlı parçacık veya radyasyon kaynağı olarak, yani geleneksel hızlandırıcılara alternatif sunan küçük hızlandırıcılar olarak davranabileceği de

gösterilmiştir. Plazma araştırmaları bu nedenle astrofizik, füzyon ve endüstriyel uygulamalar alanlarında oldukça aktiftir.

İçinde yaşadığımız normal sıcaklık ve atmosfer basıncı altında parçacıklar doğal olarak nötr atom ve moleküller biçiminde bağlanırlar. Nötr bir gazdan plazma oluşturmak için her atomdan bir veya daha fazla elektronu uzaklaştıracak enerjinin verilmesi gerekir. Başka bir deyişle atomlara kısmen veya tamamen iyonlaşabilmeleri için yeterli enerjinin sağlanması gerekir. Söz konusu enerji sağlanması elektrik boşalması, ısıtma ve radyasyon emilimi gibi şekillerde olabilir [42].

Genel olarak plazma, elektriksel olarak nötr, iletken bir gaz olarak tanımlanır. Bu isimlendirme, Langmuir tarafından elektrotlardan uzaktaki bir elektrik boşalmasında ortamın davranışını tanımlamak için ortaya atılmıştır. Bu bölgede gaz, toplam yük yoğunluğunun sıfır olmasını sağlayan dengeli oranda pozitif ve negatif elektrik yüklü iyon ve elektronlar içerir. Böylece iyon yoğunluğu n_i ve yük Z_e ise elektron yoğunluğu $n_e = Z_e n_i$ olur. Çarpışma sıklığı nispeten daha azdır ve bu sebepten iletkenlik daha yüksektir.

Plazmanın davranışı, dışarıdan uygulanan veya yüklerinden kaynaklanan elektrik ve manyetik kuvvetlere maruz kalan bireysel parçacıkların hareketi ile belirlenir. Parçacıkların kendisi yük ve akım üretir ve bunun sonucunda da elektrik ve manyetik alanlar oluştururlar.

Böylece parçacıklar kendi kendine üretilen bu alanlar vasıtasıyla karşılıklı olarak etkileşime girerler. Bu karşılıklı etkileşim, alanların uzun menzilli olma özelliklerinden dolayı iki şekilde gerçekleşebilir. İlki, kısa mesafelerde parçacıklar bağımsız hareket eder ve etkileşim, gazlarda bulunan geleneksel iki parçacık çarpışmasının biçimine benzer. Bununla birlikte, daha uzun mesafelerde parçacıklar kolektif olarak davranarak dalga salınımları gibi grup etkileşimlerine yol açar. Tüm geleneksel plazmalarda iyonlar ve elektronlar klasik parçacıklar olarak ele alınabilir. Plazmayı ifade eden denklemler; alanlar için Maxwell denklemleri ile dinamik için Newton'un hareket yasasının birleşimidir [43, 44].

2.1. Plazma Özellikleri

2.1.1. Parçacık yoğunluğu

Serbest yük taşıyıcılarının varlığı sebebiyle plazma, elektromanyetik alanlara tepki verir, elektrik akımını iletir ve uzay potansiyeline sahiptir. Pozitif iyonlar tek yüklü veya çok yüklü olabilir. Sadece tek yüklü iyonlar içeren bir plazma için, n_i iyon yoğunluğu ile popülasyon tanımlanır.

$$n_i = \frac{\text{parçacık sayısı}}{\text{hacim}}, [n_i] = cm^{-3} \text{ or } [n_i] = m^{-3} \quad (2.1)$$

Bir plazma, iyon yoğunluğunun yanı sıra, elektron yoğunluğu n_e ve nötr yoğunluğu n_a ile karakterize edilebilir.

2.1.2. İyonlaşma derecesi, yarı nötrallik

Bir plazmanın yarı nötr olması, negatif ve pozitif yüklerin yoğunluklarının yaklaşık olarak eşit olduğu anlamına gelir. Yalnızca tek yüklü iyonlar içeren plazma durumu şu anlama gelir:

$$n_i \approx n_e \quad (2.2)$$

Çoklu yüklü iyonların varlığı söz konusu olduğunda bu formülün düzenlenmesi gerekir. Eğer z , pozitif bir iyonun yük sayısı ve n_z , z katı yüklü iyonların yoğunluğu ise, yarı nötrlük durumu şu şekilde ifade edilir:

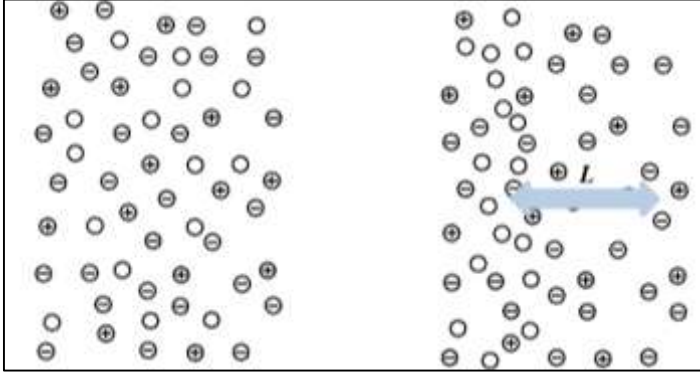
$$n_i \approx \sum_z z n_z \quad (2.3)$$

İyonlaşma derecesi yük yoğunluklarıyla değil parçacık yoğunluklarıyla tanımlanır. Ancak bu durum aşağıdaki iki farklı formülle ifade edilir:

$$\eta_i = \frac{\sum_z n_z}{n_a + \sum_z n_z} \quad \text{ve} \quad \eta'_i = \frac{\sum_z n_z}{n_a} \quad (2.4)$$

Kesin bir ifadeyle, η_i' , η_i nin $\eta_i \ll 1$ için yaklaşık değeridir. İyon kaynaklarındaki plazmalar için tipik η_i değerleri 10^{-5} ile 10^{-3} arasındadır.

Tamamen iyonize plazma $\eta_i = 1$ karşılık gelir ($\eta_i' \rightarrow \infty$).



Şekil 2.1. Şematik yük dağılımı ve ortalama serbest yol [45]

Yarı-nötrlüğü daha fazla araştırmak için, plazmadaki bir elektron bulutunun belirli bir alana hareket ettiğini ve orada negatif bir uzay yükü oluşturduğunu varsayıyoruz. Benzer bir iyon bulutu, pozitif bir uzay yükü oluşturacak şekilde $L \approx \delta x$ mesafesinde elektronsuz bırakılır (Şekil 2.1).

Böylece bu uzay yükü bulutları arasında karşılıklı sınırlarda maksimum değeri $\overrightarrow{E_{\max}}$ olan bir elektrik alanı elde edilir. Poisson denklemini kullanarak $\overrightarrow{E_{\max}}$ 'nin değeri tayin edilebilir:

$$E_{\max} = \frac{e n_i \delta x}{\epsilon_0} \quad (2.5)$$

E 'nin yönü, elektrik kuvvetinin iki bulutu tekrar örtüşmeye iteceği biçimindedir. Burada e pozitif temel yüküdür ve ϵ_0 boş alanın geçirgenliğidir. Yüklü bir parçacığın uzay yükü katmanını boyunca W_{pot} kadar hareket ettikten sonra potansiyel enerjisindeki δx kazancı aşağıdaki formül ile bulunur:

$$W_{pot} = \int_0^{\delta x} e E dx = \frac{e^2 n_e (\delta x)^2}{2 \varepsilon_0} \quad (2.6)$$

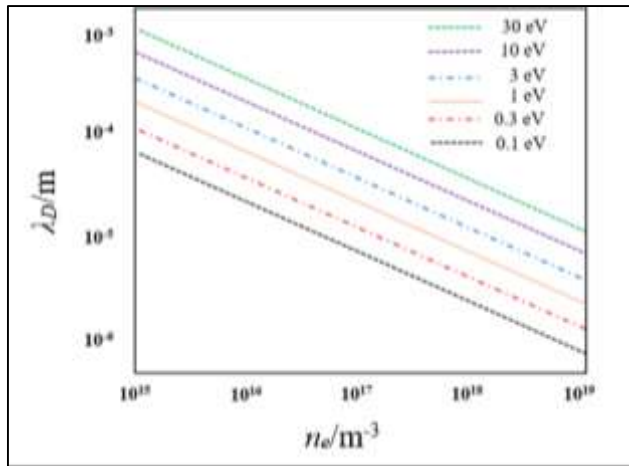
Bu amaç için mevcut olan tek enerji, bir serbestlik derecesindeki bir hareket için ortalama $\frac{1}{2} k_B T_e$ değerindeki elektronların termal enerjisidir. Bu nedenle, aşağıdaki denklem ile tanımlanan bir ölçekte yarı-nötrlükten sapmalar bekleyebiliriz.

$$W_{pot} = \frac{1}{2} k_B T_e \quad (2.7)$$

Bu, aşağıdaki formülde verilen Debye-Hückel λ_D uzunluğu olarak adlandırılan bir yük dağılımına karşılık gelir.

$$\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e} \right)^{1/2} \quad (2.8)$$

Bu uzunluğun sayısal değeri $\lambda_D / m = 7.434 \times 10^3 (k_B T_e / eV)^{1/2} / (n_e / m^{-3})^{1/2}$ ile verilir (Şekil 2.2).



Şekil 2.2. Plazmalara ait sıcaklık, elektron yoğunluğu ve Debye uzunluğu grafiği [45]

L uzunluğu boyunca yarı-nötrlükten sapma miktarını $\Delta n = |n_e - n_i|$ ile bulunabilir.

Böylece aşağıdaki formül ile termal enerji bulunabilir.

$$\frac{1}{2} k_B T_E \approx \frac{1}{2} \frac{e^2}{\epsilon_0} \Delta n L \quad (2.9)$$

$k_B T_e$ 'i yerine λ_D koyduğumuzda aşağıdaki formül elde edilebilir.

$$\frac{\Delta n}{n} \approx \left(\frac{\lambda_D}{L} \right)^2 \quad (2.10)$$

Yarı-nötrlük koşulunu $\Delta n \ll n_e, n_i$ olarak formüle edebiliriz. Eş. 2.10'a göre, bu $L \gg \lambda_D$ 'e karşı gelir. Bu, plazma olma koşullarını yerine getirmek için iyonize bir gazın uzantısının Debye-Hückel uzunluğuna kıyasla büyük olması gerektiği anlamına gelir. Plazma yarı-nötrlüğü sadece büyük makroskopik ölçekte tanımlanır. Plazma mikroskopik ölçekte incelendiğinde, azalan ölçek uzunluğu ile artan nötraliteden sapmalar tespit edilir.

Elektrikle çalışan plazmalarda, elektronlar çok daha hafif olması ve akımların çok daha büyük olması nedeniyle, ağır iyonlara kıyasla elektronlar dış elektrik alandan daha kolay enerji kazanır. Elastik çarpışmalarda elektronlar kinetik enerjiyi iyonlara yalnızca küçük miktarlarda aktarabildiğinden, kararlı durumda elektron sıcaklığı iyon sıcaklıklarından çok daha yüksek olacaktır. Nötrlükten bölgesel sapmalardan temel olarak elektronlar sorumludur. Debye-Hückel uzunluğu formülündeki sıcaklık elektron sıcaklığını T_e verir.

2.1.3. Plazma salınımları

Yük ayrışması ile oluşturulan elektrik alanın değeri, ayrışma uzunluğu ile orantılıdır. Eşitlikte x olarak belirtilmiştir.

$$E = \frac{e}{\epsilon_0} n x \quad (2.11)$$

Böylece, elektronların geri çekilme kuvvetinin etkisi altındaki hareketi için aşağıdaki eşitlik elde edilir.

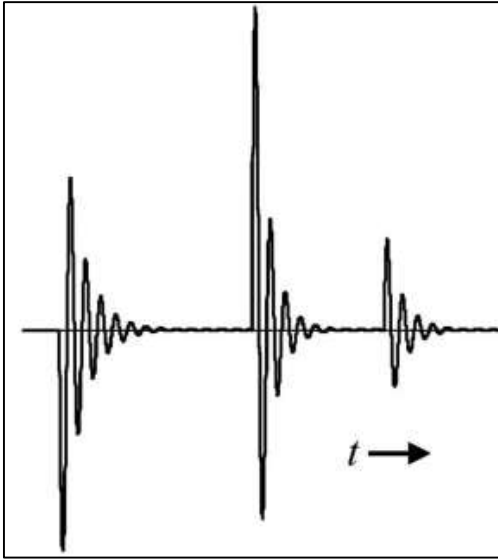
$$F = eE = \frac{e^2}{\epsilon_0} nx = m_e \frac{d^2 x}{dt^2} \quad (2.12)$$

Aşağıdaki denklem, ω_{pe} doğal frekanslı harmonik salınım eşitliğidir:

$$\omega_{pe} = \left(\frac{e^2 n}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2} \quad (2.13)$$

Aynı zamanda elektron plazma frekansı olarak da adlandırılır. (Elektron) plazma frekansının sayısal bir değeri $\omega_{pe} = 2\pi 8,9 \sqrt{n_e}$ ile verilir. Yukarıda verilen plazma verileri için, $\omega_{pe} = 2\pi 8,9 10^8 s^{-1}$ sonucu elde edilir.

Eş.2.13 'te elektron kütlesini iyon kütlesiyle değiştirerek (açısal) iyon plazma frekansı elde edilir.



Şekil 2.3. Plazma salınımları [45]

Nötrlük, (elektron) plazma frekansı tarafından tanımlanan zaman ölçeklerinde sapmaların mümkün olduğu dinamik bir plazma denge durumudur. Bu sapmalar yüklü plazma bileşenlerinin termal enerjisinden güç alır ve nötr denge durumuna doğru bozulma eğilimindedirler. Bu nedenle plazmalar her zaman nötraliteye yakındır yani yarı-nötrdürler.

2.1.4. İkincil elektron yayılımı

İkincil elektron yayılım kavramı, Austin ve Starke tarafından 1902'de elektronların metallere yansıması üzerine yapılan bir çalışmada keşfedildi [46]. İkincil elektron yayılımı, yüksek hızlı elektronların veya birincil elektronların metaldeki serbest elektronlara veya ikincil elektronlara çarpmasıyla meydana gelen, metal yüzeyinden serbest elektronların yayılımıdır [47]. Elektrotlar arasında üretilen plazma türleri, elektrotlarla etkileşim içinde oldukları için plazma içine elektrot materyalleri karışmaktadır. Bu nedenle üretilen plazma, yalnız gönderilen gazın atomlarından oluşmamakta aynı zamanda elektrot materyaline ait atomları da içermektedir. Katoda ulaşan pozitif yüklü yüksek enerjili iyonlar, katotta ikincil elektron yayılımı meydana getirmektedir [48]. Katot yüzeyindeki ikincil elektron yayılımı, kendi kendine devam eden bir ısıtılı boşalmada önemli bir rol oynar. Townsend gaz boşalma teorisi, katot yüzeyindeki iyon bombardımanını ikincil bir elektron kaynağı olarak kabul eder ve ikincil elektron yayılım katsayısını, iyon bombardımanı başına katottan yayılan elektron sayısı olarak tanımlar [49].

İkincil elektron yayılım katsayısını, plazma yoğunluğu ve elektrik alanın yanı sıra elektron ısıtma mekanizmaları ve iyonizasyon hızı da önemli ölçüde etkilemektedir [50]. Elektron kaynaklı ikincil elektron yayılımının verimi, dielektrik malzemelerin temel parametrelerinden biridir [47]. Bu ikincil elektron kaynağının dahil edilmesiyle akım yoğunluğu aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$J = \frac{J_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)} \quad (2.14)$$

Burada; J Akım yoğunluğu, J_0 katotaki başlangıç akım yoğunluğu, α birincil iyonizasyon katsayısı, γ ikincil iyonizasyon katsayısını ifade etmektedir.

Bu, kırılma durumuna ve ardından kendi kendine devam eden parıltı boşalmasına yol açar. İkincil elektron yayılımı, plazma tahrik cihazları için büyük önem taşıyan plazma-duvar etkileşimi yoluyla plazma boşalmasını etkiler. İkincil elektron yayılımı, birincil elektronların sayısına ve birincil elektronların enerjisine bağlıdır.

2.1.5. Gaz ve plazma bağlantısı

Kinetik teoride açıklandığı gibi bir gaz, parçacık dağılım fonksiyonları üzerinden ortalaması alınan tek parçacık özellikleri ve bu ortalamalarla ilişkilendirilebilen basınç, sıcaklık ve yoğunluk gibi parametreler ile tanımlanır.

Elektron, iyon ve nötr parçacıklar arasındaki mesafe klasik plazmada olduğu gibi yeterince büyükse, plazma kinetik teorisi klasik Boltzmann istatistiği ile açıklanır. Elektron için ortalama mesafe,

$$\lambda_n = 1 / (n_e)^{1/3} \quad (2.15)$$

ile verilir. Burada n_e elektron yoğunluğudur. Ortalama elektron da Broglie dalga boyuna λ_B , kıyasla büyük olması halinde

$$\lambda_B = h / m_e v_{th}, \text{ ve} \quad (2.16)$$

$$\frac{1}{2} m_e v_{th}^2 = k_B T_e,$$

enerji ifadesi yazılır. Plazmadaki, elektronların ve iyonların karşılıklı potansiyel enerjileri ortalama kinetik enerjiye $\frac{3}{2} k_B T_e$ kıyasla küçükse ideal gaz olarak tanımlanabilir,

$$\frac{3}{2} k_B T_e \gg \frac{e^2}{4 \pi \epsilon_0 \lambda_n} \quad (2.17)$$

Debye-Hückel uzunluğu ile $k_B T_e$ yer değiştirmesi halinde,

$$\lambda_D \gg \lambda_n = \frac{1}{n_e^{1/3}}, \quad (2.18)$$

yazılır ya da

$$g = \left(\frac{1}{n_e} \frac{4\pi}{3} \lambda_D^3 \right)^{-1} \ll 1 \quad (2.19)$$

elde edilir.

Parantez içindeki ifade, Debye-Hückel küresi olarak adlandırılan $\frac{4\pi}{3} \lambda_D^3$ hacimli bir küredeki elektron sayısıdır. Bunun karşılığı, plazma teorisinde plazmada bozulma olup olmamasının bir ölçüsü olarak alınan plazma parametresidir. İdeal olmayan klasik plazma çok soğuk ve çok yoğundur. Böyle bir durumda plazma parçacıkları arasındaki korelasyonlar önemli hale gelebilir. İyon kaynaklı plazmada $g \ll 1$ 'dir. Böyle bir plazma klasik Boltzmann istatistiklerine uyar ve genel olarak dejenere değildir.

2.1.6. Plazmada parçacık taşınması

Plazmada sürüklenme ve difüzyon ile taşıma süreçleri önemlidir. Bu süreçler, hareketlilik, iletkenlik ve difüzyon katsayısı D ile karakterize edilir.

Hareketlilik ve iletkenlik

Hareketlilik kavramını anlamak amacı ile viskoz bir sıvıdaki viskoziteyi ölçmek için basit bir deneysel yöntem düşen küre yöntemidir. Viskozitenin bir ölçüsü olarak, yerçekiminin etkisi altındaki küçük bir metalik küre sabit hızla düşmesi değerlendirilir. Viskozite iyon kaynaklı plazmalarda üst dereceli ihmal edilebilen bir etkidir.

Bir elektrik alanı $\vec{E}$ nedeniyle sabit bir kuvvetin ve diğer parçacıklarla çarpışmalardan kaynaklanan sürtünmenin ortak etkisi altında, yüklü bir parçacık, uygun koşullar altında etki eden kuvvetin qE değeriyle orantılı olan sabit bir sürüklenme hızına $\vec{v}_D$ ulaşabilir. Parçacık yükü q , orantılılık sabiti hareketlilik b ile gösterilir:

$$\vec{v}_D = bq\vec{E}. \quad (2.20)$$

Bu Allis'in hareketlilik tanımıdır, ancak farklı hareketlilik tanımları da farklı yazarlarca kullanılır.

$$\vec{v}_D = b\vec{E} \quad (2.21)$$

Eş. 2.19'un avantajı b tanımı gereği pozitifdir oysa yükün q işaretini taşır yani elektronlar için negatif, pozitif iyonlar için pozitifdir. Yüklü parçacıkların sürüklenmesiyle taşınan elektrik akımının yoğunluğu $\vec{J}_e$ ise aşağıdaki formülle verilir.

$$\vec{J}_e = qn_q \vec{v}_D = q^2 n_q \vec{E} = \sigma \vec{E} \quad (2.22)$$

Burada iletkenliği σ tanımlamak için sürüklenme hızı $\vec{v}_D$ kaldırılmıştır. Buradaki tanımda iletkenlik de tanım gereği pozitif olur. Zayıf iyonize plazmada sürtünme, yüklü parçacıkların nötrlerle çarpışmasından kaynaklanır. Elektronlar için kinetik teoriden faydalanılır.

$$b_e = \langle 1/m_e v_{en} \rangle = \langle 1/m_e Q_{en} v_e \rangle \propto 1/\sqrt{m_e} \quad (2.23)$$

Burada açılı parantezler elektron dağılım fonksiyonu üzerinden bir ortalamayı gösterir; v_{en} , elektronlar ve nötr atomlar arasındaki hareket aktarımı çarpışmaları için çarpışma frekansıdır, Q_{en} hareket aktarımı kesitidir aynı zamanda tek bir elektronun hızıdır. Ortamalar aşağıdaki formülle ifade edilir;

$$\langle 1/m_e Q_{en} v_{en} \rangle = \int \int \int_{\vec{v}_e} (1/m_e Q_{en} v_{en}) f(\vec{v}_e) d^3 v_e \quad (2.24)$$

Burada; m_e elektronun kütlesi, Q_{en} Hareket aktarım kesiti, v_{en} elektronlar ve nötrler arasındaki hareket aktarımı çarpışmaları için çarpışma frekansıdır, d uzaklık, v_e elektron hızı ifade eder. $f(\vec{v}_{en})$ elektron hız dağılım fonksiyonudur. Kullanılan formüller salınım hız değeri $\vec{v}_D$ ortalama elektron hız değerinden küçük olması koşulu ile geçerlidir.

$$\langle v_e \rangle = \sqrt{8m_e / \pi k_B T_e} \quad (2.25)$$

Aksi takdirde $f(\vec{v}_e)$ salınım elektron dağılım fonksiyonun yerine geçmelidir. b ve σ elektron hız fonksiyonu v_e olacaktır. Eş. 2.20, elektrik kuvveti ile sürüklenme arasındaki sabit dengeyi tanımlar. Bu denge durumunda sürüklenen parçacıkların aldığı enerji tamamen o parçacıkların ısısına dönüşür. Füzyon araştırmalarında bu süreç, plazma (elektron) ısınması için önemli bir mekanizma oluşturur ve omik ısıtma olarak adlandırılır. Tamamen iyonize füzyon plazması durumunda, gerekli sürtünme elektron-iyon çarpışmaları tarafından üretilir. Böyle bir denge ancak v_e 'in mutlak değeri arttıkça sürtünme kuvvetinin azalmasının yeterince yavaş olması durumunda mümkündür. Çarpışma enerjisi arttıkça Coulomb çarpışma kesitlerinin azalması nedeniyle sürtünme kuvveti azalır. Tam iyonize füzyon plazmasında aşağıdaki eşitlik geçerli ise elektronlar için denge koşulu sağlanır:

$$\frac{1}{2} m_e v_e^2 \leq k_B T_e \quad (2.26)$$

Aksi takdirde elektronlar kaçış etkisi olarak bilinen sürekli olarak relativistik enerjilere doğru hızlanır. Bunun bir örneğini grubumuzun teorik çalışması olan kaynakça [51,52]'de görebilirsiniz. Kaçış etkisini önlemek için sürüklenme hızı yeterince yavaş arttırılmalıdır. Benzer bir etki zayıf iyonize plazmada da ortaya çıkabilir çünkü nötrlerle olan tüm çarpışma kesitleri daha yüksek enerjilerde azalır. Çarpışma sürtünmesi ile dış kuvvet arasındaki denge düşük enerjilerde meydana gelen bir olgudur.

Difüzyon

Homojen plazma içerisinde sanal bir düzlem var olduğu değerlendirildiğinde Brown hareketi sebebiyle varsayılan bu düzlem boyunca çift taraflı sürekli bir elektron, iyon ve nötral akış olacaktır. (Parçacık) akım yoğunluğu Γ aşağıdaki eşitlik ile ifade edilir:

$$\Gamma = n_q \sqrt{m_e / 2\pi k_B T_e} \quad (2.27)$$

Homojen plazmadaki parçacık yoğunlukları ve sıcaklıkları her iki tarafta da eşit olduğundan, bu akışlar herhangi bir parçacık türü için de eşit olacak ve birbirlerini dengeleyecektir. Ancak yoğunluk (ve sıcaklık) gradyanları söz konusu olduğunda, akışlar artık birbirine eşit değildir ve azalan parçacık yoğunluğu yönünde belirgin bir akış ortaya çıkar. Bu taşıma işlemi yayılmadır. Fick yasaları olarak bilinen eşitlikler ile tanımlanabilir. Fick yasalarının ilkinine göre, $\overrightarrow{\Gamma_{diff}}$ difüzyon parçacık akısı aşağıdaki eşitlik ile verilir:

$$\overrightarrow{\Gamma_{diff}} = -D\nabla n \quad (2.28)$$

D difüzyon sabitidir.

$$D_{e,i} = b_{e,i} k_B T_{e,i} = k_B T_{e,i} / m_{ren,in} v_{en,in} \approx \langle v_{e,i}^2 \rangle / v_{en,in} \approx v_{en,in} \langle \lambda_{en,in} \rangle^2 \quad (2.29)$$

Burada; $D_{e,i}$ elektron ve iyonun difüzyon sabiti, $b_{e,i}$ hareketlilik orantı sabiti, $T_{e,i}$ Sıcaklık, $m_{ren,in}$ elektron-nötr çarpışma sisteminin indirgenmiş kütlesi, $v_{en,in}$ çarpışma sisteminin indirgenmiş hızı, $\lambda_{en,in}$ çarpışma sisteminin indirgenmiş yolunu ifade eder.

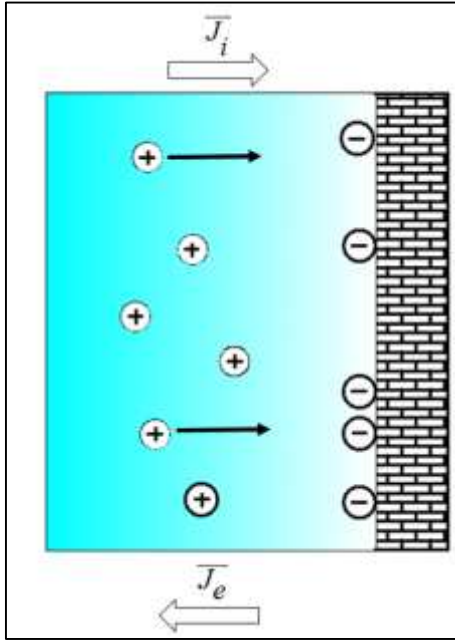
Eş. 2.23 ve Eş. 2.29'un arasındaki ilişkiden aşağıdaki iyon hareketliliğine dair eşitlik ortaya çıkmaktadır:

$$D_e / D_i = \sqrt{m_{rin} / m_e} \quad (2.30)$$

Manyetik olmayan zayıf plazmalarda elektronlar, iyonlara göre çok daha hızlı yayılır. m_{rin} çarpışma teorisinde kullanılan iyon-nötr çarpışma sisteminin azaltılmış kütlesini ifade eder. m_e Eş. 2.23' te elektron-nötr çarpışma sisteminin indirgenmiş kütlesini ifade eder. Ancak $m_{re} \approx m_e$ çünkü m_e çok küçüktür. Dengeye yakın ifadesi, yayılan parçacıkların dağılım fonksiyonunun Maxwellian'a çok yakın olduğu ve herhangi bir sürüklenme hızının çok küçük olduğu anlamına gelir.

2.1.7. Plazma zırh oluşumu

Plazmalarda yüklü parçacıklar manyetik alan ve elektriksel kuvvetler sebebiyle bir plazma duvarı oluşturur. Özellikle elektronlar bu plazma duvarının kenarına sürekli olarak birikir. Duvarları yüklü parçacıklar için çekicidir ve duvarlara sürekli elektron ve iyon akışına neden olur.



Şekil 2.4. Plazmadan duvara elektron ve iyon akışı

İyonlar bu plazma zırh duvarının üzerine veya içine yapışabilir veya nötrale olup nötral olarak yeniden yayılabilir. İlaveten, bu elektronlar yalıtkan duvara yapışabilir ve düşük enerjili yüzey durumlarında kalarak bağlanabilir, plazma zırhının duvarı tarafından emilebilir, yeniden yayılabilir veya yansıtılabilir. Böyle bir duvarın daha fazla iyon, yarı kararlı parçacık ve elektron bombardımanı içermesi ikincil elektron yayılımına da sebep olabilir. Bu durumda duvar cıdarları parlama göstererek plazma zırhının sınırlarını belirler.

Şekil 2.4 gösterildiği gibi bir yüzeye doğru elektron ve iyon akışları, paralel olmayan akım yoğunluklarına sahip elektrik akımlarını ifade eder. Düşük kütleleri nedeniyle elektronların taşınması iyonların taşınmasından çok daha hızlıdır. Bu, kararlı durumda plazmada küçük bir pozitif uzay yükünün ve bir duvarda negatif bir yükün oluşmasına yol açar. Bu yükler sebebiyle plazma potansiyeli pozitif, duvar potansiyeli ise negatiftir. Yalıtkan bir duvar söz

konusu olduğunda, duvara giden elektrik akımı sıfır olmalıdır, aynı durum elektrik akımı yoğunluğu $\vec{J}$ için de geçerlidir.

$$\vec{j} = \vec{j}_e + \vec{j}_i = 0 \quad (2.31)$$

Plazma ve yüzeydeki yükler kendilerini Eş. 2.31'i sağlayacak şekilde düzenlerler. Plazma potansiyelinin sıfır olduğu ve elektronların Maxwell dağılım fonksiyonuna uyduğu varsayılarak Eş. 2.31 aşağıdaki şekilde yeniden oluşturulur.

$$\vec{j}_i = -\vec{j}_e = -e n_e \left(\frac{m_e}{2 \pi k_B T_e} \right) \exp \left(\frac{e U_{duvar}}{k_B T_e} \right) \quad (2.32)$$

Eşitlikte e pozitif temel yükü ifade eder. Eş. 2.32 kullanarak duvar potansiyeli U_{duvar} hesap edilir. Metalik duvarlar söz konusu olduğunda, Eş. 2.31 yerine getirilmeyebilir, sadece toplam elektrik akımları için gereklidir. Bu durum manyetize plazmalar için özel bir öneme sahiptir. Bu durumda manyetik alan içerisindeki yayılma, manyetik alan çizgileri boyunca oluşan yayılmadan farklıdır. Böylece metalik bir kaptaki dengeleyici akımlar akabilir. Bu akımlar plazma hapsini büyük ölçüde etkiler.

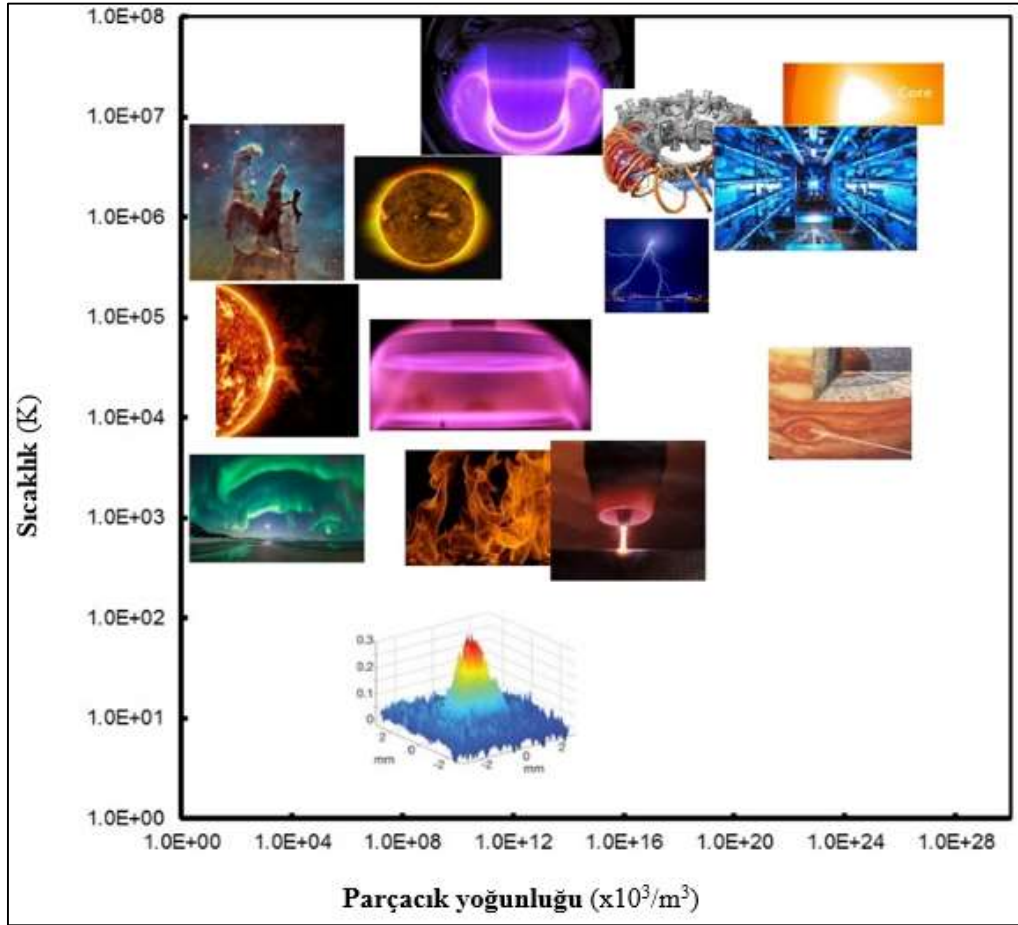
2.2. Plazmaların Sınıflandırılması

Plazmalar evrende her yerde bulunurlar. Yıldızlar, yıldızlararası ortam ve çeşitli astrofizik nesnelerden gelen kozmik ışınlar dahil olmak üzere görünür evrende evrenin %99' u plazma halindedir. Yaklaşık 50km'den 1000km'ye kadar uzanan iyonosfer tabakası dünyayı güneşin yaydığı radyasyonundan koruyan çok yararlı bir plazma tabakasıdır. Dünyada bulunan plazmalar, döteryum-trityum yakıtını hapsetmek, ateşlemek ve sonuçta enerji elde etmek için tasarlanmış füzyon çalışmalarında, sokak aydınlatmasında, endüstriyel plazma fenerlerinde, aşındırma işlemlerinde, yıldırım boşalmalarında ve malzeme işlemede kullanılır.

Plazmaları sınıflandırmada önemli karakteristiklerden olan sıcaklık ve basınç göz önünde bulundurulmalıdır. Ayrıca plazmanın iyonize olma hali plazmada kullanılan gerilim, frekans

gibi özellikler ayrıca elektronların dengede olup olmaması gibi parametreler hesaba katılmadılır.

Evren doğal plazmaların bolca bulunduğu bir ortamdır. Yıldızlar, galaksiler, gezegen atmosferleri dahil olmak üzere plazma yapıları ve kutuplarda bulunan aurolar ve van Allen kuşakları gibi plazmalar doğal plazmalara örnek teşkil eder. Doğal plazmalar $0,1eV$ ile $50 eV$ arasında bir enerji aralığındadır [53].



Şekil 2.5. Sıcaklık ve parçacık yoğunluklarına göre plazma türleri

Şekil 2.5 evrende bulunan doğal plazma türlerinin parçacık yoğunluğu ve enerji seviyelerine göre bulunduğu alanları göstermektedir. Yapay olarak adlandırılan plazmalar farklı amaçlar için gazlara değişik frekanslarda yüksek gerilim uygulanarak oluşturulan plazmalardır.

Plazmalar sıcaklık parametresi ile de sınıflandırılabilir. Bu kapsamda 3 temel sınıflandırmaya tabii tutabiliriz (Çizelge 2.1).

Çizelge 2.1. Sıcaklığa göre plazmaların sınıflandırılması ve özellikleri[53]

Yüksek Sıcaklık plazmaları	Düşük Sıcaklık Plazmaları		Çok Düşük Sıcaklık Plazmaları
	Sıcak Plazmalar	Soğuk Plazmalar	
İzotermal Plazmalar	Bölgesel izotermal Plazmalar	İzotermal Olmayan Plazmalar	İzotermal Olmayan Plazmalar
$T_e = T_o = T_f$	$T_e \cong T_o \neq T_f$	$T_e \gg T_o \neq T_f$	$T_e \gg T_o \neq T_f$
$T_p \geq 10^6$ K	10^6 K $\geq T_p \geq 10^3$ K	10^3 K $\geq T_p$	10 K $\geq T_p$
Tam iyonize plazmalar	Kısmi iyonize Plazmalar	Kısmi iyonize Plazmalar	Kısmi iyonize Plazmalar
$n_e \geq 10^{20}$ m ⁻³	10^{20} m ⁻³ $\geq n_e \geq 10^{10}$ m ⁻³	10^{10} m ⁻³ $\geq n_e$	2×10^3 m ⁻³ $\approx n_e$
$P_p \geq 10^8$ Pa	10^8 Pa $\geq P_p \geq 10$ Pa	10^5 Pa $\geq P_p \geq 10^{-1}$ Pa	10^{-1} Pa $\geq P_p$
T_e =Elektron sıcaklığı, T_o = Plazma içerisindeki elektron dışındaki parçacıkların sıcaklığı, T_f =Foton sıcaklığı, T_p =Plazma sıcaklığı, P_p =Plazma basıncı, n_e =Elektron yoğunluğu			

Plazma sıcaklığını belirleyen unsurlar plazmanın yapısında bulunan iyonize parçacıklar, radikaller, serbest elektronlar ve fotonlardır. Plazmayı oluşturan parçacıklar kütleleri oranında kinetik enerji taşırlar. Sahip oldukları kinetik enerji miktarı ısılarının artmasına neden olur. Elektronların kinetik enerji seviyeleri atom çekirdeğiyle kıyaslandığında çok daha yüksektir. Çünkü elektronların kütlesi iyonlara nazaran çok hafiftir. Plazma sıcaklığının tesbit edilmesi plazma parçacıklarının sıcaklıkları ile belirlenir. Bu parçacıkların sıcaklıklarının değeri eV birimiyle sıklıkla ifade edilir.

$$1eV \cong 11604,505 \text{ K} = kT_{\text{parçacık}} , \quad (2.33)$$

eşitliği mevcuttur. Plazma sıcaklığının hesaplanması esnasında kullanılan denklem aşağıda verilmiştir.

$$T_p = T_g + T_i + T_u + T_a + T_e + T_f + T_r + T_d \quad (2.34)$$

Eşitlikte bulunan sıcaklık (T) değerleri aslında plazmayı oluşturan parçacıkların değerleridir. Denklemdaki sıralarına göre T_p , toplam plazma sıcaklığını T_g , gaz sıcaklığını T_i , iyonize parçacık sıcaklığı T_u , uyarılmış parçacık sıcaklığı T_a , molekül yapısından ayrılan atom

sıcaklığı T_e , elektron sıcaklığı T_f , foton sıcaklığı T_r , radyasyon sıcaklığı T_d , bozulma sıcaklığını verir.

Çizelge 2.1’de gösterildiği gibi plazmalar sıcaklıklarına göre yüksek sıcaklıklı plazmalar, düşük sıcaklıklı plazmalar ve çok düşük sıcaklıklı plazmalar olmak üzere incelenebilir. Tablodan da anlaşılabileceği gibi tek bir parametre ile plazma sınıflandırılması mümkün değildir. Plazmanın içerisindeki parçacıkların ısı dinamiği, elektron yoğunluğu ve basınç değeri plazmanın içerisine gireceği gurubu belirlemede önemli unsurlardır. Yüksek sıcaklıklı plazmaların izotermal, tam iyonize olduğu ve plazma basınç seviyesinin $P_p \geq 10^8$ Pa, elektron yoğunluğunun ise $n_e \geq 10^{20} \text{ m}^{-3}$ olduğu görülmektedir. Düşük sıcaklık plazmalarının temel unsuru sıcak plazmaların bölgesel olarak izotermal olmaları ve soğuk plazmaların izotermal olmamalarıdır. Her iki plazma türünün kısmi iyonize olduğu da diğer önemli bir husustur. Elektron yoğunluğu açısından sıcak plazmaların ($10^{20} \text{ m}^{-3} \geq n_e \geq 100^{20} \text{ m}^{-3}$), soğuk plazmalara ($n_e \leq 10^{10} \text{ m}^{-3}$) göre daha yüksek yoğunluğa sahip olduğu görülmektedir. Soğuk plazmalar ve çok düşük sıcaklık plazmalarını birbirinden ayıran temel unsurların elektron yoğunluğu ve basınç değeri olduğunu gözlemleyebiliriz.

Basınç değerlerine göre plazmaların sınıflandırılmasını ele aldığımızda plazmalar çok yüksek basınçlı plazmalar, yüksek basınçlı plazmalar, atmosferik basınçlı plazmalar, düşük basınçlı plazmalar ve vakum plazmaları olarak sınıflandırılabilir. Çok yüksek basınçlı plazma örnekleri evrende doğal bulunur. Yapay formları ise termonükleer füzyon reaktörlerinde oluşturulur. Elektron yoğunluğu çok yüksektir, bu nedenle çarpışma miktarı çok olur. Yüksek basınçlı plazma türlerinde tam iyonizasyona yakın değerler oluşur. Yüksek basınçlı plazmalar kısmi iyonizasyona sahip sıcak plazmalardır. Yüksek miktarda ısı enerjisi veya elektromanyetik enerji gereksinimi olduğundan elektron ve parçacıkların çarpışmalarındaki artma eğiliminden kaynaklanır. Bu plazma türünde hava basıncı 10^5 - 10^6 Pa arasındadır. Atmosferik basınçlı plazmalara kısmi iyonizasyonun görüldüğü uygulamalarda rastlanır. Tekniğe göre sıcak ya da soğuk plazmalar olarak oluşan basınç arttırıcı veya düşürücü gerektirmeyen doğru akım (DA) ya da alternatif akım (AA)’ın atmosferik basınçtaki gazlara uygulanması ile elde edilir. Mikrodalga veya radyofrekansı (RF) bölgesi çalışmaları da mevcuttur.

Atmosfer basıncının altında bulunan plazmalar düşük basınçlı plazmalar olarak adlandırılıp elektrotlar arası elektromanyetik enerji uygulanmasıyla elde edilir. Düşük basınçlı plazmalar düşük basıncın etkisiyle gaz içindeki atom sayısının azlığı parçacıklar arası mesafenin diğer basınç uygulamalardan fazla olduğu ve böylece çarpışma sayısının azaldığı kısmi iyonizasyonlu, elektromanyetik enerji miktarı düşük plazmalardır. Düşük basınçlı plazmalarda sadece soğuk plazma türlerinin oluşmasının nedeni elektromanyetik enerjinin elektronlara uygulanması; bu nedenle elektron sıcaklıklarının, iyonların sıcaklığından daha yüksek olmasıdır.

Esasen düşük basınçlı plazmalara özellikleri açısından çok yakın olan vakum plazmalar 100 Pa ve altındaki basınç değerlerinde elde edilir. Elektrotlar arasında bulunan gaza DA ve AA uygulanarak elde edilen vakum ekipmanları gerektiren ve düşük basınç sebebiyle atomlar arası mesafenin çok olduğu bu nedenle de çok az elektron, parçacık etkileşimi ve çarpışmasının olduğu çok düşük iyonizasyonlu plazma türüdür. Vakum plazmalarında tıpkı düşük basınçlı plazmalarda olduğu gibi sadece soğuk plazmalar oluşturulabilir.

DA ve AA olarak bilinen güç kaynakları plazmalarda boşalma elde etmek için güç kaynağı olarak kullanılır. AA güç kaynakları KHz, MHz ve GHz frekans değerlerindedir. 100 kHz'e kadar olan frekans değerindeki AA güç kaynakları ile düşük frekans AA boşalmalar oluşturulur. 100 KHz ile 100 MHz arasındaki frekans değerlerine sahip AA güç kaynakları ile RF boşalmalar üretilir. 100 MHz den fazla frekans değeri olan güç kaynakları ile mikrodalga boşalmalar elde edilir.

Plazma oluşturma sırasında kullanılan gerilim ve frekansın plazma içinde de bulunan elektron, iyonlaşma miktarlarının, uyarılmış parçacık sayısını radikal ve reaktif yoğunluğunu etkilemesi nedeniyle plazma sınıflandırılmasında kullanılabilir. DA kullanılarak oluşturulan plazmalar öncelikle yüksek gerilim ve akım kullanılması sayesinde güçlü plazmalar oluşturma imkanı sağlar. Ayrıca süreklilik, kararlılık ve kontrol edilebilirlik açısından AA'a göre avantajlıdır. Ancak; DA aynı zamanda yüksek maliyet, düşük verim ve kısa elektrot ömrüne sebep olduğu için dezavantajlıdır. Darbeli DA kullanımı yüksek sıcaklıklarda yüksek yoğunluğa sahip yüksek akım geçiren sıcak plazmalar elde etmeyi sağlar. AA gerilimi uygulanarak oluşturulan plazmalar DA gerilimi uygulanarak oluşturulanlara nazaran daha güvenli ve maliyet açısından daha uygundur. AA da elektrot

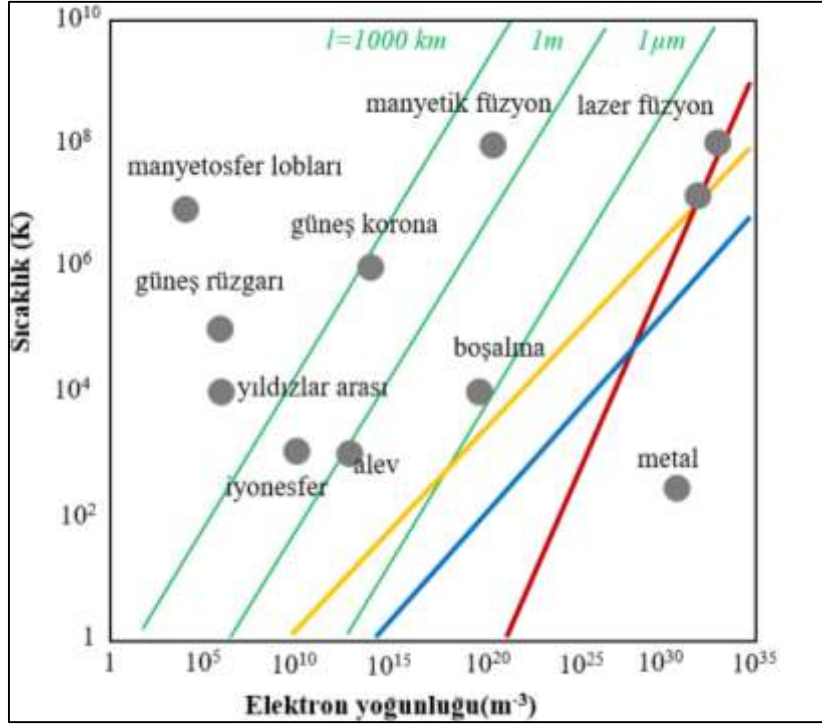
ömrü daha uzun olması bir avantaj oluştururken, kararsız plazma oluşturmaları ve plazmanın sürekliliğinin sağlanmasında zorluğuda beraberinde getirir.

Çizelge 2.2 çeşitli plazma türleri ve bunların özelliklerine kısa bir genel bakış sunmaktadır.

Çizelge 2.2. Çeşitli plazma tiplerinin parçacık yoğunluk ve sıcaklık ilişkisi

Tipi	Elektron yoğunluğu $n_e(\text{cm}^{-3})$	Sıcaklık $T_e(\text{eV})$
Yıldızlar	10^{26}	2×10^3
Lazer füzyon	10^{25}	3×10^3
Manyetik füzyon	10^{15}	10^3
Lazerle üretilmiş	$10^{18}-10^{24}$	10^2-10^3
Boşalmalar	10^{12}	1-10
İyonesfer	10^6	0,1
Yıldızlararası Ortam	1	10^{-2}

Şekil 2.6 "plazmanın" ne olabileceğine dair fikirleri belirlemek amacıyla bazı plazmaların parametrelerini bir arada gruplandırmaktadır. Karşılaştırma yapabilmek için içinde yaşadığımız atmosferin 273K sıcaklıkta, yaklaşık $3 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ nötr yoğunluğuna sahip olduğunu unutmamalıyız. Böylece plazmaları inceleyerek keşfedeceğimiz koşulların, bildiklerimizden tamamen farklı olabileceğini görebiliriz. Şekil 2.6'da alev ve metal aslında plazma olmamalarına rağmen görülmektedir. Alev o kadar zayıf iyonize edilmiştir ki davranışı gazdakine benzer. Metaldeki elektron gazı ise kendisini özel bir durum haline getiren kuantum davranışına sahiptir [42].



Şekil 2.6. Bazı plazmaların sıcaklık ve yoğunluk gösterimi. Logaritmik ölçekler, doğada ve laboratuvar plazmalarında bulunan parametre aralığının boyutunu göstermektedir

Koyu renkteki çizgiler, parçacıklar arası mesafe d 'nin Landau uzunluğu r_0 (mavi), Debye uzunluğu λ_{De} (sarı) veya de Broglie dalga boyu λ_{dB} 'ye (kırmızı) eşit olduğu plazmaları temsil eder. Yeşil çizgiler elektronların ortalama serbest yol değerini temsil etmektedir.

3. ELEKTRİKSEL KIRILMANIN TEMELLERİ

3.1. Townsend Kurami

Gaz dolu bir boşlukta gazın yalıtkan halden iletken hale geçmesi durumuna kırılma denir ve bu durum, birincil elektronların elektron çığı ve kademeli iyonizasyon ile çarpılmasıyla boşluk boyunca oluşturulur. Şekil 3.1 harici bir doğru akım gerilim kaynağı (V_{dc}) ile beslenen, R_b balast direncine sahip, Townsend'in iki paralel düzlemdeki metal elektrot arasındaki gazlardaki elektriksel kırılmanın nasıl geliştirdiğini göstermektedir.

$$a = \frac{1}{l_e} \exp(-E_i/e_e) \quad (3.1)$$

Eş. 3.1’de l_e , elektronların ortalama serbest yolunu; E_i , gazın iyonlaşma eşiğini ve e_e , gaz atomuyla çarpışan elektronun enerjisini temsil eder [54,56,57]. Elektronların serbest yolu (l_e), $l_e = k_B T / (\sigma_i p)$ eşitliği ile bulunabilir; eşitlikteki k_B Boltzmann sabitini, T , gaz sıcaklığını, σ_i elektron çarpma iyonizasyon kesitini ve p arka plan gaz basıncını gösterir [54,57]. İki çarpışma arasındaki E elektrik alanından elde edilen elektron enerjisi için $\varepsilon_e = e E l_e$ eşitliği kullanılabilir. İlk Townsend katsayısı a aşağıdaki eşitlik ile ifade edilir:

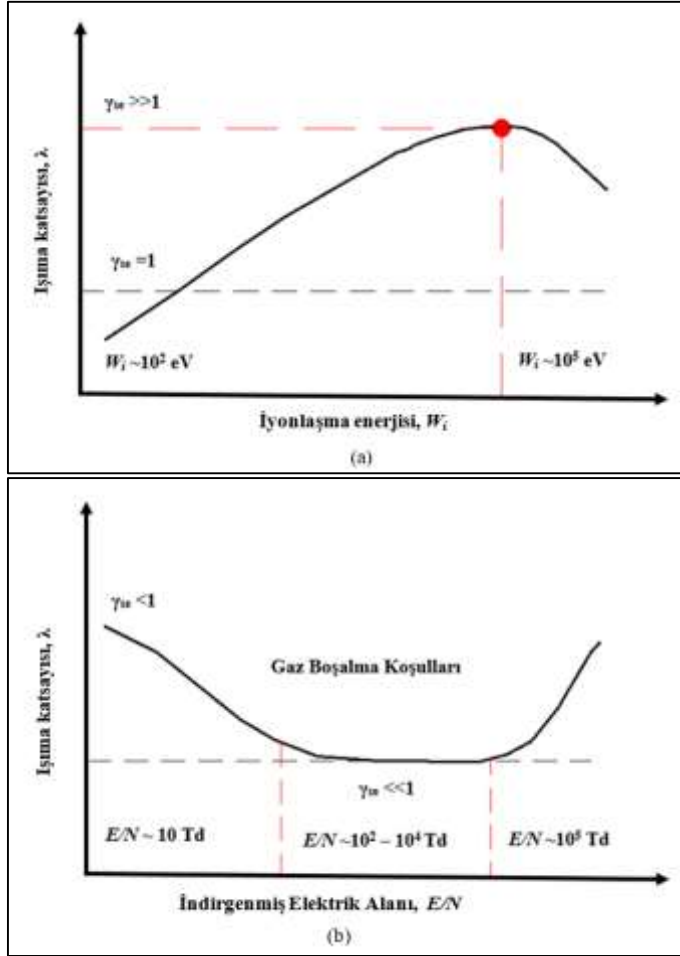
$$a = A p e^{(-B p / E)} \quad (3.2)$$

Eş. 3.2’de $A = \sigma_i / (k_B T)$ ve $B = \sigma_i E_i / (e k_B T)$ gaza bağlı sabitlerdir ve e elemanter yükü ifade etmektedir [54,58-61]. l_e , elektrik alan çizgisi boyunca elektronsuz yolun izdüşümü olan l_E ’den ayırt edilemez.

l_e , elektron-nötr iyonlaşma yolundan küçük olduğunda, genellikle Eş. 3.2 kullanılır [54,62]. Bir elektrik alanı düzgün olduğunda, kırılma öncesindeki elektrik alanı $E = V/d$ eşitliği kullanılarak hesaplanır; eşitlikteki V , elektrotlara uygulanan gerilimi ve d , boşluk mesafesini ifade eder. Bu alan hesaplamasının yalnızca kırılma öncesi için geçerli olduğu ve alan yükü etkisi ihmal edilebilir olduğunda elektrostatik olduğu dikkate alınmalıdır. Yerel elektrik alanı ve elektron enerjisi dengedeysen ve uzay yükü etkileri anlam ifade ediyor ise, ilk Townsend iyonizasyon katsayısı, yani $\alpha(x)/p = f[E(x)/p]$, konumsal olarak değişken hale gelecektir ve elektrik alan dağılımı $E(x)$ ’in konum değişimi ile birlikte dikkate alınması gerekecektir. Uzay veya zaman alanındaki elektrik alan değişimi yeterince büyükse, elektron enerjisinin her zaman elektrik alanla eşzamanlı olamayabileceği dikkate alınmalıdır. Bu durum “bölgesel olmayan etki” olarak adlandırılır.

1990’ların başında, kırılma sürecinde pozitif iyonların neden olduğu iyonizasyonu temsil eden ikinci Townsend katsayısı β ’nın önemi vurgulanmıştır. Daha sonra iyon enerjisinin çok düşük olması ve nötr gazı iyonize etmek için gereken eşik enerjisinden çok daha düşük olması nedeniyle bunun daha az önemli olduğu ortaya çıkmıştır [54,58,59]. Bundan dolayı, düşük sıcaklıktaki gaz boşalma koşulları hariç, iyonların enerjileri yüzbinlerce eV değerinde

değilse, $\beta \approx 0$ olarak alınabilir. Bununla birlikte iyonlar, katot elektroduna çarparak ve ikincil elektron yayılımına neden olarak kırılmanın sürdürülmesinde önemli bir rol oynar. Üçüncü Townsend katsayısı $\gamma = \gamma_{se}$, γ olarak isimlendirilen süreci tanımlar. γ_{se} olarak kısaltılan etkin ikincil yayılım katsayısı bir yüzeyi enerjik elektronlar, hızlı nötr atomlar, yarı kararlı atomlar ve iyonlarla bombardıman eden parçacıkların toplam miktarının neden olduğu elektron yayılımı olarak tanımlanır [54,63]. İkincil elektron yayılımına birden farklı atom türü sebep olabilir ancak iyon etkisi bunların içinde daha baskındır. İkincil elektronlar nispeten düşük enerjilerde dağınık olarak hareket ettiğinden, yarı kararlılığın neden olduğu ikincil elektron yayılımı daha az önemlidir. Ancak boşalma anında elektrik alanının gücü yetersiz olduğunda, yarı kararlı şekilde üretilen ikincil elektron yayılımı baskın olabilir. Genel olarak vakum veya ultra düşük basınçta kırılma durumları için olan çok faktörlü boşalmalar gibi bazı özel koşullar altında, elektron kaynaklı ikincil elektron yayılımı oluşabilir. İyon kaynaklı ikincil elektron yayılımı katsayısının değeri, gazın iyonizasyon eşiği daha büyük olduğunda veya katot çalışma fonksiyonu daha düşük olduğunda daha fazla olacaktır. Genellikle, γ_{se} katsayısı belirli bir gaz ve katot malzemesi için gelen iyonların enerjisine bağlıdır [54,63]. Enerjik bazı elektronlar katot yüzeyinden salınırken, bazı iyonlar ise yüzeye doğru hareket ederken nötral hale geçip enerjilerini serbest bırakır. Şekil 3.2.(a)'da gösterildiği gibi, geniş bir iyon enerjisi aralığı ($10^2 \sim 10^6$ eV) için iyonlaşma enerjisi artarken ikincil elektron yayılımı katsayısı da buna paralel olarak artmaktadır. İyonlaşma enerjisi daha da arttırıldığında gelen iyonlar yüzeye nüfuz edebilir ve yayılan elektron sayısı azaldığı için ikincil elektron yayılım katsayısı da azalır. Ancak gaz boşalması koşullarında iyonlaşma enerjisinin değeri genellikle bu kadar yüksek değildir. Azalan elektrik alanı E/N 'in bir fonksiyonu olarak, tüm yayılım süreçleri için ikincil elektron yayılım katsayısı γ_{se} , Şekil 3.2 (b)'de gösterilmektedir. $\gamma_{se} = \gamma_i + \gamma_m + \gamma_a + \gamma_{ph}$, bu eşitlikte; γ_i , iyonlara; γ_m , yarı kararlı atomlara; γ_a , hızlı atomlara ve γ_{ph} , fotonlara karşılık gelen yayılım katsayılarıdır [54,64,65].



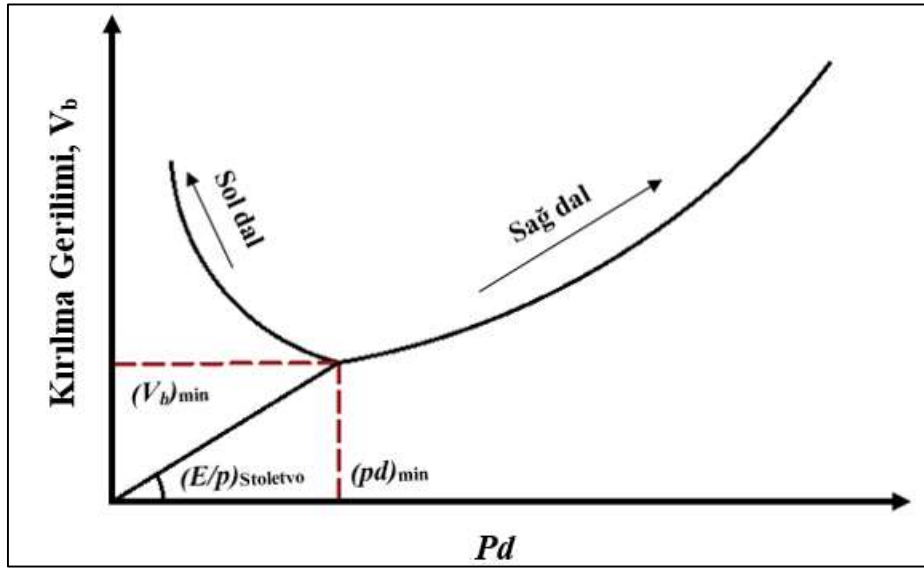
Şekil 3.2. (a) İyonlaşma enerjisinin fonksiyonu olarak ışıma katsayısı; (b) İndirgenmiş elektrik alanının fonksiyonu olarak etkin ikincil ışıma katsayısı [54]

Çalışma gazı ve elektrot malzemesi birleşimi esas olarak üç bölgeyi belirler (şekil 3.2). Yüksek E/N bölgesinde E/N ile birlikte doğru orantılı olarak katsayı da artar. Bir ortalama serbest yolda elektrik alanından dolayı kazanılan iyonlaşma enerjisiyle ilişkilidir. Düşük E/N bölgesinde E/N azaldıkça ışıma artar. Bu olay, elektrik alanından elektronun enerji kazancının, gazın uyarılma E/N seviyesi hemen hemen eşit olması durumunda gerçekleşecektir. Bu, daha enerjik iyonların katot yüzeyine çarpmasına neden olacak ve etkin yayılma katsayısını artıracaktır [54,65-68]. Düşük ve yüksek E/N rejimleri arasındaki bölge en düşük ışıma katsayısını gösterir.

Etkin ikincil ışıma katsayısı sıklıkla E/N 'den bağımsız bir sabit olarak ele alınır ve gaz boşalma koşulları için, $\gamma_{se} = 10^{-3} \sim 10^{-1}$, genel olarak etkin ikincil elektron ışıma katsayısı birden çok daha azdır. Şekil 3.2 (b)'de indirgenmiş elektrik alana bağlı etkin ikincil elektron

verimi, tüm ışıma süreçlerinin γ_i , γ_m , γ_a , ve γ_{ph} dikkate alındığı genel bir eğilim olarak gösterilmektedir [54,65].

Çığ süreçlerinin katlanarak artan elektron sayısı ve katottan ikincil elektron yayılma süreçleri ile birleştirilmesiyle, anottaki elektronlar tarafından temsil edilen toplam boşalma akımı J şu şekilde ifade edilir:



Şekil 3.3. Gaz kırılması için Paschen eğrisi ve Stoletvo sabitinin bir gösterimi

$$J = \frac{J_0 \exp(\alpha d)}{1 - \gamma_{se} [\exp(\alpha d) - 1]} \quad (3.3)$$

Eşitlikte J_0 , katot yüzeyine yakın olan başlangıç akımıdır [54,55,59]. Kendi kendini idame ettiren bir boşalma için, başlangıçtaki J_0 akımı kaybolursa bile boşalma akımı J sıfır olmayacaktır ve bu da aşağıdaki Townsend kırılma kriterine yol açacaktır.

$$\gamma_{se} = [\exp(\alpha d) - 1] = 1 \quad (3.4)$$

Hem γ_{se} hem de α , uygulanan harici bir gerilimle ifade edilen indirgenmiş elektrik alanına bağlı olduğundan, kırılma gerilimi Eş. 3.4'ün çözülmesiyle elde edilebilir. Eş. 3.3 ve Eş. 3.4'e integral formunda yazılırsa kırılma kriteri aşağıdaki eşitlik ile yazılabilir:

$$\int_0^d [\alpha(x) - h(x)] dx = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma_{se}} \right) \quad (3.5)$$

Denklemden η kayıp terimin katsayısıdır ve x eksenel konumdur.

3.2. Paschen Kanunu

1889'da F. Paschen, Paschen yasasını ortaya koyan bir makale yayınladı; bu yasa, esasen iki iletken malzeme arasındaki kırılma geriliminin V_b , gaz basıncı p ile boşluk uzunluğunun (d) çarpımının bir fonksiyonu olduğunu belirtir; $V_b = f(pd)$ [54]. Boşluk boyunca düzgün bir elektrik alanı olduğu kabul edilirse ve eşitlik (3.2)'yi (3.4)'e koyarsak, kırılma gerilimi V_b , Townsend kırılma koşulundan elde edilebilir.

$$V_b = \frac{Bpd}{\ln(Apd) - \ln[\ln(1 + 1/\gamma_{se})]} \quad (3.6)$$

Eş. 3.6, verilen bir gaz ve katot malzemesi için A , B ve γ_{se} bilinmektedir. Pd 'nin bir fonksiyonu olarak kırılma gerilimi, Şekil 3.3'te gösterildiği gibi Paschen eğrisi olarak adlandırılan 'V' şeklinde bir eğridir. Paschen eğrisi, küçük pd değerleri için çok düşük basınçta, kısa elektrot aralığında, eğrinin sol tarafına denk gelen yüksek kırılma gerilimi öngörür. Pd arttıkça minimum kırılma gerilimine ulaşılır. Pd daha da artar ise Paschen eğrisinin sağ tarafına geçer ve pd arttıkça kırılma gerilimi de artmaya başlar. Paschen eğrisi, boşluk mesafesinin ve gaz basıncının ayrı ayrı veya birbirine bağlı olarak değiştirilmesiyle de ölçülebilir. Farklı yöntemler, pd değeri aralığı aynı olsa bile ölçülen Paschen eğrisinin farklı şekillerde oluşmasına neden olabilir. Ölçüm, elektrot yarıçapı r yi değiştirmeden sadece elektrotlar arası mesafe (d) yi değiştirilerek gerçekleştirilirse, d/r oranı büyüdüğü için elektrik alanı değişebilir ve düzgün olmayabilir. d/r oranı kırılma gerilimini etkileyen ek bir parametre görevi görür. Eş. 3. 6'ya göre, endüyük kırılma değeri aşağıdaki eşitlik ile bulunabilir [54,56,57]:

$$(V_b)_{min} = \frac{\exp(1)B\ln(1/\gamma_{se})}{A}, \quad (3.7a)$$

$$(pd)_{min} = \frac{\exp(1)\ln(1/\gamma_{se})}{A}. \quad (3.7b)$$

Eş. 3.7(a) ve 3.7(b) den en düşük kırılma gerilimini ve karşılık gelen pd değeri arasındaki oran Eş. 3.8 ile bulabiliriz.

$$(E/P)_{\text{Stoletvo}} = \frac{(V_b)_{\min}}{(pd)_{\min}} = B \quad (3.8)$$

Bu nokta Stoletvo noktası olarakta adlandırılır. Eş. 3.8, Stoletvo sabiti B 'yi gösterir. Boşalma fiziğinde, birbirini takip eden iki iyonizasyon arasında elektronun $\Delta\varepsilon = eE/\alpha$ enerji kazanması için elektrik alanında hızlandırılması gerekir [54, 66]. $\Delta\varepsilon = eE/\alpha$, Eş. 3.3 ile birleştirilirse, $\Delta\varepsilon$ düşürülmüş elektrik alanı E/p 'nin bir fonksiyonu olur. Elektrik alanından elde edilen minimum elektron enerjisini veren eşitlik,

$$\Delta\varepsilon_{\min} = \exp(1) \frac{eB}{A}, \frac{E}{B} = B = (E/P)_{\text{Stoletvo}} \quad (3.9)$$

için elde edilmiş olur.

Stoletov'un B sabiti nötral gaz için iyonizasyon eşiği E_i 'nin birkaç katıdır, dolayısıyla $B = A E_i$ indirgenmiş elektrik alanında gaz iyonizasyonu için en uygun koşulu belirtir. Paschen eğrisinin sağ ve sol tarafları sıradışı koşullar altında açıklanabilir. pd büyük olduğunda ve uygulanan belirli bir V gerilimi için elektronun ortalama serbest yolu $\lambda \sim 1/p$ ve/veya elektrik alanı $E \sim 1/d$ çok küçük olduğunda, ardışık iki çarpışma arasındaki elektrik alanından kazanılan ortalama elektron enerjisi $\tilde{\varepsilon} = eE\lambda$, gaz iyonlaşma enerjisi eşiğinden çok daha az olabilir. Bu durum, kırılmayı başlatmak için daha güçlü bir elektrik alanı ile daha güçlü bir gerilim gerektirir. Eğer pd çok küçükse, elektronlar katottan anoda doğru hareket ettiğinde ortalama elektron-nötr çarpışma sayısı $N_{\text{çarpışma}} = d / \lambda \sim pd$ de küçük olacaktır, bu da gazı iyonize etme şansının daha düşük olduğunu gösterir. Bu durumda nispeten yüksek gerilimler de gereklidir. Çok yüksek veya çok düşük bir pd değeri için daha yüksek bir kırılma gerilimi gereklidir, bu da Paschen eğrisinin sağ ve sol tarafları arasındaki minimum kırılma gerilimini açıklar.

Pd rejimi ve Paschen eğrisinin en alt noktası birçok pratik uygulama için kritik öneme sahiptir [69,70]. Floresan ampülü veya bujinin çalışma koşulları örnek olarak ele alınırsa, daha düşük güç tüketimiyle çalışacak şekilde Paschen eğrisinin minimumuna uyacak tasarım

yapılır. Aynı zamanda pd ölçeklendirme kanunu farklı basınç bölgelerinde boşalmanın uzunluk boyutunu belirleyebilir. Ölçeklendirme, ark boşalmalarını önlemek için düşük sıcaklıktaki mikrop plazmaların atmosferik basınçlarda, mikrometre ölçekleri civarında çalışması gerektiğini belirtmektedir [54,71-73].

Ayrıca çok düşük veya çok yüksek basınçlarda Paschen yasasının geçerli olmayabileceği de belirtilmelidir. Çok düşük basınçlarda, Paschen yasası sonsuz kırılma gerilimi öngörür, fakat gaz basıncından bağımsız olarak yeterince yüksek elektrik alanı altında alan yayılımını bir kırılma başlatmak için oluşabileceği için durum bu şekilde değildir. Çok yüksek basınçlarda kırılmanın sadece pd ile belirlenmediği bölgede filament mekanizmaları kullanılmalıdır. Yüksek oranda homojen olmayan bir elektrik alan için, sınırlı alanda bir kırılma ile korona boşalması değerlendirilmelidir. Bunun yanı sıra, gaz sıcaklığı ve gaz akışının Paschen eğrisi üzerindeki etkileri de özel koşullar altında çok önemlidir [74].

3.3. Elektrot Yüzey Yayılımı

Boşalma, katottan gelen ikincil elektron ışıması iyonlaşma etkisi ile kendi kendine devam edebilir. Ancak belirli koşullar altında Paschen eğrisi üzerinde önemli etkilere neden olan diğer yüzey yayılma süreçleri meydana gelebilir. Bu süreçler termiyonik yayılmayı, elektrik alanı yayılmasını ve birleşik termo-alan yayılmasını içerir. Bir metal ısıtıldığında elektronlar potansiyel kuyusunu aşmaya yetecek kadar enerji elde edebilir. Termiyonik yayılma akım yoğunluğu J_T , Richardson-Dushman ifadesiyle verilir:

$$J_T = A_R T_s^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_w}{k_B T_s}\right) \quad (3.10)$$

Eşitlikte A_R malzemeye bağlı sabittir, T_s elektrot yüzey sıcaklığıdır, Φ_w elektrot çalışma fonksiyonudur [66]. İlave bir harici elektrik alanı E_0 sayesinde ışıma artırılır ve etkin iş fonksiyonu Schottky etkisi olan $(\Phi_w)_{eff} = \Phi_w - \sqrt{e^3 E_0 / \epsilon_0}$ 'e düşürülür [54]. Isıtılmamış bir metale harici bir elektrik alan uygulandığında, metal yüzeyine yakın elektron, metal yüzeyi terk eder. Elektrik alan yeterince yüksekse elektronlar tünelleme ile düşük enerji ile dahi metalden kaçabilirler [75]. Buna alan ışıma süreci denir ve ışıma akım yoğunluğu Fowler-Nordheim (FN) eşitliği ile verilebilir.

$$J_{FN} = \frac{A_{FN} E_S^2}{F_w} \exp\left(-\frac{B_{FN} F_w^{3/2} v(y)}{E_S}\right) \quad (3.11)$$

Eş. 3.11, A_{FN} ve B_{FN} malzemeye bağlı sabitlerdir, E_S katot yüzeyinin elektrik alanıdır, $v(y)$ dış elektrik alanına ve çalışma fonksiyonuna bağlıdır [54,63,75]. Isıtılmış katoda uygulanan elektrik alan sayesinde hem termiyonik hem de alan ışıması oluşur. 1950'lerde Murphy-Good ifadesi termo-alan rejimi için geliştirilmiştir [76]. Daha sonra, Jensen ve arkadaşları termiyonik ışıma, alan ışıması ve farklı alanlardaki foton ışımasını birleştiren daha kolay bir analitik model türetmişlerdir [54,77-79]. Genel olarak, yüksek sıcaklık ve düşük elektrik alanda termiyonik ışımanın baskın olmasını, düşük sıcaklık ve güçlü elektrik alanda ise alan ışımasının önemli olması beklenir. Her iki tarafın katkılarının karşılaştırılabilir olduğu geçiş rejimleri için termo-alan yayılımı kullanılmalıdır [54,76-80].

Termoiyonik ve elektrik alan yayılımının kırılma özellikleri üzerinde kritik bir etkisi vardır. Termoiyonik ve elektrik alan yayılımı göz önünde bulundurulduğunda, parçalanma süreci sırasında elektron darbeli iyonizasyonla birlikte toplam akım şu şekilde ifade edilir:

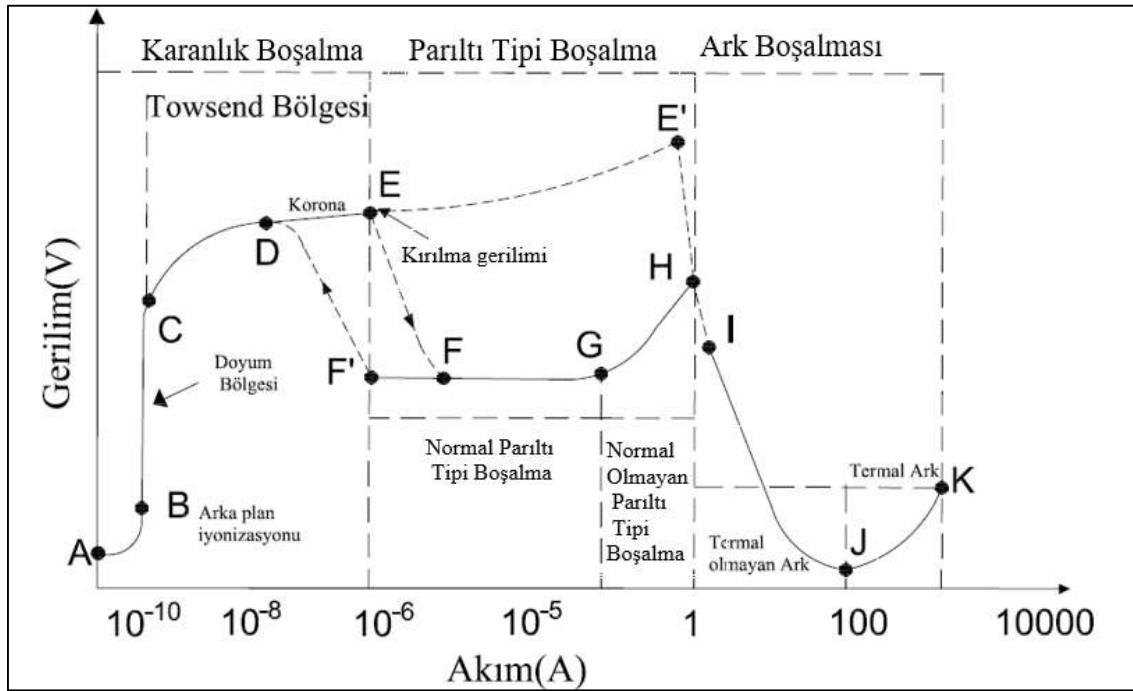
$$J = \frac{J_{emit} \exp(ad)}{1 - \gamma_{eff} [\exp(ad) - 1]} \quad (3.12)$$

Eş. 3.12, akım yoğunluğunun $J_{emit} = J_0 + J_T + J_{FN}$ olduğu ve etkin ikincil elektron yayılımının $\gamma_{eff} = J_{emit} / J_{incident}$ olarak tanımlandığı [54,63]. İyon kaynaklı ikincil elektron ışıması durumuyla karşılaştırıldığında, bu etkin ikincil elektron ışıması, klasik Paschen yasasının öngörüsünden saparak, kırılma gerilimini önemli ölçüde azaltacak olan termoiyonik ve alan ışıması nedeniyle önemli ölçüde genişler [54,81-83].

4. GAZ BOŞALMALARININ TEMELLERİ

Harici bir elektrik alanının varlığında nötral bir gazın elektriksel olarak iyonlaşması en yaygın kullanılan plazma üretim metodudur. Bu harici elektrik alanında ivme kazanmış olan yük taşıyıcı parçacıklar, diğer parçacıklarla çarpışma yoluyla enerjilerini plazmaya aktarır.

Boşalma yöntemleri genel olarak kapasitif kuplajlı plazmalar ve indüktif kuplajlı plazmalar olarak ikiye ayrılır [84]: Kapasitif olanlar iki elektrotlu ve DC veya AC/RF güç kaynağı ile beslenir, indüktif olan ise indüktif elektromanyetik alan oluşturmak için RF güç kaynağı ile beslenir. Bir plazmanın uzamsal ve zamansal özellikleri büyük ölçüde plazmanın hangi uygulama için kullanılacağına bağlıdır. Elektrotun geometrisine bağlı olarak korona boşalması önemli boşalma olgusu olarak kabul edilebilir.



Şekil 4.1. Elektrik boşalmalarının akım-gerilim karakterizasyonu [84]

DC boşalmalarda termal olmayan plazmalar genellikle iç elektrotlar kullanılarak kapalı boşalma hücrelerinde oluşturulur [85]. Uygulanan gerilim ve boşalma akımına bağlı olarak elde edilen plazma türleri Şekil 4.1’de gösterilmektedir.

Boşalma bölgeleri Karanlık, Parıltı ve Ark olmak üzere 3 temel katogoride incelenebilir.

4.1. Karanlık Boşalma

Normal şartlar altında hava ortamında 10^{-15} A değerinde bulunan akıma düşük bir gerilim uyguladığında akım artarak akmaya başlar. Belirli bir gerilim değerine ulaşıldıktan sonra akımın sabit kaldığı doyum bölgesi adı verilen bölge oluşur. Bu bölgede oluşma hızı da denilen iyonizasyon hızı, yok olma hızı da denilen rekombinasyon hızına eşittir. Gerilim değerindeki yükselme devam ettiğinde C noktasından itibaren kritik gerilim değerine ulaşılır. Gerilimden bağımsız olan bu bölgede kritik gerilim değerine ulaşıldığı andan itibaren akım artmaya başlar. Gerilimin artmaya başladığı, elektrik alan ve akımın homojen olduğu ve kararsızlıkların yok denecek kadar az bulunduğu bu bölge Townsend bölgesi olarak adlandırılır.

$$\frac{I}{I_0} = e^{a_n d} \quad (4.1)$$

Eş. 4.1'deki Townsend boşalma akım değeri, gerilim değeri kırılma gerilimine ulaşınca kadar arttırılır, bu değerden sonra Parıltı boşalma bölgesine geçilir. A-E noktaları arasında kalan $10^{-10} \sim 10^{-5}$ A arasındaki bölge gerilim açısından kendi kendini besleyen bölge olarak adlandırılır; başka bir deyişle dışarıdan hiçbir gerilim uygulamadan da sistemin iç dinamikleri ile devam ettiği ve karanlık boşalma bölgesi adı da verilen bölgedir. Bu bölgede Korona boşalmasının bir kısmı dışında boşalma görülmez. Bu bölge dışında kalan kısımlara kendi kendine besleyemeyen başka bir deyişle dışarıdan gerilim uygulanmadan iç dinamiklerini devam ettiremeyen Parıltı boşalma ve Ark boşalma bölgeleri adı verilir.

4.2. Parıltı Boşalması

Elektrik alanın kuvveti kırılma kuvvetinin üzerindeyse, boşalma fazı; Townsend'den aydınlanmış plazmayı gösteren parıltı boşalma fazına geçer. Boşalmanın parlaklığından adını alan normal ve normal olmayan şeklinde ikiye ayrılan boşalmaya verilen addır “parıltı boşalması”. Parıltı boşalmaları genellikle soğuk plazma üretimi için kullanılır [86]. Bu bölgede katot civarında bulunan pozitif yüklerin etkisi ile oluşan potansiyel düşüktür. Akım değeri artarsa G noktasında üretilen plazma tüm katodu kaplar. Akımın $10^{-5} \sim 10$ A arasında bulunduğu parıltı bölgesinde kararsızlıklara rastlanır, ayrıca elektrik alan ve akım homojen

değildir. G noktasından sonra, boşalma fazı normal olmayan parıltı boşalmasına dönüşür ve akım değerini arttırmak için büyük bir gerilim artışı gerektirir.

4.3. Ark Boşalması

Ark boşalmasının başladığı noktada, elektrotlar, katotun termoiyonik olarak elektron salmasına sebep olacak kadar yüksek bir sıcaklığa ulaşır. DC güç kaynağı yeterince düşük iç dirence sahipse, boşalma Parıltı-Ark geçişine uğrar. Gerilimin daha da arttırılması halinde boşalma parıltı modundan, boşalmanın termal olmayan durumdan termal olan, birim hacimdeki yoğunluğun çok fazla olduğu ve sistemin kısa devreye sebep olarak katota zarar verebildiği plazma modeli olan ark moduna geçer. Dolayısıyla bu durumdan kaçınmak için plazma şartlarının basınç, elektrotlar arası mesafe, plazmada kullanılan gazın tipi ve uygulanan gerilim gibi parametreleri kontrol altında tutmamız gerekir. Şekil 4.1’de $H - I$ eğrisinde ark boşalması, parıltı boşalmasından geliştirilir ve termal ışıma kullanarak boşalma durumunu korur. Termoiyonik ışımadan kaynaklı ilave yükler sebebiyle gerilim ile akım ters orantılıdır. J noktasından sonra termal ark olarak adlandırılan; ark boşalması bakımından minimum gerilim, akım, gerilim ile orantılıdır. Bu durum, akım-gerilim ilişkisi Şekil 4.1 deki $E - E'$ eğrisini takip ederkenki düşük basınç koşullarında daha yaygındır.

4.4. DA Boşalma Metodu

DA boşalma, düşük basınçta plazma boşalma için en yaygın ve basit yöntemdir. Çünkü düşük basınçta kırılma gerilimi daha düşük olur. Dielektrik bariyer için DA boşalma yöntemi, atmosferik koşullarda daha büyük gerilim gerektirir ve AC boşalmadan daha küçük hacimde plazma üretir. Ancak yarı iletken endüstrisinde en yaygın boşalma yöntemi olmuştur [84].

4.5. AC/RF Boşalma Metodu

AC/RF güç kaynağını kullanan plazma boşalma yöntemi genel olarak kapasitif ve indüktif olarak ikiye ayrılır. Kapasitif yöntem iki ayrı elektrottan ve AC/RF kaynağından oluşurken, indüktif yöntem ise indüktörün içindeki elektromanyetik alanı kullanarak plazmayı kontrol etmek için indüktörü AC/RF gücüne bağlar. İndüktif yöntem genellikle plazma itme, plazma jet veya nükleer füzyon çalışmalarında kullanılır.

5. PLAZMA ÖZELLİKLERİNİN BELİRLENMESİNDE KULLANILAN YÖNTEMLER

Plazma özelliklerinin anlaşılmasında ve bir plazma cihazının kontrolünde bir plazmada bulunan elektronları, iyonları ve diğer aktif türleri tespit etmekte ve yoğunluklarını ölçmede bazı metaller kilit rol oynar. Bu amaçla, mikrodalga etkileşimi, iyonlaşma enerjisi analizi ve elektriksel sonda analizi gibi plazma parametrelerini ölçmek için çeşitli yöntemler geliştirilmiştir [87,88]. Bu yöntemleri plazma cihazının dışından ve içinden yapılan ölçümler olarak gruplara ayırmak mümkündür. İçerisinden yapılan ölçümler için sondaların plazma içerisine yerleştirilmesi gerekir. Yerleştirilecek sondaların içeride oluşan plazma parçacıklarından etkilenmemesi gerekir ve bu sayede içinde bulundukları bölgedeki plazma parametrelerinin özellikleri hakkında bilgi sahibi olunabilir [87]. Ölçüm sırasında sondaların deformasyon riskinin minimum düzeyde olabilecek malzemelerden yapılmış olması gerekir. Dışarıdan yapılacak ölçümlerde ışıma ölçüm teknikleri ön plana çıkmaktadır [89]. Bu ölçümlerin içinde elektrik sondaları, özellikle düşük gaz basıncı ve soğuk plazma alanlarında plazma araştırmaları için kullanılır [88].



Şekil 5.1. Temel plazma teşhis tekniklerinin sınıflandırılması

Şekil 5.1’de sunulan teşhis teknikleri, elektron sıcaklığı, plazma yoğunluğu, plazma kinetik enerjisi, iyon ve elektron enerji dağılımları, plazma potansiyeli, plazma akımları, radyasyon yoğunluğu, plazma spektrumları (çizgi ve süreklilik spektrumları) gibi bazı plazma

parametreleri hakkında bilgiler elde etmeyi sağlar. Bu tez çalışmasında dört tür teşhis tekniği kullanılmıştır: Görünen bölge kamera, çift Langmuir sondası, Rogowski bobini ve manyetik bobin.

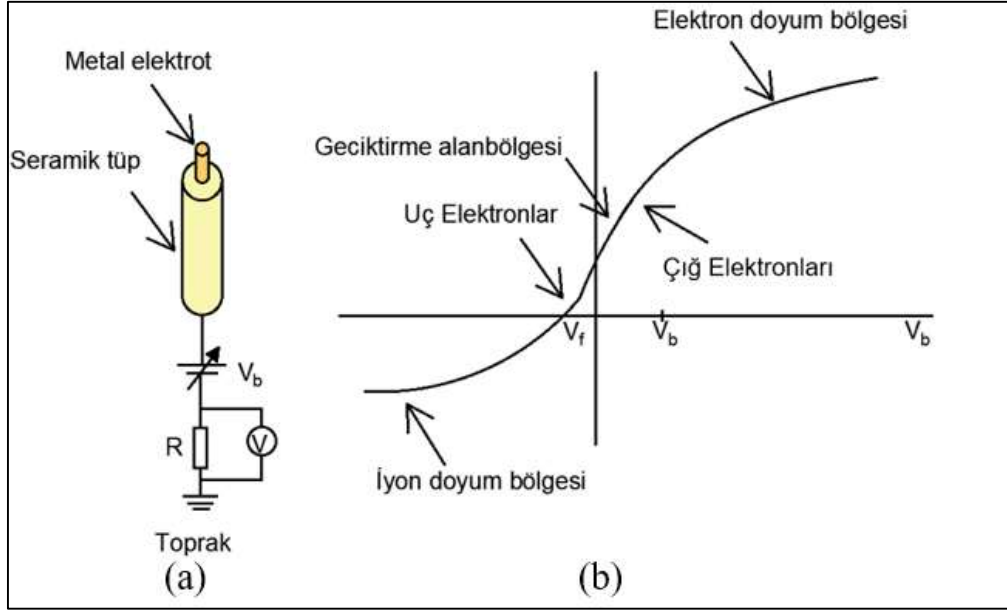
5.1. Langmuir Sondası

5.1.1. Tek Langmuir sondası

Langmuir, elektron(T_e) ve elektron yoğunluğunu (n_e) belirlemek için plazma içersine bir tel yerleştirerek Akım-Gerilim (I - V) karakteristiğini ölçmek için elektrikli sondaları kullanan ilk kişi idi [89]. TOKAMAK'ta plazma zırh sıcaklıklarının ölçümü genellikle Langmuir sondası aracılığıyla gerçekleştirilir [90]. Ölçümler genellikle çift ve tek langmur sondası kullanılarak yapılmaktadır. Elde edilen plazma parametreleri sondanın konumuna büyük ölçüde bağlıdır [88]. Langmuir sondası elektrostatik sondalar grubu içinde yer almaktadır. Bir Langmuir sondası, plazmaya yerleştirilen potansiyel altındaki bir veya daha fazla elektrottan oluşur [91,92].

Şekil 5.2'de tek bir Langmuir sondası şeması ve elektrik devresi bağlantı şemasının yanı sıra bu cihaz tarafından sağlanan ideal I - V eğrisi gösterilmektedir. Sondanın çalışması sırasında toplanan akım, elektron ve iyon akımlarının toplamıdır. Sondanın ön gerilimi V_b yeterince negatif olduğunda, tüm elektronlar itilir ve iyonlar metalik elektroda doğru hızlandırılarak iyon doyma akımını oluşturur. Gerilim pozitif değerlere doğru arttıkça, belirli bir noktada akım sıfır olur. V_f gerilimi tanım gereği değişken potansiyeldir. Öngerilim, değişken potansiyelin daha da üzerine çıkarıldığında, hem iyonlar hem de elektron enerji dağıtım fonksiyonunun ucunda yer alan yüksek enerjili elektronlar toplanır. Giderek daha fazla elektron, sonda yüzeyinin potansiyel gradyentinden geçerek sonda tarafından toplandıkça, pozitif bir akım kaydedilir ve bu bölge, geciktirici alan bölgesi veya elektron geciktirici rejim olarak bilinir. Bu bölgenin logaritmasının ters eğimi elektron sıcaklığı ile orantılıdır.

$$\frac{d \ln(I(V_b)I)}{dV_b} = \frac{e}{k_b T_e} \quad (5.1)$$



Şekil 5.2. a) Tek langmur sondası şeması b) ideal akım gerilim eğrisi

Ne kadar çok elektron toplanırsa, sondanın potansiyeli, V_p plazma potansiyeline o kadar çok yaklaşır. Bu anda tüm iyonlar itilir ve elektronlar elektroda doğru hızlandırılarak elektron doyma akımı oluşur. Elektron doygunluğuna asla ulaşılmaz ve eğrinin eğiminin (plazma potansiyel konumunu işaret eden diz noktası) belirlenmesi zordur. Elektron doygunluğuna ulaşmanın imkansızlığı iki olaydan kaynaklanmaktadır: Gerilimin artmasıyla plazma zırhının büyümesi ve sabit plazma yerine akışkan plazmanın varlığı, sondanın uç bölgesinin akım toplamadığı anlamına gelir. Dolayısı ile A_p toplama alanını belirlemek zorlaşır. Ancak elektron doyma akımını kullanarak, I_{es} , $I-V$ doğal logaritma grafiğinin diz noktasında okunabilir ve plazma yoğunluğu aşağıdaki eşitlik ile bulunabilir:

$$n_e = \frac{I_{es}}{eA_p \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}}} \quad (5.2)$$

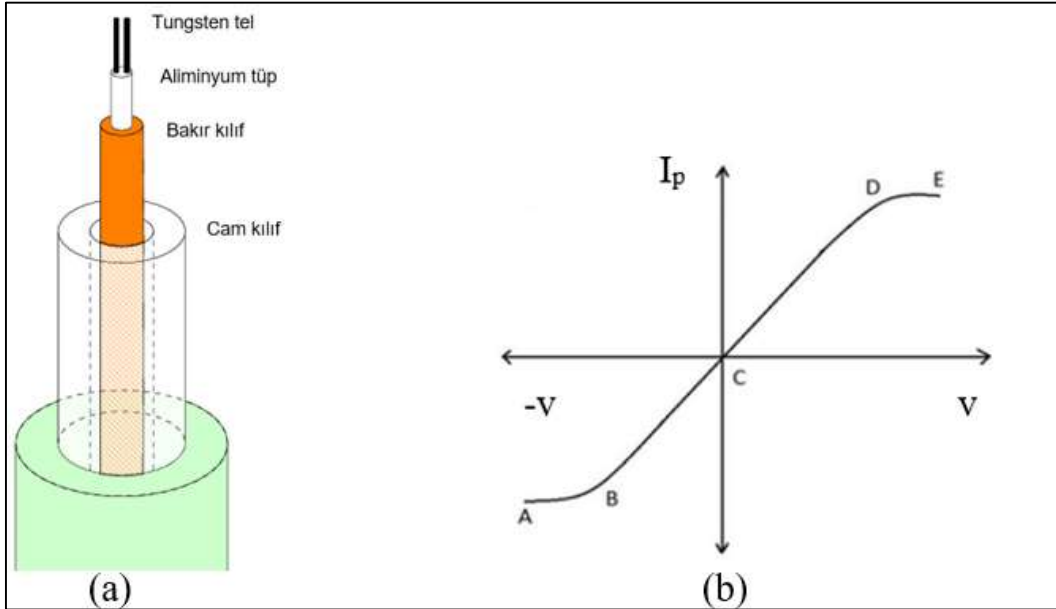
Burada, T_e elektron sıcaklığı, I_{es} Elektron doyma akımı, k_B Boltzmann sabiti, A_p kullanılan sondanın yüzey alanı, m_e elektronun kütlesi olup değeri $9,109 \times 10^{-31}$ kg'dır.

Tek Langmuir sondası durumunda hem iyon hemde elektron doygunluk bölgelerini tespit etmek için yüksek gerilim uygulamalarının gerektirmesi, sonuçların doğru

yorumlanmasında zorluklara yol açabilir. Bu olumsuzluğun üstesinden gelmek için Çift Langmuir sondası kullanılabilir [93].

5.1.2. Çift Langmuir sondası

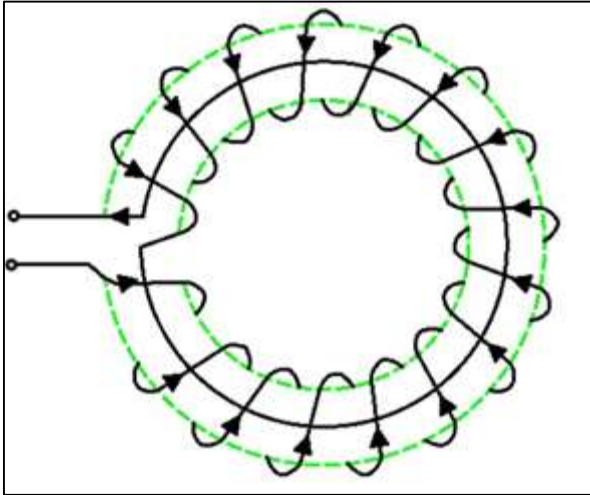
Johnson ve Malter 1950 yılında, tek sondanın neden olduğu sınırlamaların üstesinden gelmek ve geniş bir plazma yoğunluğu aralığında plazma karakterizasyonu sağlamak için çift sonda modelini geliştirdiler. Bu modelde, elektron akımı tamamen iyon doygunluk akımı tarafından kontrol edilebilir, böylece sonda tüm plazma koşullarını bozmadan çok az miktarda akım çeker. Ayrıca, plazma parametrelerinin zaman ve uzay çözümlemeli ölçümlerinin gerçekleştirilmesini sağlamıştır; mikrodalga boşalmasında olduğu gibi elektroda daha az boşalma uygulanabilir. Shrestha ve arkadaşları, Langmuir çift sondası kullanarak havadaki düşük basınçlı DA boşalmasında elektron sıcaklığı ve elektron yoğunluğu, Debye uzunluğu ve plazma frekansının ölçümlerini rapor etmişlerdir [94]. Ayrıca, Kurt ve Yıldız, çift Langmuir sondasını tez çalışmasında kullanmışlardır [95]. Şekil 5.3 (a)'da çift Langmuir sondasının plazma hücresi içindeki konumunu (b)'de akım-gerilim eğrisini göstermektedir.



Şekil 5.3. a) Çift Langmuir sondası şeması b) ideal akım gerilim eğrisi [96].

5.2. Rogowski Bobini

Rogowski bobini manyetik teşhis yöntemleri grubunda yer almaktadır [93]. Manyetik teşhisler, döngü gerilimi ve plazma akımından plazma konumunun yeniden yapılandırılmasına kadar temel plazma performans parametrelerinin ölçülmesini sağlar [97]. Daha yüksek akımlara ve daha az yükselme sürelerine ve periyotlarına sahip elektron ışınlarının üretilmesi için, güvenilir ölçümler yapabilen, ölçüm araçlarının geliştirilmesini gerektirir. Bu amaçla yaygın olarak kullanılan yüksek akım ve frekanslarda dahi tepkiler verecek şekilde tasarlanmışlardır. Rogowski bobini yüksek yoğunluklu elektron kaynaklı ışınların gözlenmesi için yaygın olarak kullanılır [98-103]. Yüksek gerilim iletkenlerine bağlantı olmadan yüksek Megaamper mertebesine kadar akımları ölçme kabiliyetine sahiptirler. Bu bobin sistemi esasen, ölçülecek I_p akımı tarafından oluşturulan manyetik akı ile bağlantılı, küçük alanlı n sarımdan oluşan toroidal bir sargıdır. Bobin uygun şekilde tasarlandığında nanosaniye altındaki dalgaları bile algılayabilecek hassasiyettedir. Plazma sistemlerinde harici Rogowski Bobini, vakum kabının etrafına sarılır, plazma akımı ve vakum kabı akımının toplamını ölçer [97,104,105].



Şekil 5.4. Rogowski bobininin geometrisi [106]

Rogowski bobini, toroid şeklindeki bir bobinin etrafındaki sarmal bir sargıdan oluşur, bu bobinin temsili bir şekli Şekil 5.4'te gösterilmektedir. Çalışma prensibi, cihaz tarafından üretilen manyetik alan tarafından indüklenen akımın ölçülmesine dayanır. Bu durumda, indüklenen toplam gerilim şu şekilde verilir:

$$V_{bobin} = -\mu_0 AN \frac{dI}{dt} \quad (5.3)$$

Eş. 5.4’de akım değişimi (dI/dt) ile bobinde indüklenen toplam potansiyel fark (V_{bobin}) arasındaki ilişkiyi temsil eder; burada A , bobin kesit alanıdır, N , sarım sayısıdır ve μ_0 , havanın (vakumun) manyetik geçirgenliğidir. Genel olarak bobin iletkeninden geçen akımın ürettiği manyetik alan değişiminin, akımın zamana göre değişimiyle orantılı bir gerilim indüklediği söylenebilir. Karşılıklı endüktans (M) ile orantılı olmak üzere, Faraday ve Lenz kanunlarıncı,

$$V_{bobin} = -M \frac{dI}{dt} \quad (5.4)$$

yazılır. Eş. 5.4’deki M değeri Eş. 5.5 de verilmiştir.

$$M = \mu_0 AN \quad (5.5)$$

5.3. Spektral Ölçüm

Spektroskopi; moleküllerin, iyonların ve çekirdeklerin “kuantumlanmış” enerji seviyelerini tespit etmek için kullanılan bir metottur. Düşük enerjiden yüksek enerjiye: Radyo dalgaları, mikrodalgalar, kızılötesi (Infrared), görünür ışık, morötesi (Ultraviyole), x-ışınları ve gama ışınları olarak sıralanabilir. Bu dalgalar farklı enerjilere sahiptir. Enerjileri farklı olan bu dalgaların madde ile etkileşimleri de farklı olmaktadır. Spektroskopik yöntemlerde moleküllerin enerji seviyelerine uygun elektromanyetik dalgalar kullanılarak yapısı aydınlatılabilir [107]. Çizelge 5.1’de, Elektromanyetik alan bölgeleri ve spektroskopi yöntemlerini göstermektedir.

Çizelge 5.1. Elektromanyetik spektrumun bölgeleri [107]

Bölge	Spektroskopi	Frekans(Hz)	Dalga boyu(λ)
Radyo frekansı(RF)	NMR,NQR	3×10^6 - 3×10^8	10 m-10 cm
Moleküler dönme enerji geçişleri	ESR, moleküler dönme	3×10^8 - 3×10^{12}	100 μ m -100 cm

Çizelge 5.1. (devam) Elektromanyetik spektrumun bölgeleri [107]

Kırmızı altı(IR)	Moleküler dönme, moleküler titreşim	3×10^{12} - 3×10^{14}	100 μm -1 μm
Görünür bölge ve mor ötesi (UV)	Elektronik geçişler, (dış kabuk elektronu)	3×10^{14} - 3×10^{16}	1 μm -10 nm
X- ışınları	Elektronik geçişler, (iç kabuk elektronu)	3×10^{16} – 3×10^{18}	10 nm-100pm
γ (Gama) ışınları	Çekirdek içi geçişler	3×10^{18} – 3×10^{22}	100 pm-0,1 pm

6. MATERİYAL VE YÖNTEM

Bu bölümde plazma cihazı tasarımı ve üretimi için ihtiyaç duyulan ana malzemeler ve tez kapsamındaki plazma üretim süreci açıklanacaktır. Plazma cihazı yenilikçi olarak elektrotlu, D tipi Torus olarak tasarlanmıştır. İlk düşük basınçta plazma elde süreci açıklanacaktır. Daha sonra karakteristik ölçümler üzerinde durulacaktır.

Birçok bileşeni içeren plazma cihazı bilgisayar ortamında çizildikten sonra benzetim çalışmalarında tek bir model birçok problemin çözümünde kullanılabilir. Benzetim çalışmalarında kullanılan sonlu elemanlar yöntemi ile plazma parametreleri incelenmiştir. Bunun yanı sıra bu yöntem, ısı iletimi, akışkanlar mekaniği, elektrik ve manyetik alanlarla ilgili mühendislik problemlerinin çözümünde de oldukça yaygın biçimde uygulanmaktadır [108,109]. Sonraki aşama olarak deneysel çalışmalar yapılmıştır. Deneysel çalışmalar ise turbomoleküler vakum pompası yardımıyla vakum şartları sağlanarak, Döteryum gazı için yapılmıştır. Deneysel çalışmalar için Gazi Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Koordinasyon Birimi tarafından desteklenen FDK-2022-7897 projesi ile vakum ölçer ve döteryum gazı tedarik edilmiştir. Deneysel çalışmalar için Gazi Üniversitesi Teknoloji Fakültesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümün’de yer alan Laboratuvar liderliğini danışmanım Prof. Dr. Erol Kurt’un yaptığı “Mikrodalga ve Elektromanyetik Dalga Laboratuvarı” kullanılmıştır.

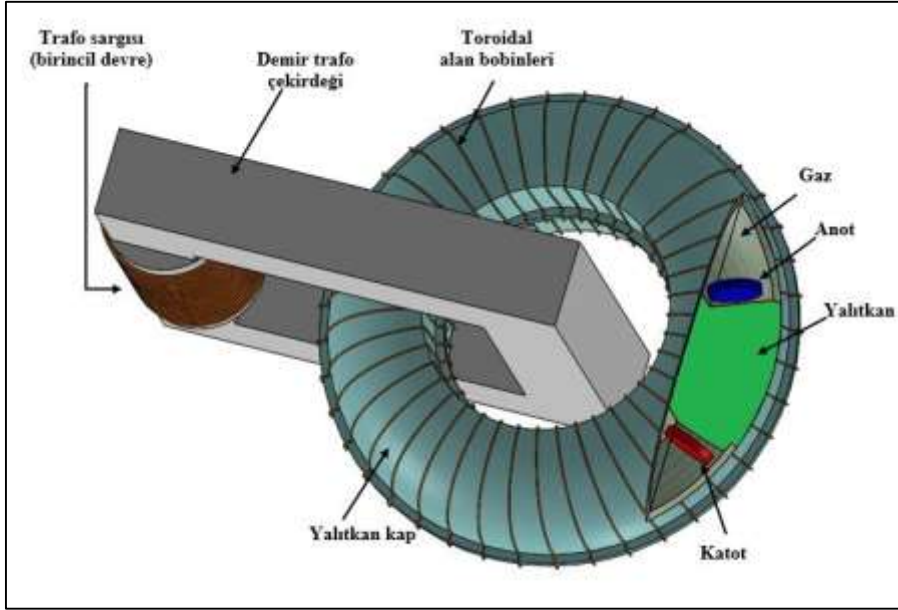
6.1. DA Beslemeli Torus Plazma (DABTP) Cihazı Tasarımı

Elektromanyetik tasarım ve benzetimini yaptığımız cihaz, transformatör çekirdeğinin bir ikincil sargı oluşturacak şekilde düşünülmüş halka yapıdadır. Vakum kabının dış duvarına konumlandırılmış iki bobin grubu ve diğer tarafta da birincil sargılar yer almaktadır. sahiptir. Burada kullanılan bobinler sistem için gerekli manyetik alanı oluşturmak amacıyla kullanılır. Bu iki bobin grubunun farklı akım kaynaklarından beslendiğini belirtmek gerekir. Toroidal alan olarak bilinen ilk manyetik alan, vakum kabının dış duvarı üzerine sarılan bir bakır bobin tarafından üretilir. İkinci manyetik alan, yalıtkan kaptaki plazma akımı yoluyla birinci bobinin hemen karşısına konumlandırılan transformatör bobini tarafından oluşturulan poloidal manyetik alandır. Cihazın geometrik detayları Şekil 6.1’de detaylı olarak gösterilmektedir. Katot (kırmızı işaretli) ve anot (mavi işaretli) olmak üzere iki elektrottan

oluşmaktadır. Elektrotlar yalıtkan kabın ortasında tasarlanmış olup, aralarına dielektrik geçirgenliği (ϵ_r) 7,5 ve dielektrik faktörü $\tan(\delta)$ 0,225 olan malzemeden yapılmış bir dielektrik parça (yeşil işaretli) yerleştirilmiştir, böylece elektronlar devreyi kısa yoldan değil gaz dolu kısımdan tamamlayabilir. Bu şekilde yalıtkan kap içindeki elektronların katottan anoda doğru plazma dağılımı araştırılabilir. Anot ve katot arasında, katottaki elektronların kabın içindeki gaz bölgesinde gazı iyonlaştırarak anoda doğru hızlandığı potansiyel yüzey oluşturulmuştur. Plazma cihazının geometrik detayları çizelge 6.1'de özetlenmiştir.

Çizelge 6.1. Plazma cihazının fiziksel özellikleri

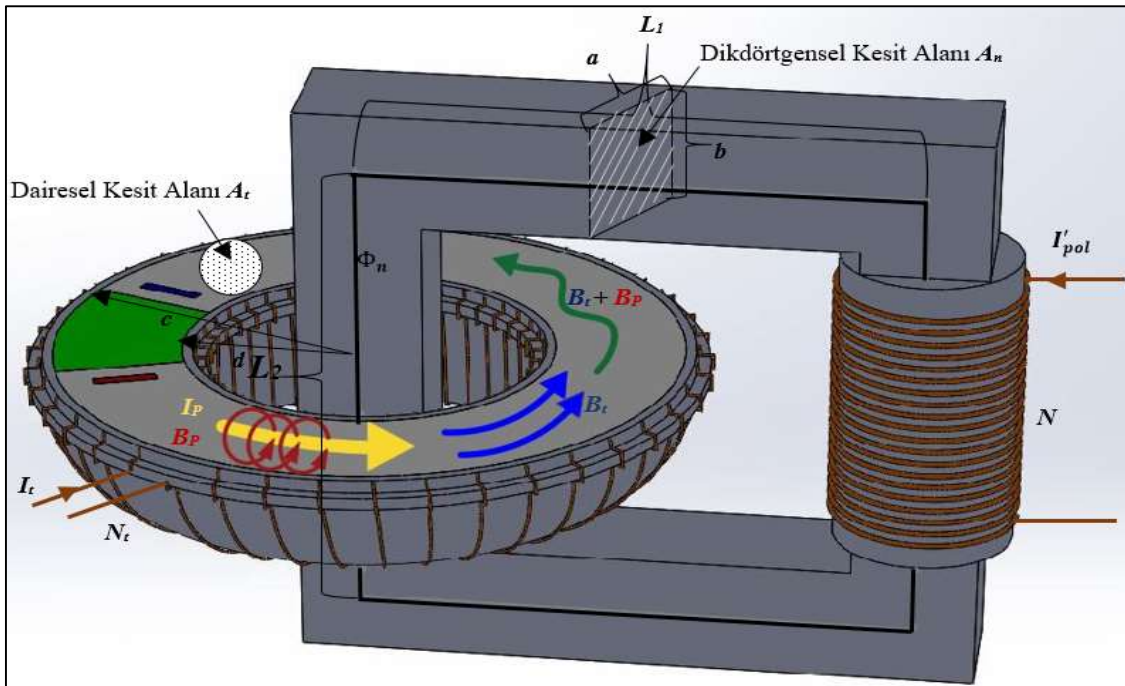
Malzeme	Özellik
Transformatör sargı yarıçapı (cm)	12
Transformatör sargı yüksekliği (cm)	15
Transformatör nüve dış yüksekliği (cm)	40
Transformatör nüve dış genişliği (cm)	32
Transformatör nüve kalınlığı (cm)	6
Transformatör sarım sayısı	500
Yalıtkan kap yarıçapı (cm)	26
Yalıtkan kap yüksekliği (cm)	9,5
Katot ve anot yarıçapı (mm)	15
Katot ve anot kalınlığı (mm)	1
Katot ve anot malzemesi	Tungsten
Katot ve anot şekli	Dikdörtgen prizması



Şekil 6.1. DA Beslemeli Torus Plazma (DABTP) Cihazı

6.2. DA Beslemeli Torus Plazma (DABTP) Cihazı Teorik Modellenmesi

Şekil 6.2’de tasarlanıp üretilen yeni plazma cihazının izometrik görünüşü gösterilmiştir. Cihaz için oluşturulan denklemleri bu model kullanılarak gerçekleştirilmiştir.



Şekil 6.2. DA Beslemeli Torus Plazma (DABTP) modeli için kesit görüntü: I_p = Plazma akımı, I'_{pol} = Poloidal akım, I_t =Toroidal akım

Transformatör sargısının manyetomotor kuvveti A sarım birimi verecek şekilde,

$$\mathcal{F} = N I'_{pol} \quad (6.1)$$

yazılır. Burada; N transformatör bobinin sarım sayısını, I'_{pol} poloidal akımı ifade etmektedir.

Nüvenin ortalama manyetik akı yolu uzunluğu ise;

$$L_n = 2 L_1 + 2 L_2 \quad (6.2)$$

olur. Burada; L_1 nüvenin ortalama eninin, L_2 nüvenin ortalama boyunun uzunluğunu ifade etmektedir. Nüvenin kesit alanı (m^2) birimi cinsinden;

$$A_n = a b , \quad (6.3)$$

yazılır. Burada; a nüvenin kesit eninin, b nüvenin kesit boyunun uzunluğunu ifade etmektedir. Nüvenin mutlak manyetik geçirgenliği ise;

$$\mu = \mu_r \mu_0 \quad (6.4)$$

ile verilir. Burada; μ_r malzemenin bağıl manyetik geçirgenliğini, μ_0 ise havanın (vakumun) manyetik geçirgenliğini ifade etmektedir. Nüvenin manyetik relüktansı ise;

$$\mathcal{R} = \frac{L_n}{\mu A_n} \quad (6.5)$$

şeklinde yazılır. Nüve üzerinden geçen manyetik akı ise weber cinsinden;

$$\Phi = \frac{\mathcal{F}}{\mathcal{R}} . \quad (6.6)$$

Manyetik akı yoğunluğu ise ($T = Wb/m^2$) birimi ile;

$$B_p = \frac{\Phi}{A_n} . \quad (6.7)$$

Manyetik alan şiddeti ise (A sarım/m);

$$H_p = \frac{B_p}{\mu}, \quad (6.8)$$

ile verilir. Bu değerin belli bir kısmı toroid hücrenin sıkı şekilde nüveye sarılmaması sebebiyle kaybolur. Yaklaşık olarak bu kaybı ideal H_p değerinin $\alpha=0,25$ katı azalması şeklinde yorumlamak kabaca doğru olur. Zira metre cinsinden $1/R$ ile manyetik alanın azalması beklenir. Toroidin ortalama manyetik akı yolu uzunluğu ise (m);

$$L_t = 2 \pi \left(\frac{c+d}{2} \right) \quad (6.9)$$

alınırsa, ki burada, d toroidin iç yarıçapını, c toroidin dış yarıçapını ifade etmektedir,

Toroidin düşey kesit alanı (m^2) ise;

$$A_t = \pi \left(\frac{c-d}{2} \right)^2 = \frac{\pi}{4} (c-d)^2, \quad (6.10)$$

şeklindedir. Toroidal sargının manyetomotor kuvveti;

$$\mathcal{F}_t = N_t I_t \quad (6.11)$$

ile verilir. Burada; N_t toroidal sargının sarım sayısını, I_t toroidal sargıdan geçen akımı ifade etmektedir. Manyetik akı yoğunluğu;

$$B_t = \frac{\mu_0 N_t I_t}{L_t} \quad (6.12)$$

Toroidal üzerinden geçen manyetik akı ise;

$$\Phi_t = B_t A_t \quad (6.13)$$

Manyetik alan şiddeti ise;

$$H_t = \frac{N_t I_t}{L_t} = \frac{B_t}{\mu_0} \quad (6.14)$$

Yukarıdaki poloidal ve toroidal manyetik alan şiddetlerini vektörel olarak toplarsak $\mathbf{H}_{toplaml} = \mathbf{H}_t + \alpha \mathbf{H}_{pol}$ elde ederiz. α 'nın manyetik alan kayıp oranı olduğunu unutmayalım. Her hangibir transformatörde; $N_{birincil} I_{birincil} = N_{ikincil} I_{ikincil}$ olduğundan $N_{ikincil} = 1$ durumunda, Amper yasası $\sum H L_n = N_{pol} I_{pol}$ için yazılırsa;

$$I_{pol} = \frac{(1 - \alpha) L_n H_{pol}}{N} \quad (6.15)$$

bulunur. Plazma akım yoğunlukları ise poloidal ve toroidal akım yoğunluklarının vektörel toplamı şeklinde ifade edilir. Yani; $\mathbf{J}_p = \mathbf{J}_{pol} + \mathbf{J}_t$ şeklinde yazılır. Burada J_p hücre içersindeki plazmanın toplam akım yoğunluğunu, plazma akımı ise,

$$I_p = J_p \left(\frac{\pi}{4} (c - d)^2 \right) \quad (6.16)$$

Şeklinde verilir.

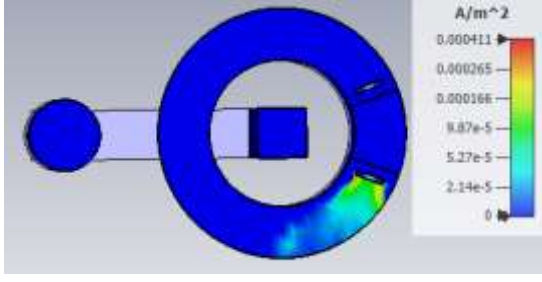
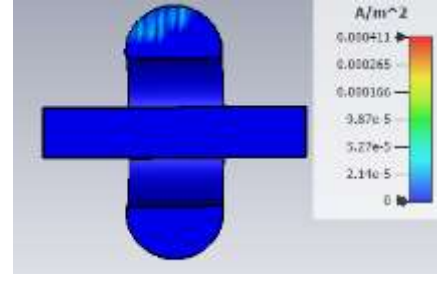
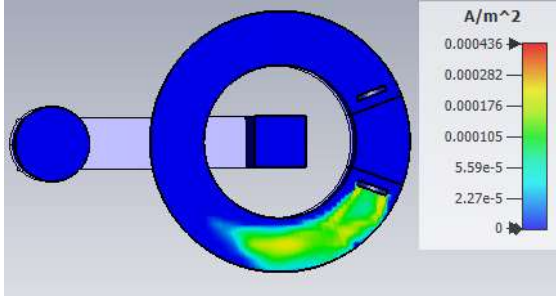
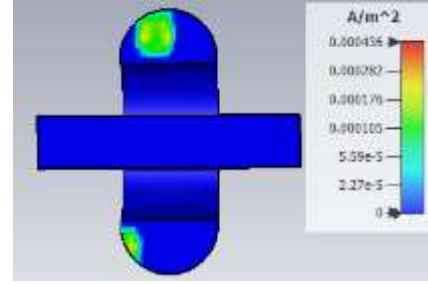
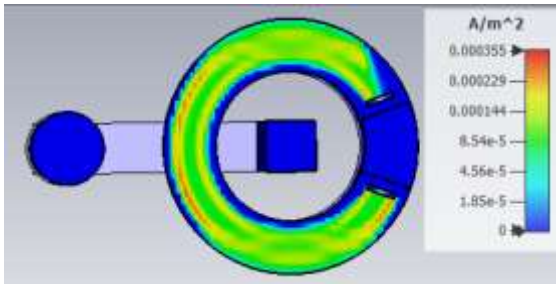
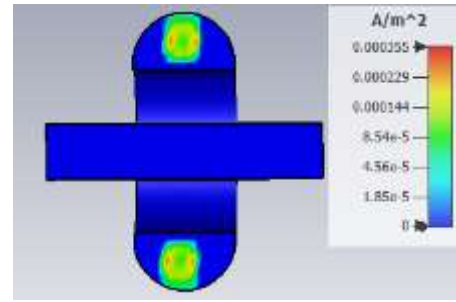
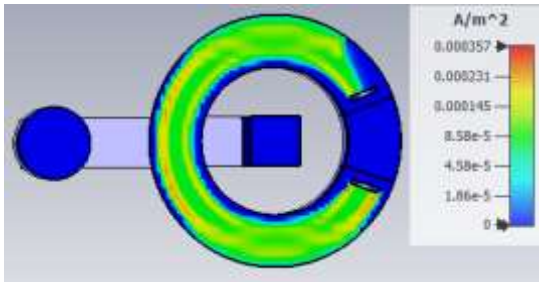
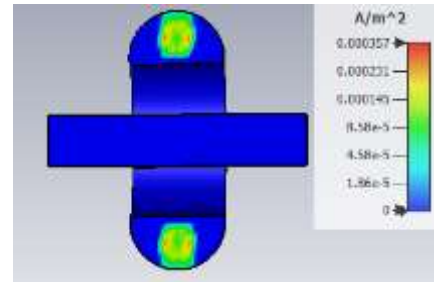
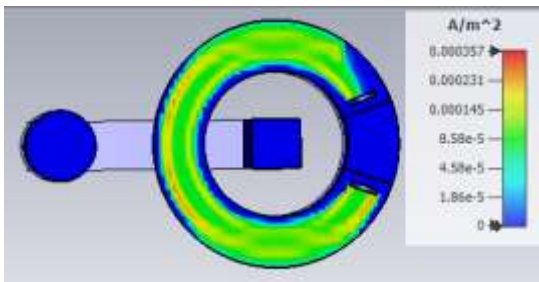
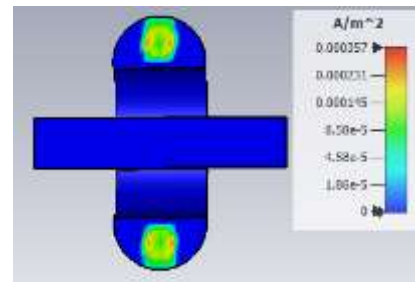
7. DA BESLEMELİ TORUS PLAZMA (DABTP) CİHAZI İLE TEORİK ÇALIŞMALAR

Bu bölümde bilgisayar analizi ile benzetim çalışmalarının üzerinde durulacaktır. Elde edilen optimum değerler sayesinde, deneysel çalışmalar esnasında, daha az sayıda deney yapılması suretiyle, zamandan ve maliyetten tasarruf sağlanmıştır.

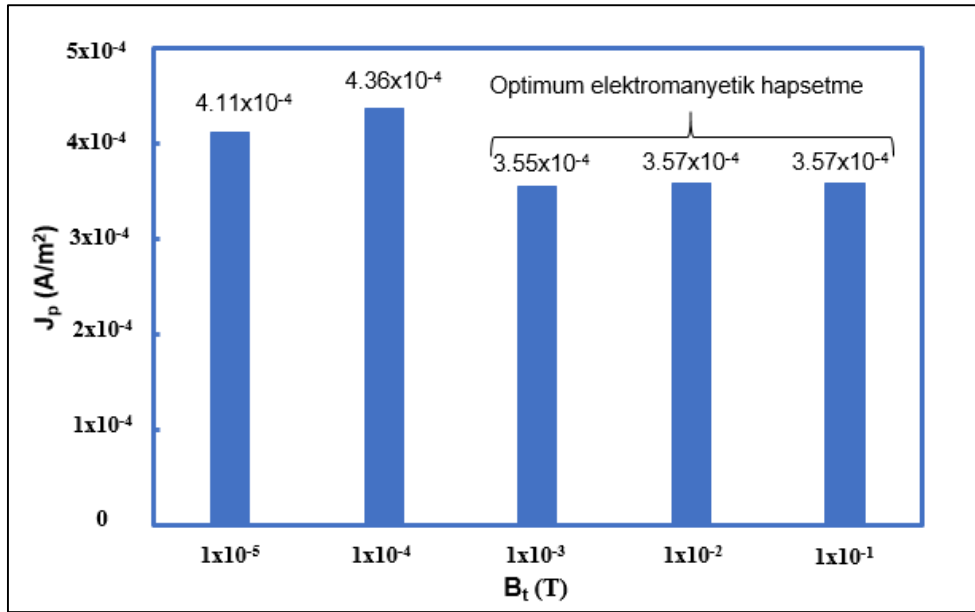
Elektrotlara uygulanan farklı değerlerdeki gerilimler ile poloidal ve toroidal bobin gruplarına uygulanan farklı akım değerlerinde deneyler yapılmasıyla elde edilen DA gaz boşalma verileri Döteryum gazı için gösterilmiştir.

7.1. CST Studio Suite Programı Kullanılarak Elde Edilen Döteryum Gazı için Benzetim Sonuçları

Tungsten malzemedен yapılmış çembersel elektrotlar arası mesafe ise 45cm, Döteryum gazı ile doldurulmuş ve vakum kabının basınç değerleri 1mbar, elektrot gerilimi değiştirmek suretiyle x ve z eksenі üzerinde elde edilen akım yoğunluğu sonuçları bu bölümde listelenmişlerdir. Benzetimler sırasında poloidal ve toroidal sargılara uygulanan farklı değerde akımlar uygulanmıştır. Neticede sisteme uygulanan manyetik alanların, vakum kabı içinde oluşan akım yoğunluğu üzerindeki etkileri araştırılmış olup zamana bağlı olarak parçacık yörüngeleri belirlenmiştir.

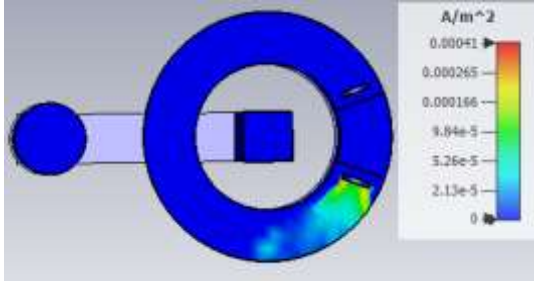
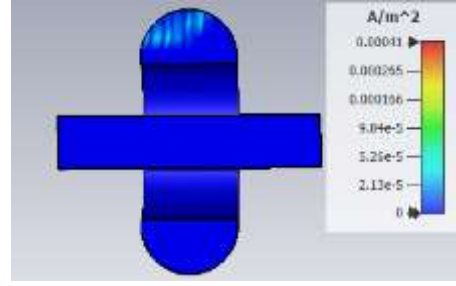
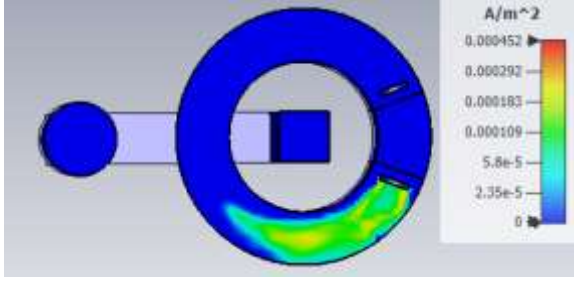
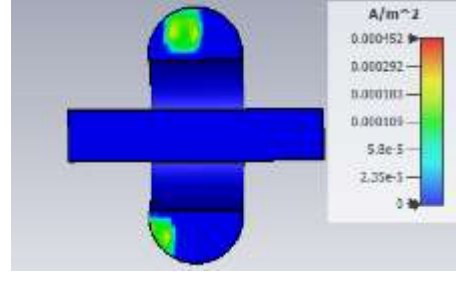
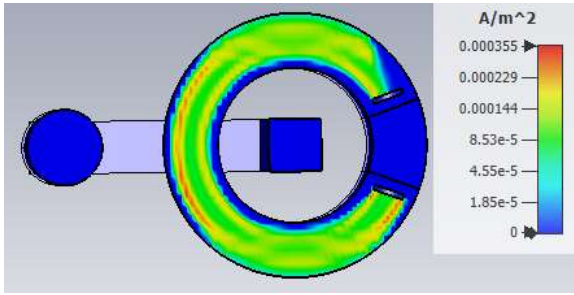
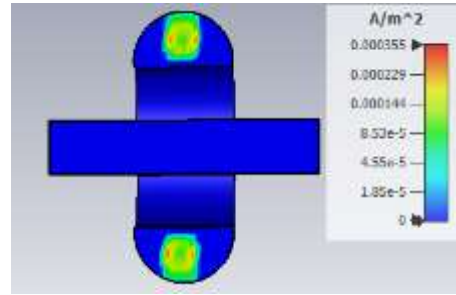
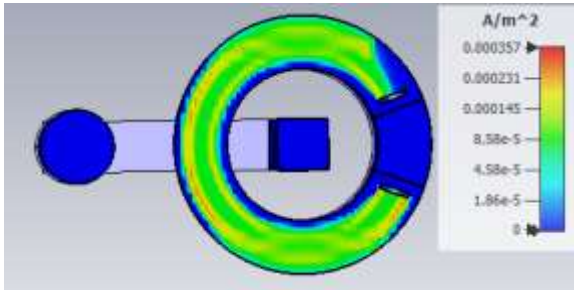
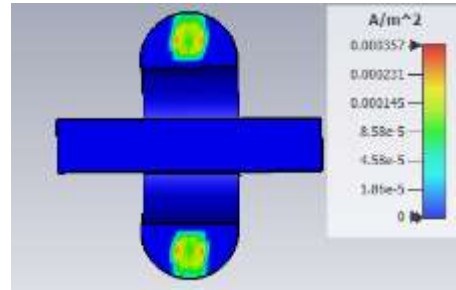
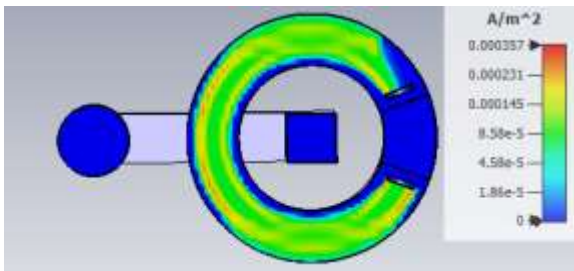
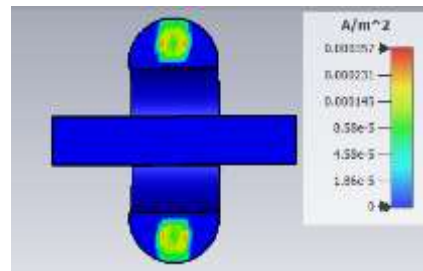
a) $B_r=10^{-5}$ T, z ekseni kesitib) $B_r=10^{-5}$ T, x ekseni kesitic) $B_r=10^{-4}$ T, z ekseni kesitid) $B_r=10^{-4}$ T, x ekseni kesitie) $B_r=10^{-3}$ T, z ekseni kesitif) $B_r=10^{-3}$ T, x ekseni kesitig) $B_r=10^{-2}$ T, z ekseni kesitih) $B_r=10^{-2}$ T, x ekseni kesitii) $B_r=10^{-1}$ T, z ekseni kesitij) $B_r=10^{-1}$ T, x ekseni kesitiŞekil 7.1. $P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-5}$ T, $V_{dc}=-1000$ V için J_p plazma akım yoğunluğu desenleri

Şekil 7.1 döteryum gazı ile doldurulmuş vakum kabı içindeki birim alan başına düşen elektron akısı yoğunluğunun, x ve z eksenlerinin orjin noktasından kesilmesiyle elde edilen yüzey grafiklerini göstermektedir. Şekil 7.1 (a,b)'de görüldüğü gibi elektronların bazı denemelerde henüz anoda ulaşmadığı ve katot çevresinde farklı enerjilerde biriktiği belirgin bir şekilde göstermektedir. Bu durum bilhassa ikincil yayılımın varlığına işaret etmektedir. Katot civarındaki iyonlara elektronlar iş fonksiyonları metalden kopmaya yettiği için yapışmakta ancak yeterli manyetik alan olmadığından silindirik yörüngede hareketini tamamlayamamaktadır. Bunda elbetteki basınç değeri de önemlidir. Şekil 7.1 (c), elektronların henüz anoda ulaşmadığı ancak vakum kabı içerisinde konumlandığını göstermektedir. Şekil 7.1 (d), elektronların vakum kabının alt kısmına doğru hareket ettiğini göstermektedir. Bu hareketin sebebinin toroidal sargılara uygulanan akım yoluyla manyetik alan etkisi ile olduğu görüşündeyiz. Bu durumda toroidal akımın artışının önemi vurgulanmalıdır. Şekil 7.1 (e,g,i), elektronların anoda ulaştığını göstermektedir. Şekil 7.1 (f,h,j), elektronların vakum kabının merkezinde hareket ettiğini göstermektedir. Bu merkeze hareketin toroidal manyetik alanın yeterli olduğu durumlarda rastlamaktayız.

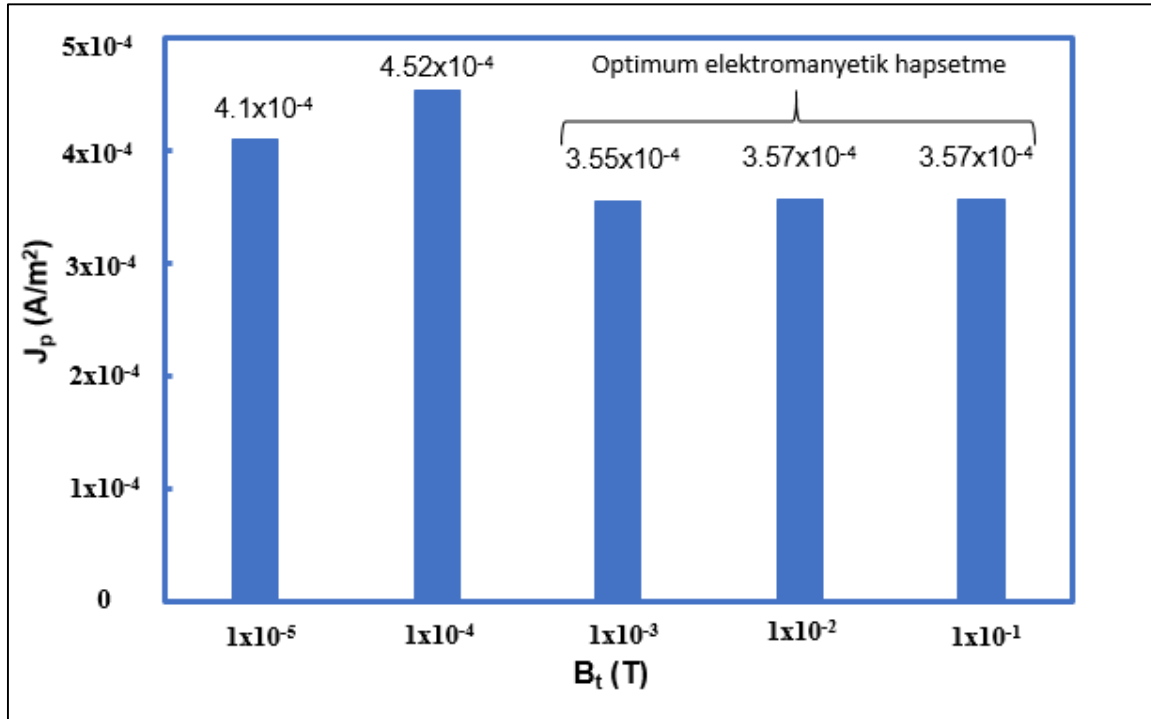


Şekil 7.2. Farklı toroidal manyetik alan değerleri için akım yoğunlukları ($P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-5}$ T, $V_{dc}=-1000$ V)

Şekil 7.2’de döteryumda yapılan benzetimde elde edilen akım yoğunlukları manyetik yoğunluğa bağlı olarak verilmiştir. Şekil 7.2, Şekil 7.1’de oluşan maksimum akım yoğunluğu değerlerini göstermektedir. Oluşan maksimum akım yoğunluğu $4,36 \times 10^{-4}$ A/m² olarak, torodial bobinlere uygulanan 1×10^{-4} T değerinde elde edilmiştir.

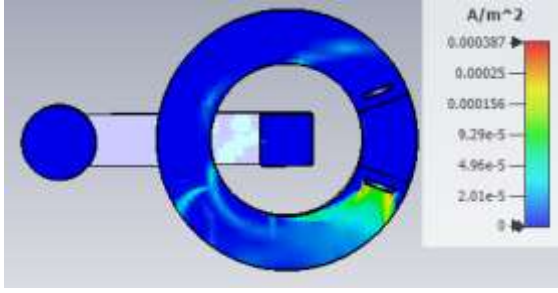
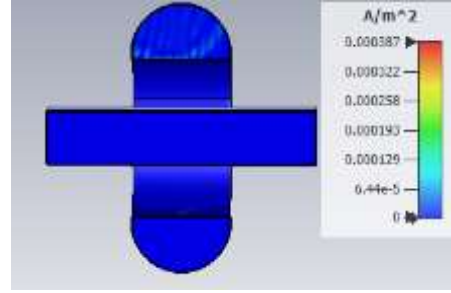
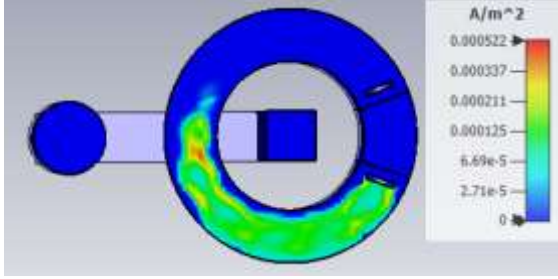
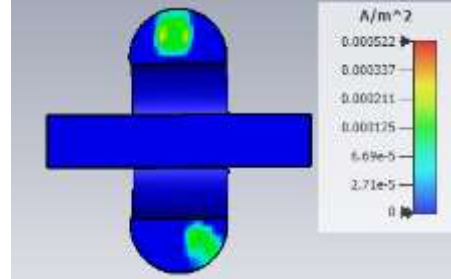
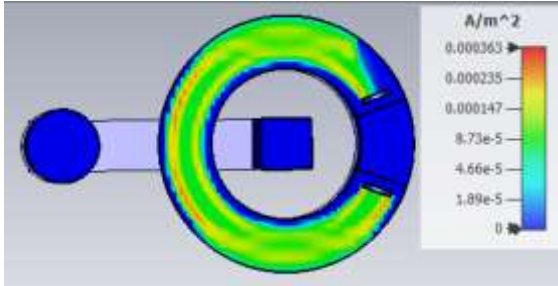
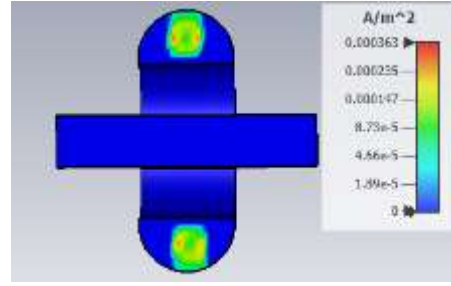
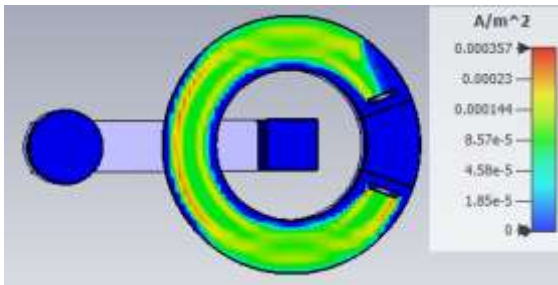
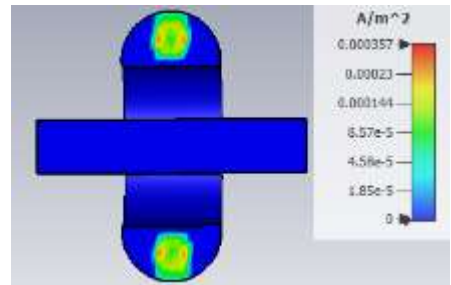
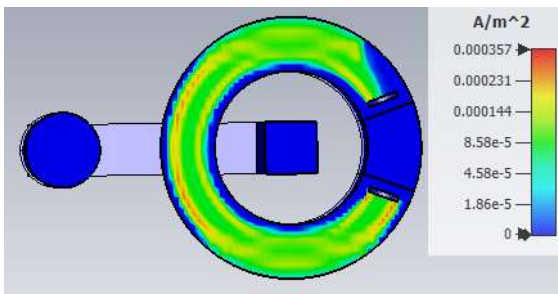
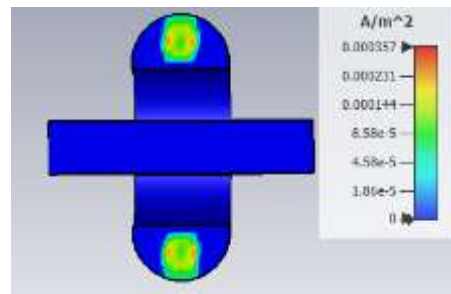
a) $B_t=10^{-5}$ T, z eksen kesitib) $B_t=10^{-5}$ T, x eksen kesitic) $B_t=10^{-4}$ T, z eksen kesitid) $B_t=10^{-4}$ T, x eksen kesitie) $B_t=10^{-3}$ T, z eksen kesitif) $B_t=10^{-3}$ T, x eksen kesitig) $B_t=10^{-2}$ T, z eksen kesitih) $B_t=10^{-2}$ T, x eksen kesitii) $B_t=10^{-1}$ T, z eksen kesitij) $B_t=10^{-1}$ T, x eksen kesitiŞekil 7.3. $P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-4}$ T, $V_{dc}=-1000$ V için J_p plazma akım yoğunluğu desenleri

Şekil 7.3 (a,b)'ye göre iyanizasyonun bölgesel olduğu ve katot çevresinde farklı noktalarda yoğunlaştığını görmekteyiz. Şekil 7.3 (d), düşük manyetik alanda elektronların vakum kabının alt kısmına doğru hareket ettiğini göstermektedir. Aslında elektronların topraklama sebebiyle anoda ulaşmadan cihaz duvarına aktarıldığını gözlemliyoruz. Şekil 7.3 (e,g,i), elektronların anoda ulaşabildiğini tam bir halka şeklindeki akımı göstermektedir. Şekil 7.3 (f,h,j), elektronların vakum kabının merkezinde hareket ettiğini göstermektedir. Bu durum uygun toroidal manyetik alan sağlandığında plazmanın cihazın merkezinde kontrol edilebildiğini kanıtlamaktadır. Toroidal manyetik alanın, bu sebepten plazmanın sıcaklığının, taşıyıcı yoğunluğunun ve ısıma başlangıcı için gerekli enerjinin optimizasyonu için önemli olduğu anlaşılmıştır.

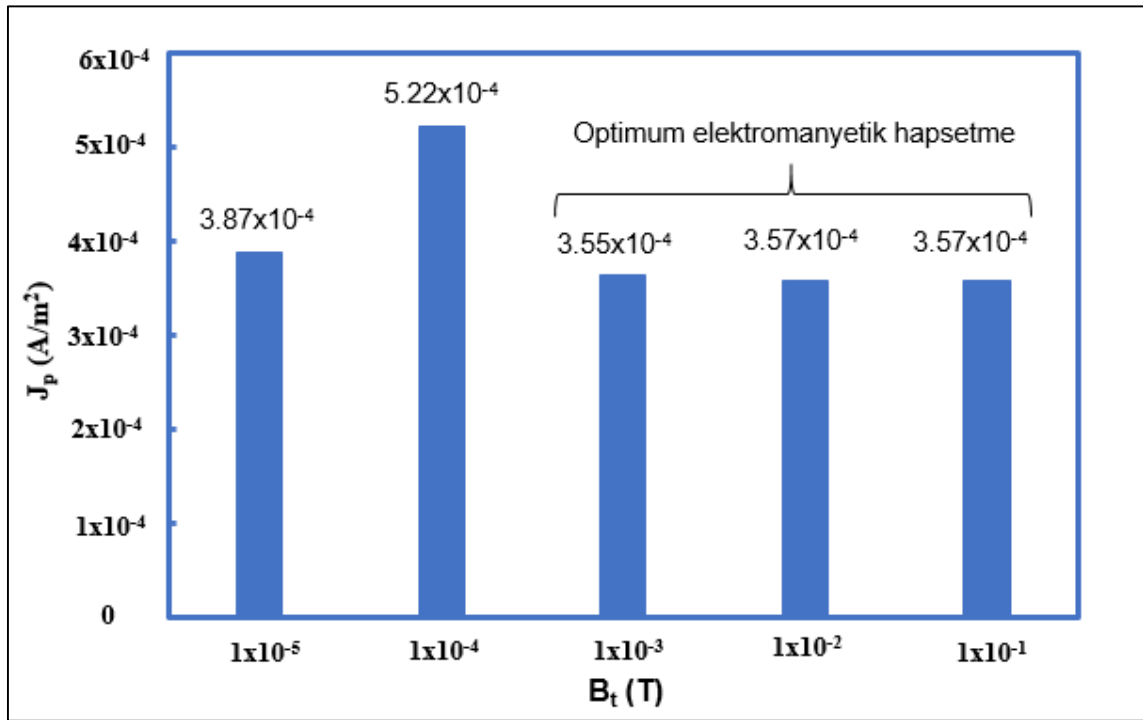


Şekil 7.4. Farklı toroidal manyetik alan değerleri için akım yoğunlukları ($P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-4}$ T, $V_{dc}=-1000$ V)

Şekil 7.4'te döteryumda yapılan benzetimde elde edilen akım yoğunlukları manyetik yoğunluğa bağlı olarak verilmiştir. Şekil 7.4, şekil 7.3'de oluşan maksimum akım yoğunluğu değerlerini göstermektedir. Oluşan maksimum akım yoğunluğu $4,52 \times 10^{-4}$ A/m² olarak, toroidal bobinlere uygulanan 1×10^{-4} T değerinde elde edilmiştir. Şekil 7.2 ile kıyaslandığında her ne kadar 10 katı ölçüde B_p artsada çok fazla değişim J_p 'de görülmemiştir. B_p 'nin değeri arttırıldığında akım yoğunluğunda bazı değerlerde artış görülmektedir.

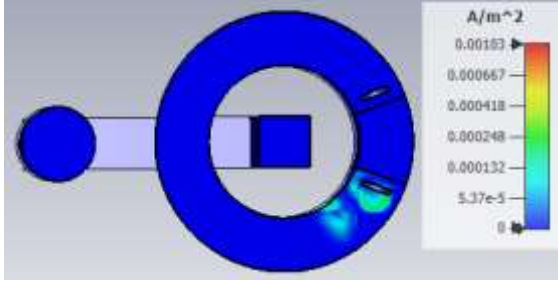
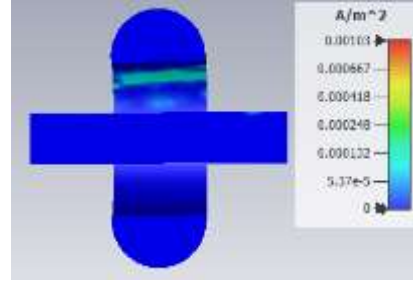
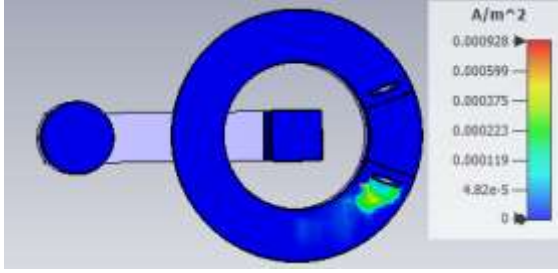
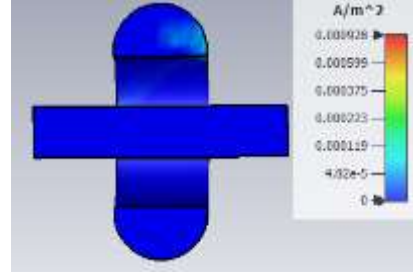
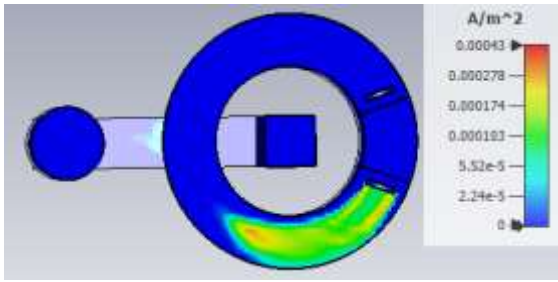
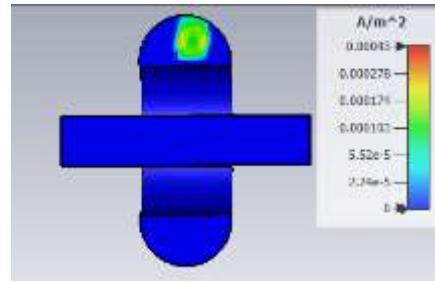
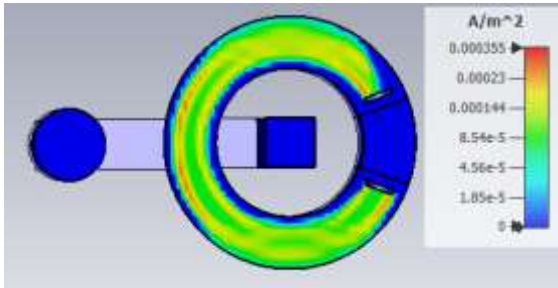
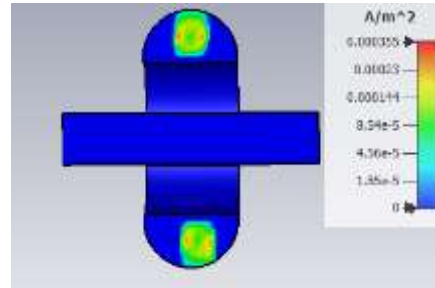
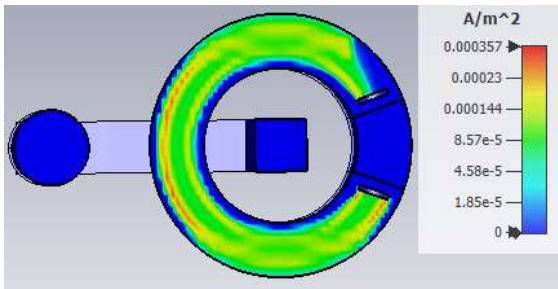
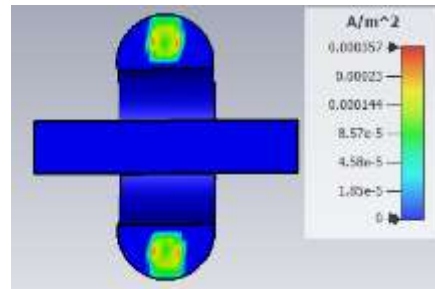
a) $B_t=10^{-5}$ T, z eksen kesitib) $B_t=10^{-5}$ T, x eksen kesitic) $B_t=10^{-4}$ T, z eksen kesitid) $B_t=10^{-4}$ T, x eksen kesitie) $B_t=10^{-3}$ T, z eksen kesitif) $B_t=10^{-3}$ T, x eksen kesitig) $B_t=10^{-2}$ T, z eksen kesitih) $B_t=10^{-2}$ T, x eksen kesitii) $B_t=10^{-1}$ T, z eksen kesitij) $B_t=10^{-1}$ T, x eksen kesitiŞekil 7.5. $P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-3}$ T, $V_{dc}=-1000$ V için J_p plazma akım yoğunluğu desenleri

Şekil 7.5 (a,b,c,d), elektronların önceki benzetimlere benzer biçimde henüz anoda ulaşmadığı durumu göstermektedir. Bu durum akımın hücrenin kenarında son bulduğunu gösteriyor. Nitekim şekil 7.5 (d), elektronların vakum kabının üst kısmına doğru hareket ettiğini göstermektedir. Bu harekete sebep olarak toroidal sargılara uygulanan manyetik alanın B_t ile etkileşimiyle sonuçlandığı söylenebilir. Türbülans içeren sonuçlar bilhassa şekil 7.5 (c)'de oluşan kararsız plazma yapısını ortaya koyuyor. Şekil 7.5 (e,g,i), elektronların anoda ulaştığı durumları göstermektedir. Şekil 7.5 (f,h,j), elektronların vakum kabının merkezinde hareket ettiğini göstermektedir. Bu merkezi hareketin, toroidal manyetik alanın transformatör manyetik alanla bileşenleri bakımından uygun olmasından kaynaklandığını belirtmeliyiz. Zira net alan bu ikisinin vektörel birleşimiyle elde edilmektedir. Optimum değerlerde türbülans yapısının azaldığı açıkça görülmektedir.

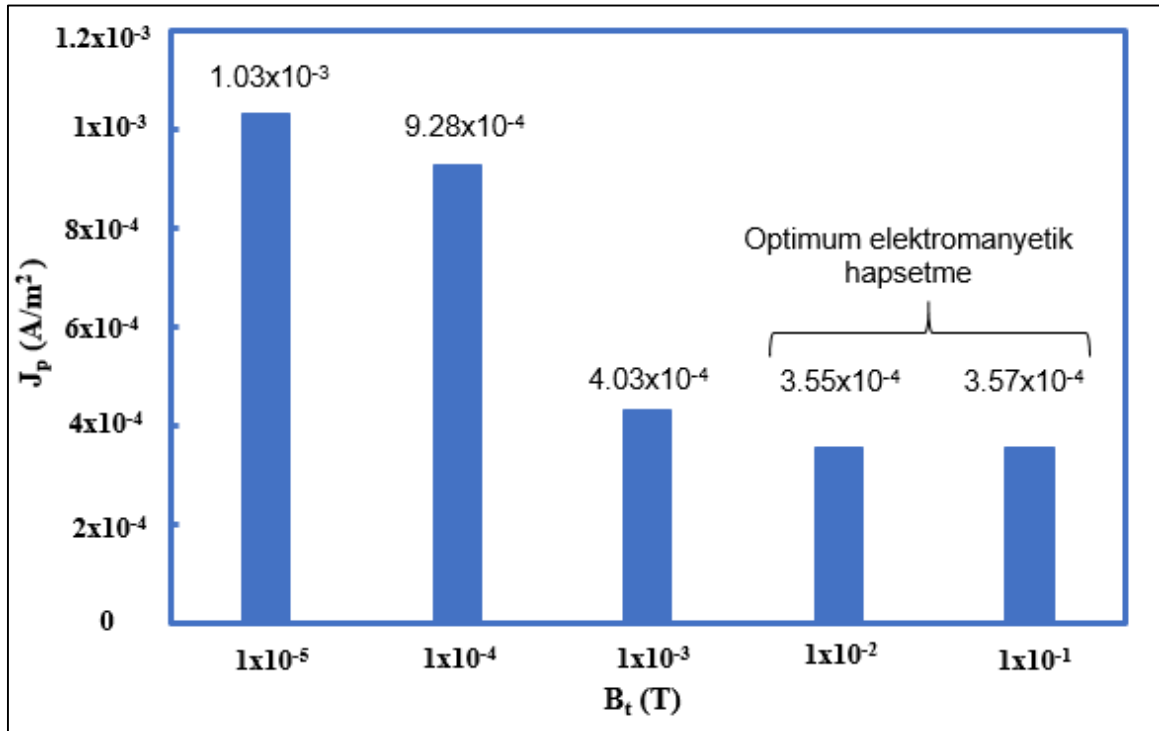


Şekil 7.6. Farklı toroidal manyetik alan değerleri için akım yoğunlukları ($P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-3}$ T, $V_{dc}=-1000$ V)

Şekil 7.6'da görülen akım yoğunluğu değerleri diğer deneysel değerlerde oluşan akım yoğunluğu değerlerine göre bazı değerlerde yüksek genelde ise eşit çıkmıştır. Oluşan maksimum akım yoğunluğu $5,22 \times 10^{-4}$ A/m² olarak, torodial bobinlere uygulanan 1×10^{-4} T değerinde elde edilmiştir. Akımın yoğunlaştığı Şekil 7.7 (a,b,c,d)'de daha yüksek yoğunluğa ulaşılmasının sebebi küçük hacimde çok fazla elektron bulundurmasıdır.

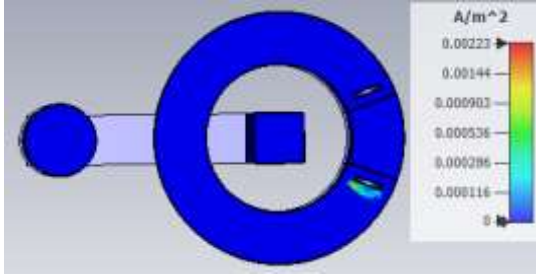
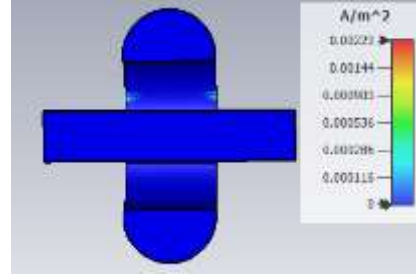
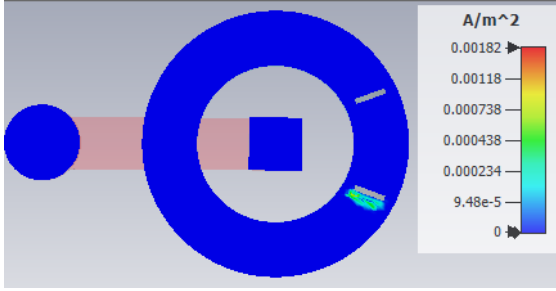
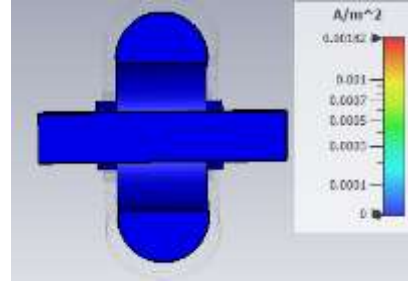
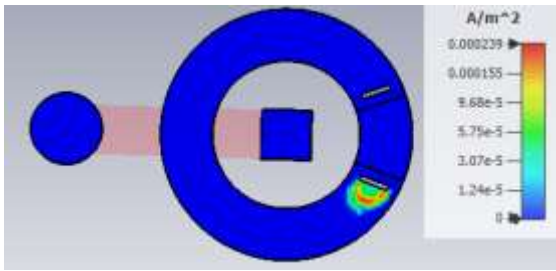
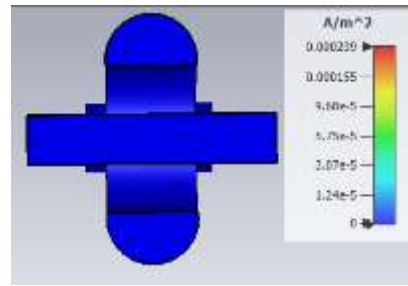
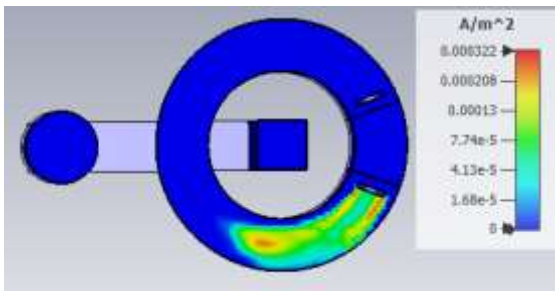
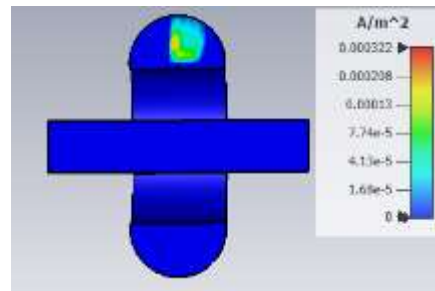
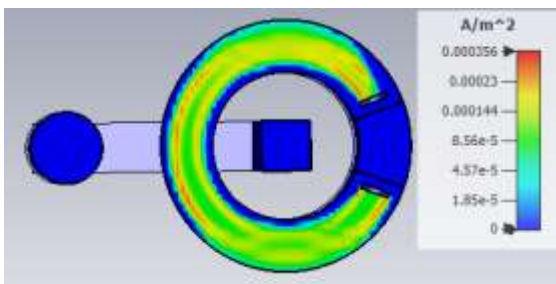
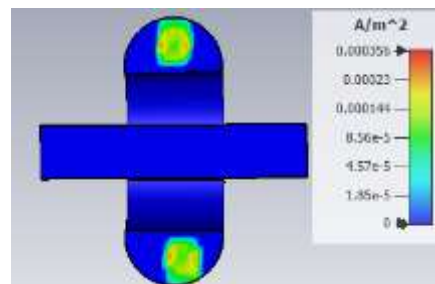
a) $B_t=10^{-5}$ T, z eksen kesitib) $B_t=10^{-5}$ T, x eksen kesitic) $B_t=10^{-4}$ T, z eksen kesitid) $B_t=10^{-4}$ T, x eksen kesitie) $B_t=10^{-3}$ T, z eksen kesitif) $B_t=10^{-3}$ T, x eksen kesitig) $B_t=10^{-2}$ T, z eksen kesitih) $B_t=10^{-2}$ T, x eksen kesitii) $B_t=10^{-1}$ T, z eksen kesitij) $B_t=10^{-1}$ T, x eksen kesitiŞekil 7.7. $P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-2}$ T, $V_{dc}=-1000$ V için J_p plazma akım yoğunluğu desenleri

Şekil 7.7 (a,b,c,d) de elektronların yerel yoğunluğu artmış ve hücre duvarında yok olmuştur. Bu durumda kötü bir elektromanyetik hapsedme gözlenmiştir. Ancak toroidal alanın artmasıyla Şekil 7.7 (e,g,i)'de görüldüğü gibi elektromanyetik hapsedme sağlanmıştır. Bu hareketin sebebinin toroidal sargılara uygulanan manyetik alanın düşük olmasıdır. Şekil 7.7 (f,h,j), elektronların vakum kabının merkezine odaklandığı güzel bir hapsedme ortamı sağlanmıştır. Bu merkezi hareketin toroidal manyetik alanın optimizasyonu ile sağlandığı görülmüyor.

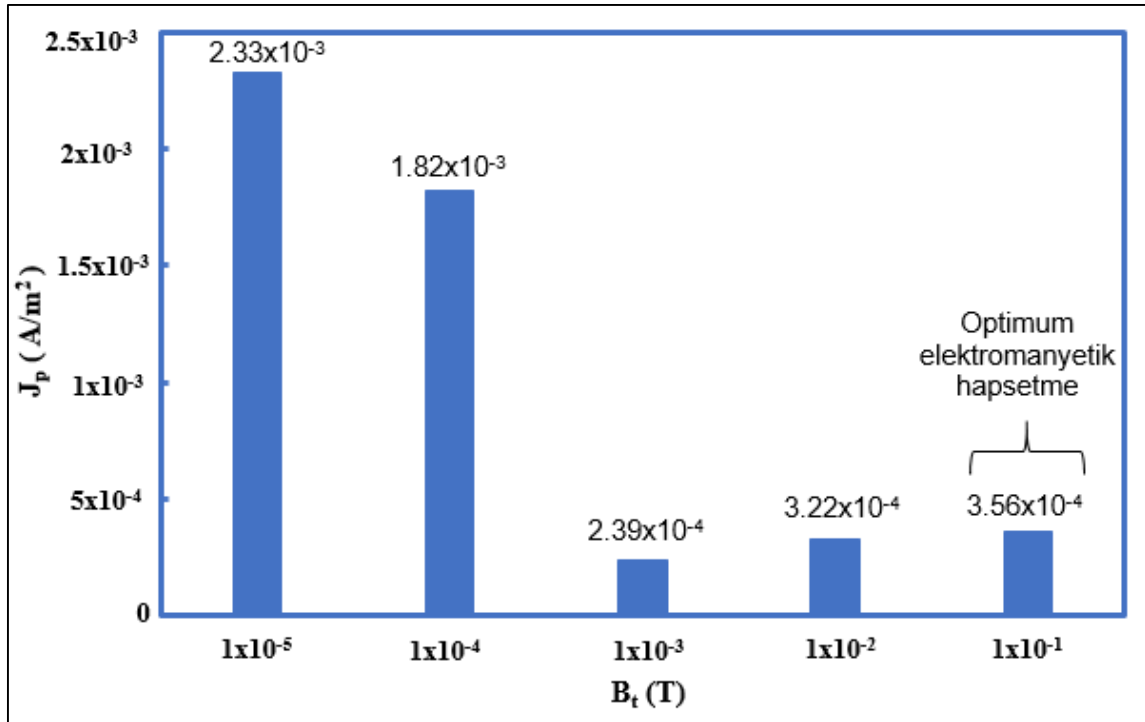


Şekil 7.8. Farklı toroidal manyetik alan değerleri için akım yoğunlukları ($P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-2}$ T, $V_{dc}=-1000$ V)

Şekil 7.8, Şekil 7.7'deki akım yoğunluklarını bir arada göstermektedir. Akım yoğunluğu $1,03 \times 10^{-3}$ A/m² olarak, torodial bobinlere uygulanan 1×10^{-5} T değerinde maksimum elde edilmiştir. Şekil 7.6 ile karşılaştırıldığında, B_p 'nin değeri arttırıldığında akım yoğunluğunda bazı değerlerde artış görülmektedir.

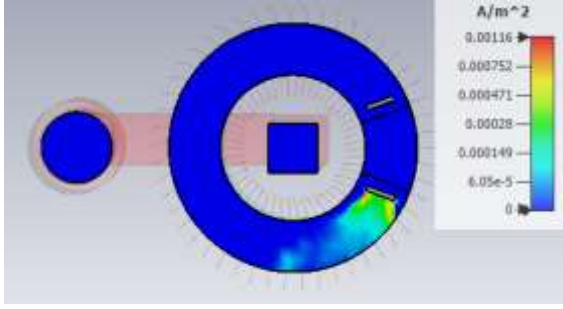
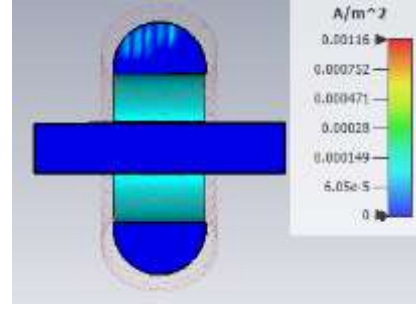
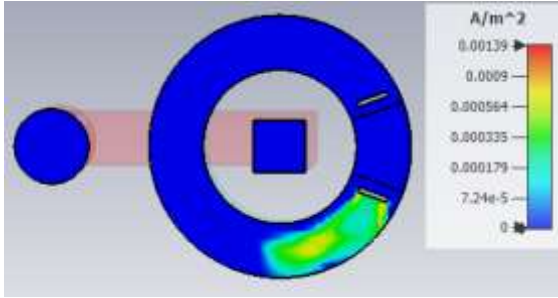
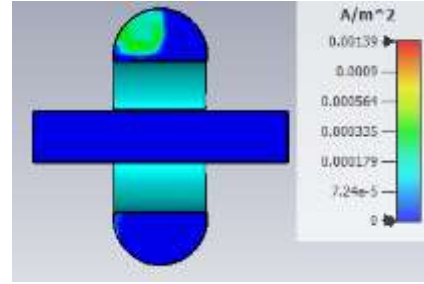
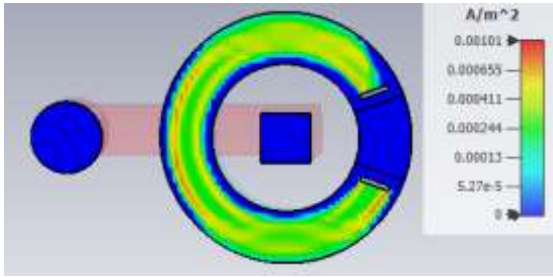
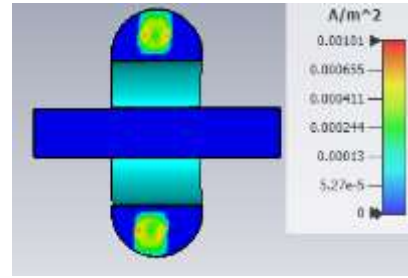
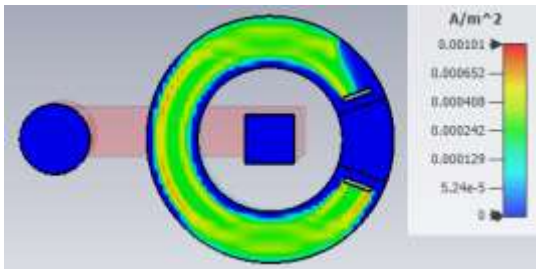
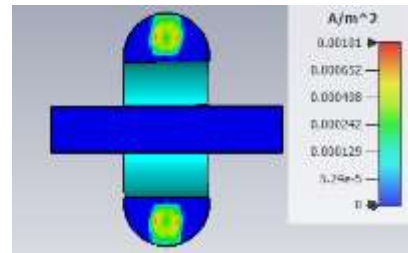
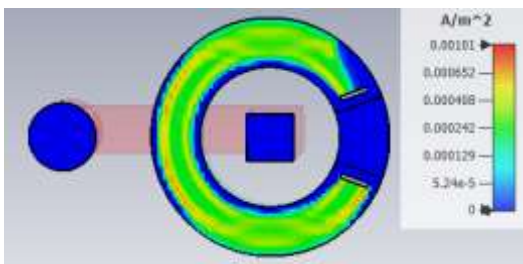
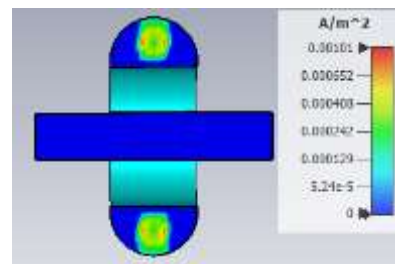
a) $B_t=10^{-5}$ T, z ekseni kesitib) $B_t=10^{-5}$ T, x ekseni kesitic) $B_t=10^{-4}$ T, z ekseni kesitid) $B_t=10^{-4}$ T, x ekseni kesitie) $B_t=10^{-3}$ T, z ekseni kesitif) $B_t=10^{-3}$ T, x ekseni kesitig) $B_t=10^{-2}$ T, z ekseni kesitih) $B_t=10^{-2}$ T, x ekseni kesitii) $B_t=10^{-1}$ T, z ekseni kesitij) $B_t=10^{-1}$ T, x ekseni kesitiŞekil 7.9. $P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-1}$ T, $V_{dc}=-1000$ V için J_p plazma akım yoğunluğu desenleri

Şekil 7.9 (a,b,c,d,e,f) de elektronların hücre çeperine çarptığı görülmektedir. Şekil 7.9 (g,i)'da ise elektronların anoda ulaştığı rahatlıkla görülmektedir. Şekil 7.9 (h,j), elektronların vakum hücre merkezine hareket ettiğini ve iyi bir hapsetme sağlandığını ispatlamaktadır. Bu merkezi hareketin yine yeterli toroidal manyetik alan büyüklüğünden kaynaklandığını söyleyebiliriz. Diğer bir husus da poloidal alanın ne kadar arttırılırsa, optimum hapsetme için toroidal bir alanın muhakkak gerekli olmasıdır. Zira yüklü parçacıkların yönünü önemli ölçüde toroidal alan etkilemektedir. Poloidal alan arttıkça hücredeki elektrik alan güçlenmekte ancak bu durum hapsetme açısından istenen hapsetme koşullarını oluşturamamaktadır.

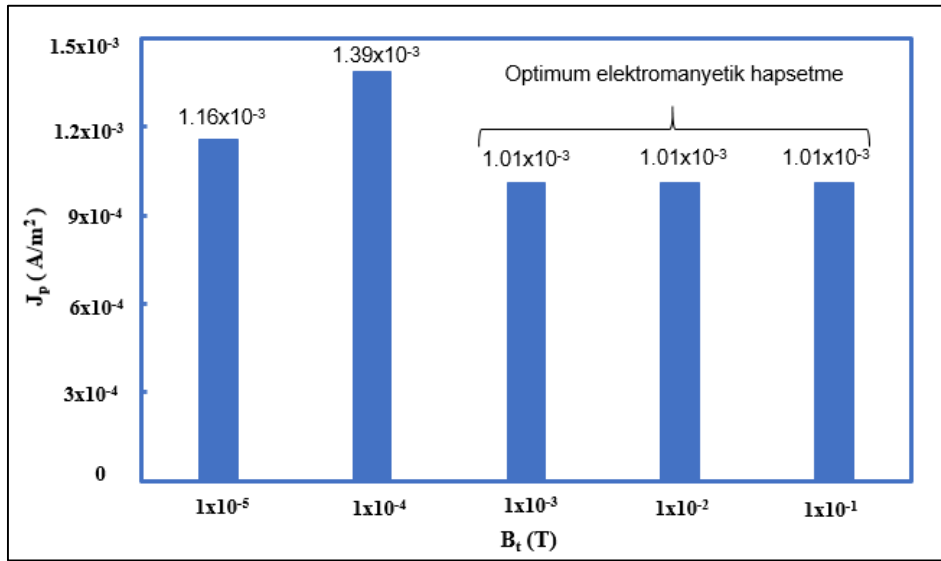


Şekil 7.10. Farklı toroidal manyetik alan değerleri için akım yoğunlukları ($P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-1}$ T, $V_{dc}=-1000$ V)

Şekil 7.10, Şekil 7.9'da oluşan plazma akım yoğunluğu değerlerini göstermektedir. Oluşan maksimum akım yoğunluğu $2,23 \times 10^{-3}$ A/m² olarak, torodial bobinlere uygulanan 1×10^{-5} T değerinde elde edilmiştir. Şekil 7.8 ile karşılaştırıldığında, B_p 'nin değeri arttırıldığında akım yoğunluğunda artış görülmektedir. Diğer önemli husus da elektromanyetik hapsetmenin $B_t=10^{-1}$ T için elde edilmiş olması diğer değerlerde hücre duvarına yüklü parçacıkların istenmeyen biçimde yönlendirilmesidir.

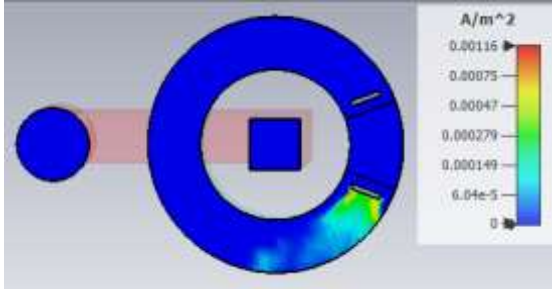
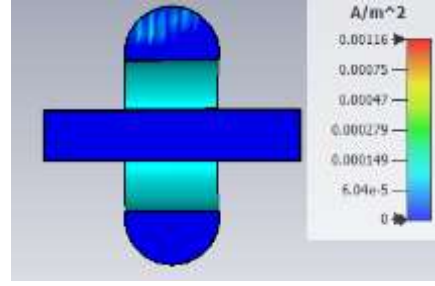
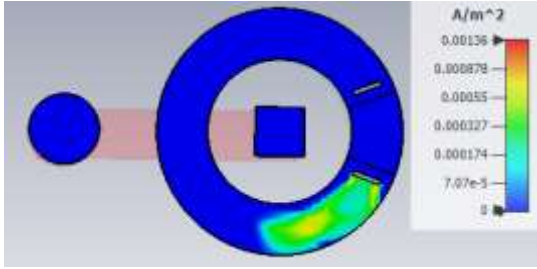
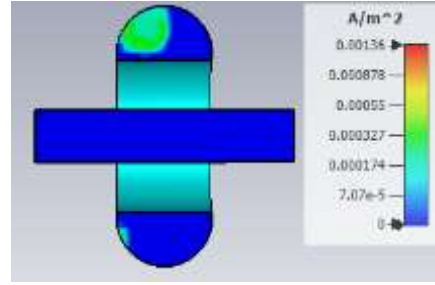
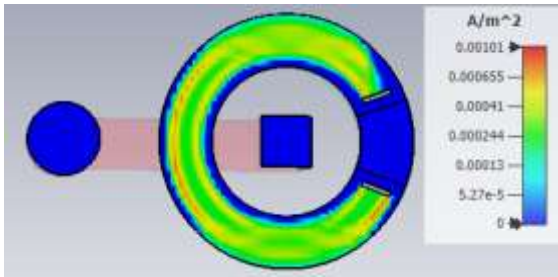
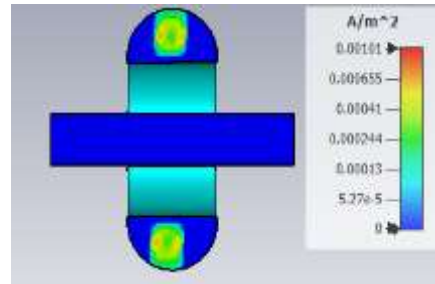
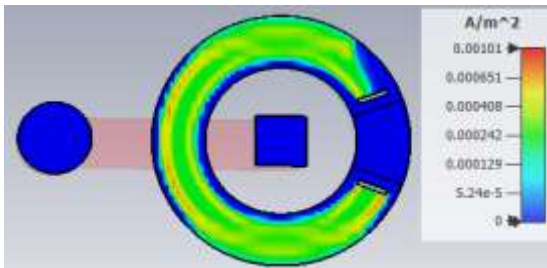
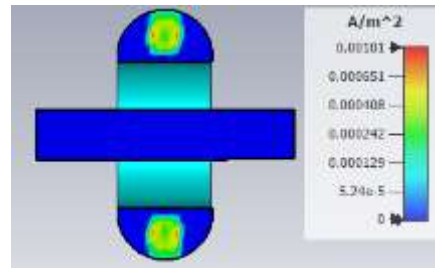
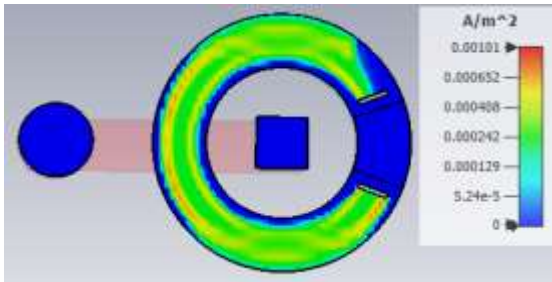
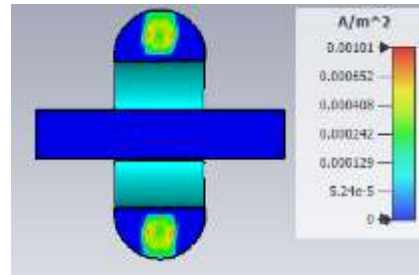
a) $B_t=10^{-5}$ T, z ekseni kesitib) $B_t=10^{-5}$ T, x ekseni kesitic) $B_t=10^{-4}$ T, z ekseni kesitid) $B_t=10^{-4}$ T, x ekseni kesitie) $B_t=10^{-3}$ T, z ekseni kesitif) $B_t=10^{-3}$ T, x ekseni kesitig) $B_t=10^{-2}$ T, z ekseni kesitih) $B_t=10^{-2}$ T, x ekseni kesitii) $B_t=10^{-1}$ T, z ekseni kesitij) $B_t=10^{-1}$ T, x ekseni kesitiŞekil 7.11. $P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-5}$ T, $V_{dc}=-2000$ V için J_p plazma akım yoğunluğu desenleri

Şekil 7.11 döteryum gazı ile doldurulmuş vakum hücre içindeki birim alan başına akım yoğunluğunu, x ve z eksenlerinin orjin noktasından kesilmesiyle elde edilen yüzey grafiklerini göstermektedir. Şekil 7.11 (a,b,c,d), elektronların hücre çeperiyle etkileştiği bundan dolayı anoda ulaşamadığı görülmüştür. Şekil 7.11 (d), elektronların vakum hücrenin alt kısmına doğru hareket ettiğini göstermektedir. Şekil 7.11 (e,g,i) ise elektronların elektrotlar arasında tam devir yaptığını gösterdiği durumdur. Şekil 7.11 (f,h,j), elektronların vakum hücrenin merkezinde hareket ettiğini göstermektedir. Bu durumda elektromanyetik hapsedme için temel şartların oluştuğu görülmüştür. Önceki B_p değeriyle kıyaslandığında bu küçük değer altında (yaklaşık 10^{-4} kat) daha düşük B_t değerinde optimum hapsedme elde edilmiştir. Burda DA gerilimin daha yüksek olması da etkili olmuştur. 10^{-3} T'lık toroidal alanın üstünde plazma akım yoğunluğu sabit kalmakta olup kararlılık için önemli bir değeri vermiştir.

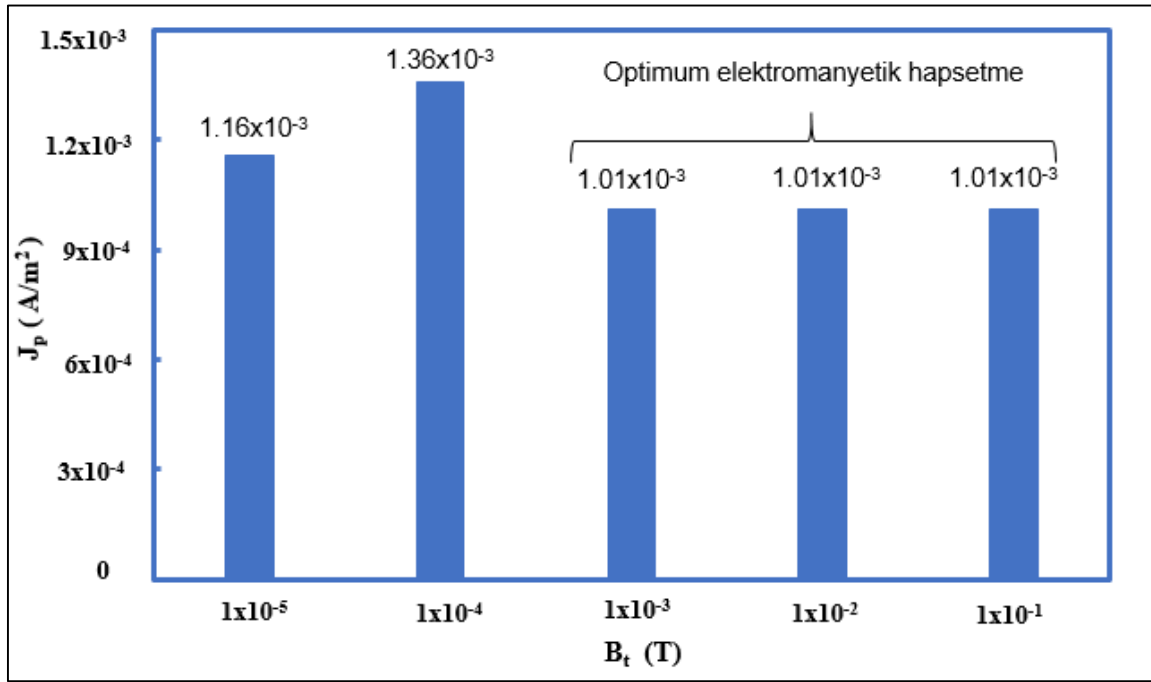


Şekil 7.12. Farklı toroidal manyetik alan değerleri için akım yoğunlukları ($P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-5}$ T, $V_{dc}=-2000$ V)

Şekil 7.12, Şekil 7.11'de oluşan maksimum akım yoğunluğu değerlerini göstermektedir. Oluşan maksimum akım yoğunluğu $1,39 \times 10^{-3}$ A/m² olarak, torodial bobinlere uygulanan 1×10^{-4} T değerinde elde edilmiştir. Şekil 7.2 ile karşılaştırıldığında yoğunlukta artış olduğu görülmektedir. Bu artışın sebebi elektrotlara uygulanan gerilimden kaynaklanmaktadır. Dolayısıyla DA beslemenin TOKAMAK için uygulamada çok önemli sonuçları olduğu buradan anlaşılmaktadır. Zira plazma akımı artması elektromanyetik hapsedmede önemli bir parametredir ve optimizasyon için önemli bir aşamadır. Besleme geriliminin iki kat artması sonuçta plazma akım yoğunluğunu yaklaşık 10 kat artırmıştır.

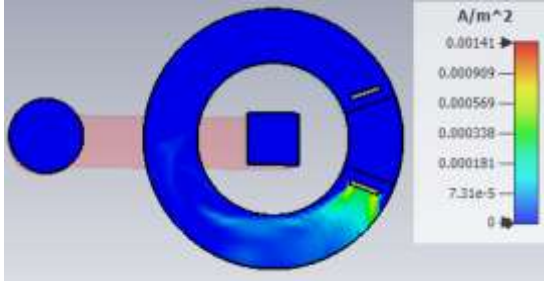
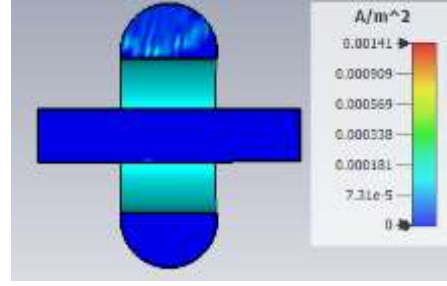
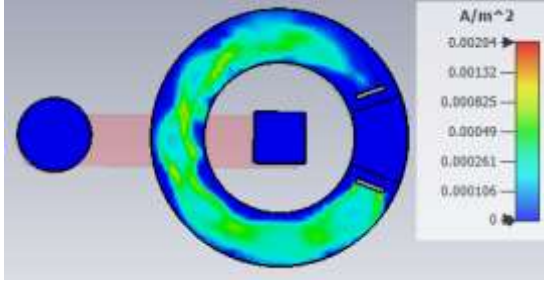
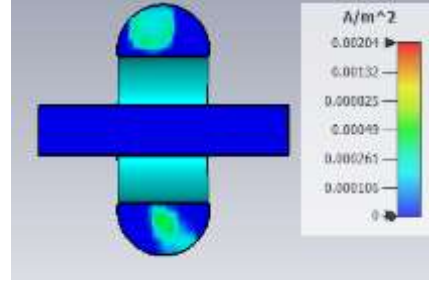
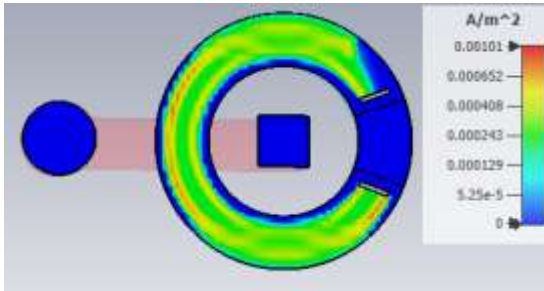
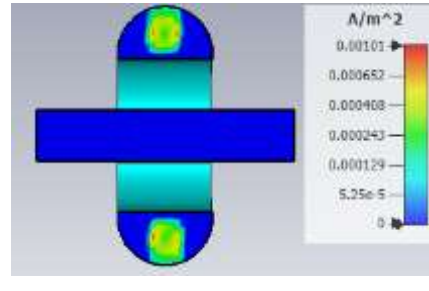
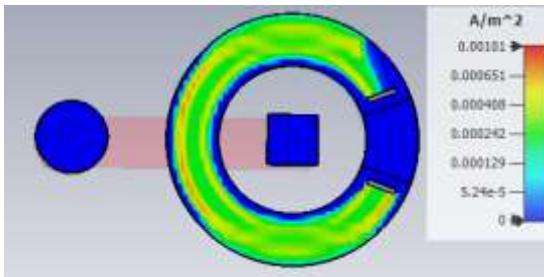
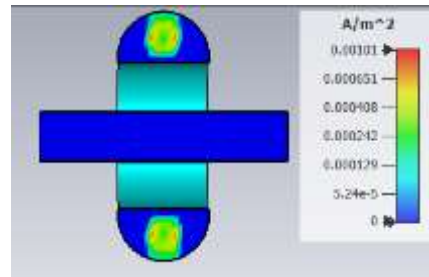
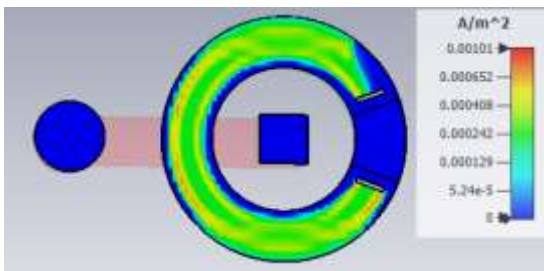
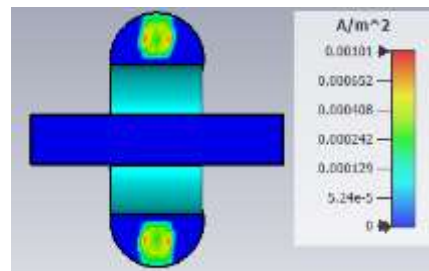
a) $B_t=10^{-5}$ T, z ekseni kesitib) $B_t=10^{-5}$ T, x ekseni kesitic) $B_t=10^{-4}$ T, z ekseni kesitid) $B_t=10^{-4}$ T, x ekseni kesitie) $B_t=10^{-3}$ T, z ekseni kesitif) $B_t=10^{-3}$ T, x ekseni kesitig) $B_t=10^{-2}$ T, z ekseni kesitih) $B_t=10^{-2}$ T, x ekseni kesitii) $B_t=10^{-1}$ T, z ekseni kesitij) $B_t=10^{-1}$ T, x ekseni kesitiŞekil 7.13. $P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-4}$ T, $V_{dc}=-2000$ V için J_p plazma akım yoğunluğu desenleri

Şekil 7.13 (a,b,c,d) elektronların henüz anoda ulaşmadığı ancak vakum kabı içerisinde konumlandığını göstermektedir. Şekil 7.13 (d), elektronların vakum kabının alt kısmına doğru hareket ettiğini göstermektedir. Toroidal sargılara uygulanan manyetik alanın küçüklüğünün buna sebep olduğunu düşünmekteyiz. Şekil 7.13 (e,g,i), elektronların anoda ulaştığını göstermektedir. Şekil 7.13 (f,h,j), elektronların vakum kabının merkezinde hareket ettiğini göstermektedir. Bu merkezi hareketin toroidal manyetik alanın etkisiyle olduğu görüşündeyiz.

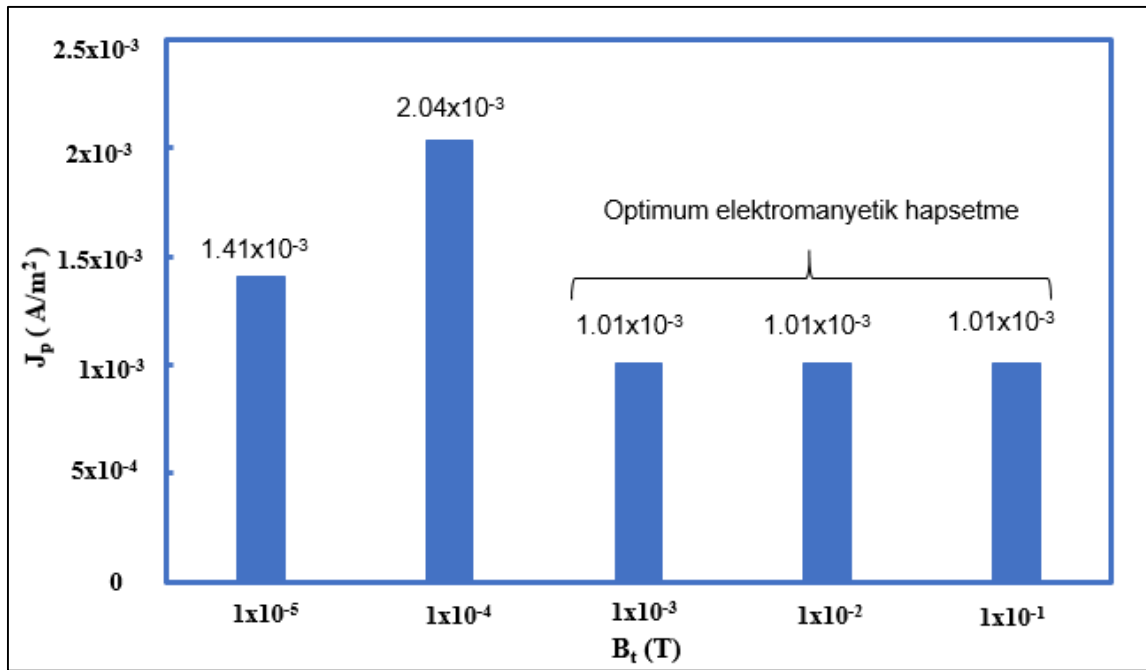


Şekil 7.14. Farklı toroidal manyetik alan değerleri için akım yoğunlukları ($P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-4}$ T, $V_{dc}=-2000$ V)

Şekil 7.14, Şekil 7.13’de oluşan maksimum akım yoğunluğu değerlerini göstermektedir. Oluşan maksimum akım yoğunluğu $1,36 \times 10^{-3}$ A/m² uygulanan $B_t=1 \times 10^{-4}$ T değerinde elde edilmiştir. Şekil 7.4 ile karşılaştırıldığında yoğunlukta artış olduğu görülmektedir. Bu artışın sebebi elektrotlara uygulanan gerilim artışından kaynaklanmaktadır. Optimum hapsedme yine düşük B_p değerindekiyle aynı akım yoğunluğunda elde edilmiş olup 10^{-3} A/m² bulunmuştur.

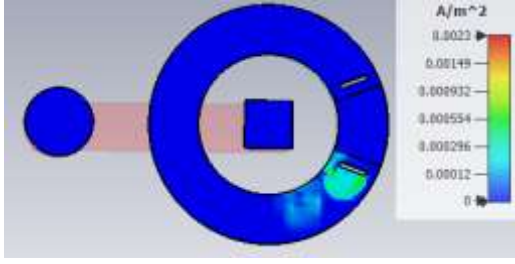
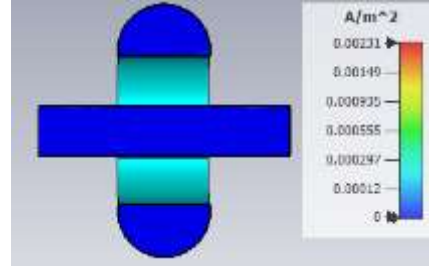
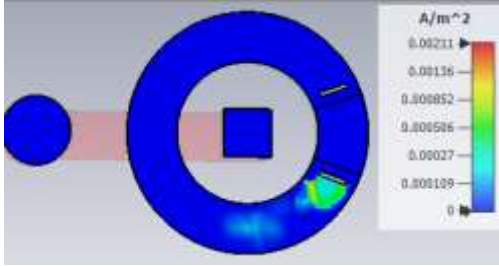
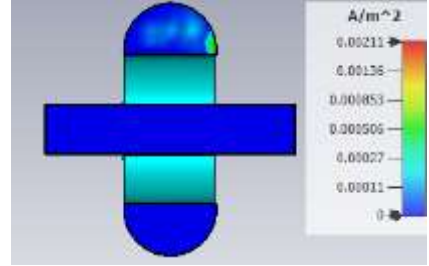
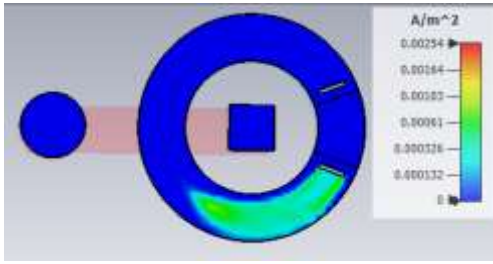
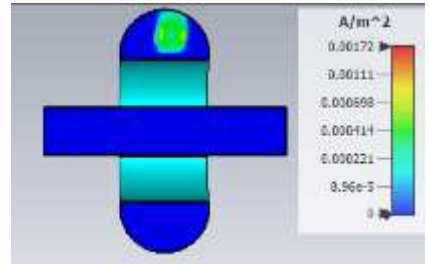
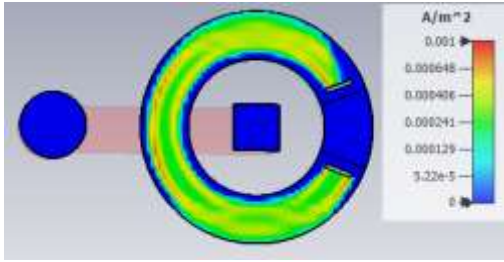
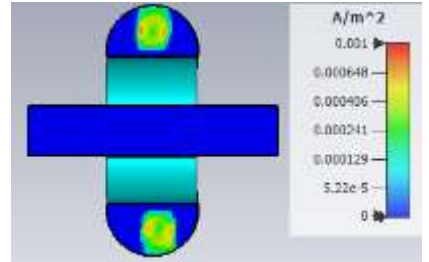
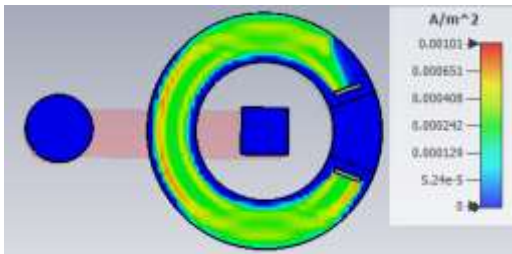
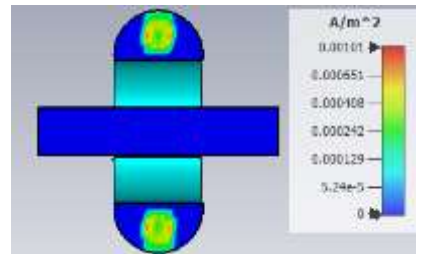
a) $B_t=10^{-5}$ T, z ekseni kesitib) $B_t=10^{-5}$ T, x ekseni kesitic) $B_t=10^{-4}$ T, z ekseni kesitid) $B_t=10^{-4}$ T, x ekseni kesitie) $B_t=10^{-3}$ T, z ekseni kesitif) $B_t=10^{-3}$ T, x ekseni kesitig) $B_t=10^{-2}$ T, z ekseni kesitih) $B_t=10^{-2}$ T, x ekseni kesitii) $B_t=10^{-1}$ T, z ekseni kesitij) $B_t=10^{-1}$ T, x ekseni kesitiŞekil 7.15. $P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-3}$ T, $V_{dc}=-2000$ V için J_p plazma akım yoğunluğu desenleri

Şekil 7.15 (a, b, c, d), elektronların henüz anoda ulaşmadığı ancak yalıtkan vakum kabının içinde farklı enerji değerlerinde saçıldığı görülmektedir. Şekil 7.15 (d), elektronların vakum kabının alt kısmından üst kısmına doğru hareket ettiğini göstermektedir. Önceki bulgularla da aynı özelliği göstermektedir. Şekil 7.15 (e,g,i), elektronların anoda ulaştığını göstermektedir. Şekil 7.15 (f,h,j), elektronların vakum kabının merkezinde hareket ettiğini göstermektedir. Optimum hapsedme yine $J_p=1,01 \times 10^{-3} \text{ A/m}^2$ değerini vermekte ve 10^{-3} T 'nin üstündeki toroidal alanlarda sabit kalmaktadır. Bu durumda bu parametreler için B_p 'nin artışının bir değişiklik oluşturmadığını görmüş oluyoruz.

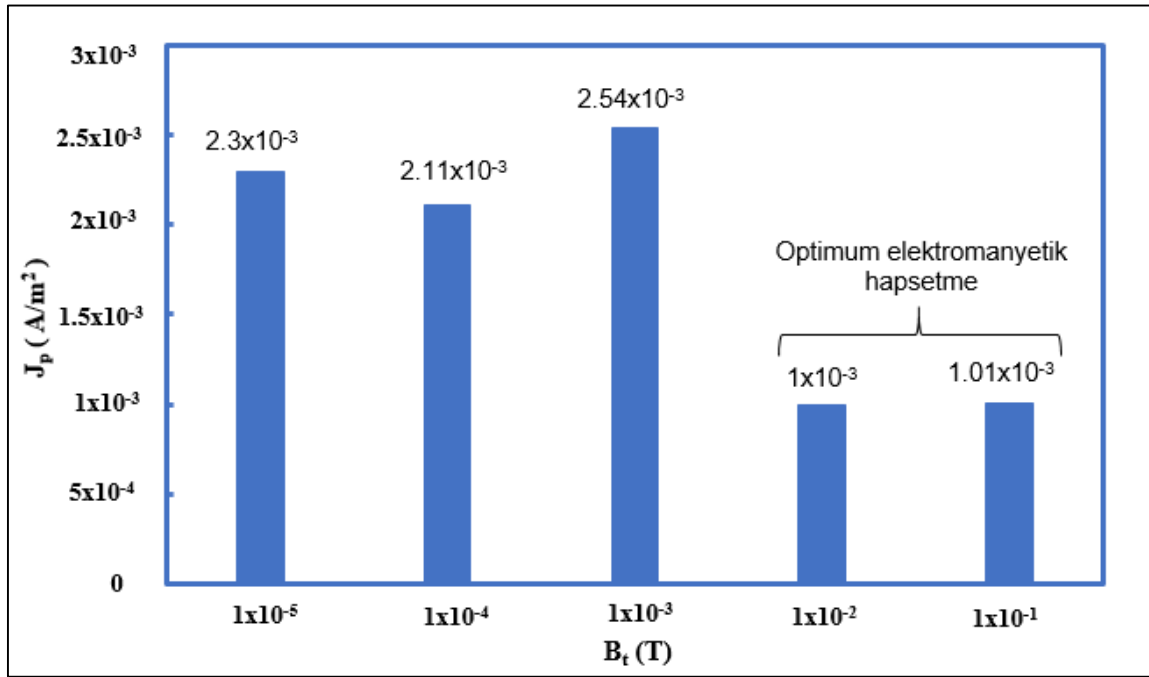


Şekil 7.16. Farklı toroidal manyetik alan değerleri için akım yoğunlukları ($P=1 \text{ mbar}$, $B_p=8,4 \times 10^{-3} \text{ T}$, $V_{dc}=-2000 \text{ V}$)

Şekil 7.16, Şekil 7.15'te oluşan maksimum akım yoğunluğu değerlerini göstermektedir. Oluşan maksimum akım yoğunluğu $2,04 \times 10^{-3} \text{ A/m}^2$ olarak, torodial alanın $1 \times 10^{-3} \text{ T}$ değerinde elde edilmiştir. Şekil 7.6 ile karşılaştırıldığında elektrotlara uygulanan gerilimin etkisiyle yoğunlukta artış olduğu görülmektedir.

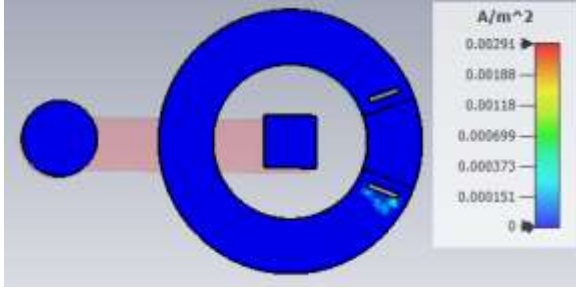
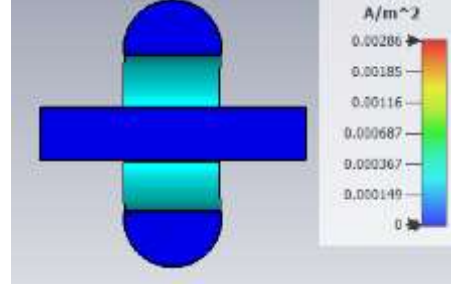
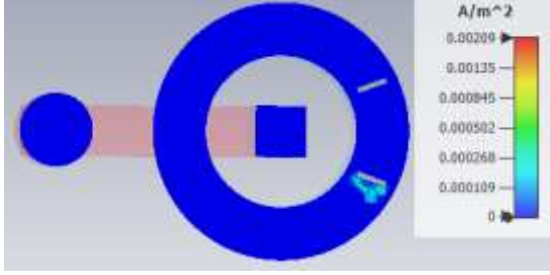
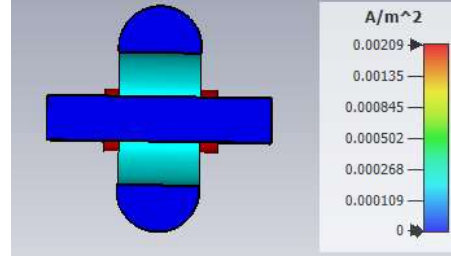
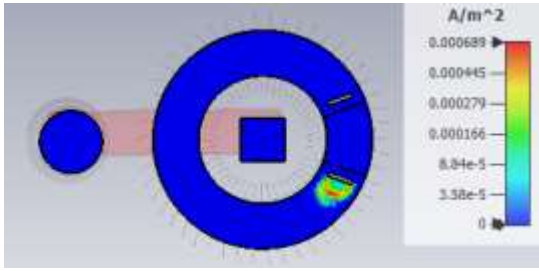
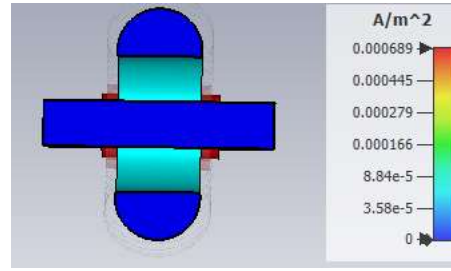
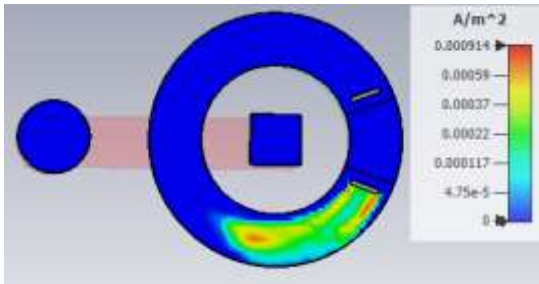
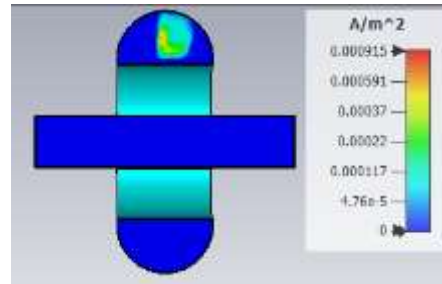
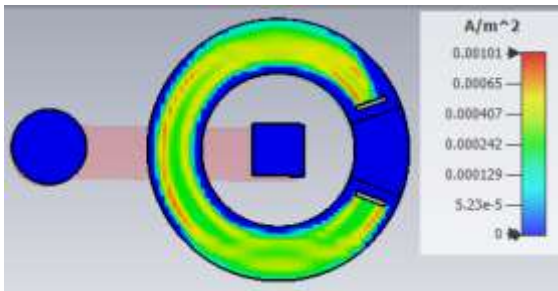
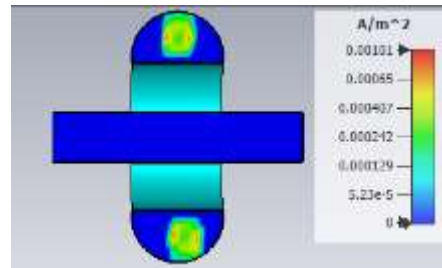
a) $B_t=10^{-5}$ T, z ekseni kesitib) $B_t=10^{-5}$ T, x ekseni kesitic) $B_t=10^{-4}$ T, z ekseni kesitid) $B_t=10^{-4}$ T, x ekseni kesitie) $B_t=10^{-3}$ T, z ekseni kesitif) $B_t=10^{-3}$ T, x ekseni kesitig) $B_t=10^{-2}$ T, z ekseni kesitih) $B_t=10^{-2}$ T, x ekseni kesitii) $B_t=10^{-1}$ T, z ekseni kesitij) $B_t=10^{-1}$ T, x ekseni kesitiŞekil 7.17. $P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-2}$ T, $V_{dc}=-2000$ V için J_p plazma akım yoğunluğu desenleri

Şekil 7.17 (a,b,c,d), elektronların katot civarında hücre duvarında iletildiği durumları göstermektedir. 7.17 (d), elektronların hücrenin alt kısmından üst kısmına doğru hareket ettiği düşey düzlemi göstermektedir. Şekil 7.17 (e,g,i)'deki durumda ise anoda kadar transfer edilebildiği görülüyor. Şekil 7.17 (f,h,j)'daki durumda yük taşıyıcıların hem yatayda hem de düşey düzlemde gayet güzel hapsedildiği durum gösterilmektedir. Potansiyelin -1000 V olduğu önceki duruma göre kıyasla akım yoğunluklarının daha yüksek olduğu diğer örneklerde olduğu gibi göze çarpmaktadır.

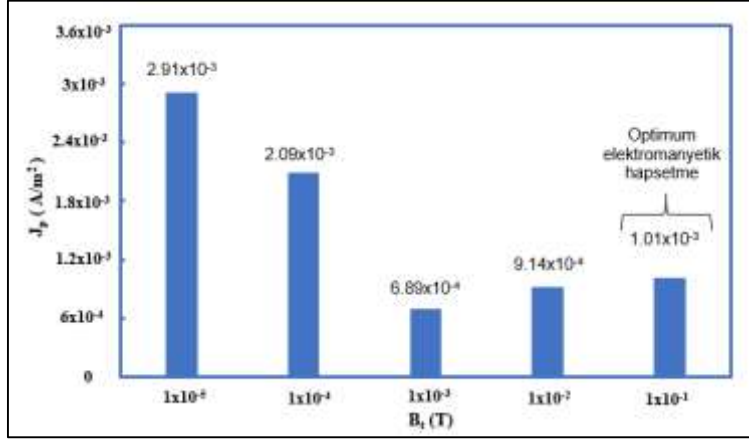


Şekil 7.18. Farklı toroidal manyetik alan değerleri için akım yoğunlukları ($P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-2}$ T, $V_{dc}=-2000$ V)

Şekil 7.18, Şekil 7.17'deki durumların bir özetini vermektedir. Akım yoğunluğu en yüksek $2,54 \times 10^{-3}$ A/m² olarak, torodial bobinlere uygulanan $B_t=1 \times 10^{-3}$ T değerinde elde edilmiştir. Şekil 7.8 ile karşılaştırıldığında elektrotlara uygulanan gerilimin etkisiyle akım yoğunundaki artış açıkça görülmektedir. Optimum hapsedme değeri yine diğer $V_{dc}=-2000$ V için bulunanlarla aynı bulunmuştur. Plazma kararlılığı $B_t \geq 10^{-2}$ T değerlerinde sağlanmıştır.

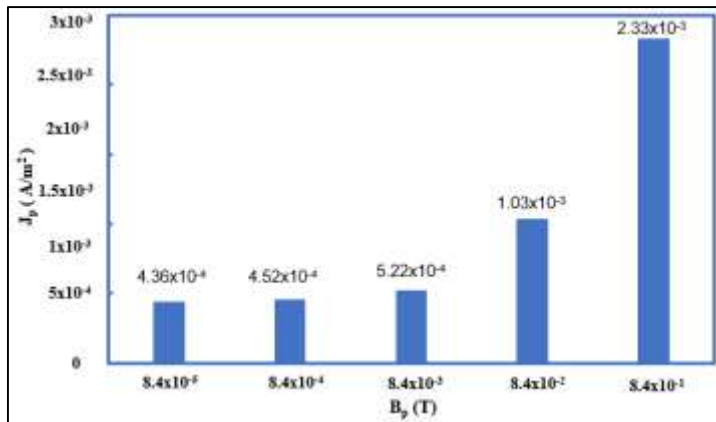
a) $B_t=10^{-5}$ T, z ekseni kesitib) $B_t=10^{-5}$ T, x ekseni kesitic) $B_t=10^{-4}$ T, z ekseni kesitid) $B_t=10^{-4}$ T, x ekseni kesitie) $B_t=10^{-3}$ T, z ekseni kesitif) $B_t=10^{-3}$ T, x ekseni kesitig) $B_t=10^{-2}$ T, z ekseni kesitih) $B_t=10^{-2}$ T, x ekseni kesitii) $B_t=10^{-1}$ T, z ekseni kesitij) $B_t=10^{-1}$ T, x ekseni kesitiŞekil 7.19. $P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-1}$ T, $V_{dc}=-2000$ V için J_p plazma akım yoğunluğu desenleri

Şekil 7.19’da artırılmış poloidal manyetik akı sonuçları görülmektedir. Şekil 7.19 (a,b,c,d, e,f,g,h), durumlarında toroidal alanın yetersiz yönlendiğinden anoda ulaşamayıp duvarlara yapıştığı durumlar görülmektedir. Şekil 7.19 (i,j) ise elektronların anoda ulaşabildiği durumlardır ve güzel elektromanyetik hapsedme eldesi görülmektedir.



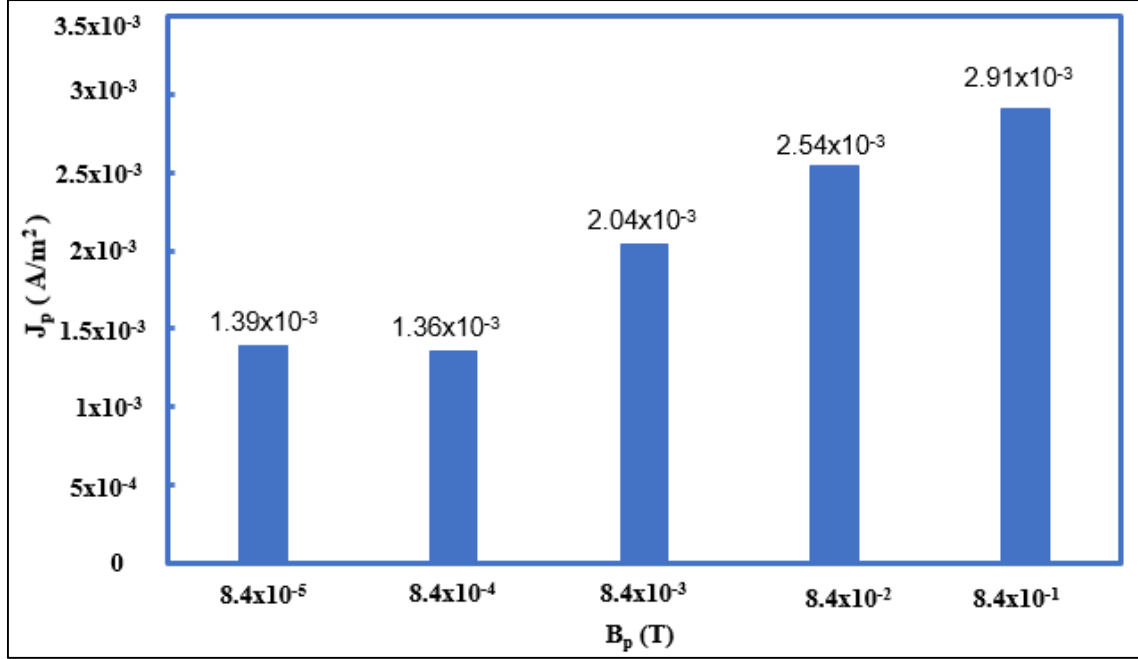
Şekil 7.20. Farklı toroidal manyetik alan değerleri için akım yoğunlukları ($P=1$ mbar, $B_p=8.4 \times 10^{-1}$ T, $V_{dc}=-2000$ V)

Şekil 7.20, Şekil 7.19’deki sonuçların özetini içermektedir. Maksimum akım yoğunluğunun 2.91×10^{-3} A/m² olarak, torodial bobinlere uygulanan 1×10^{-5} T değerinde elde edildiği açıktır ancak bu değerde hapsedme görülmemektedir. Şekil 7.10 ile karşılaştırıldığında elektrotlara uygulanan gerilimin etkisiyle plazma akım yoğunluğunda artış olduğu görülmektedir. Düşük B_p değerindeki sonuçlarla kıyaslandığında artan B_p değerinin kararsızlık oluşturduğu görülmüştür. Bu durumda $B_t \geq 10^{-1}$ T’nın üstündeki değerlerde uygun hapsedme gözlenmiştir.



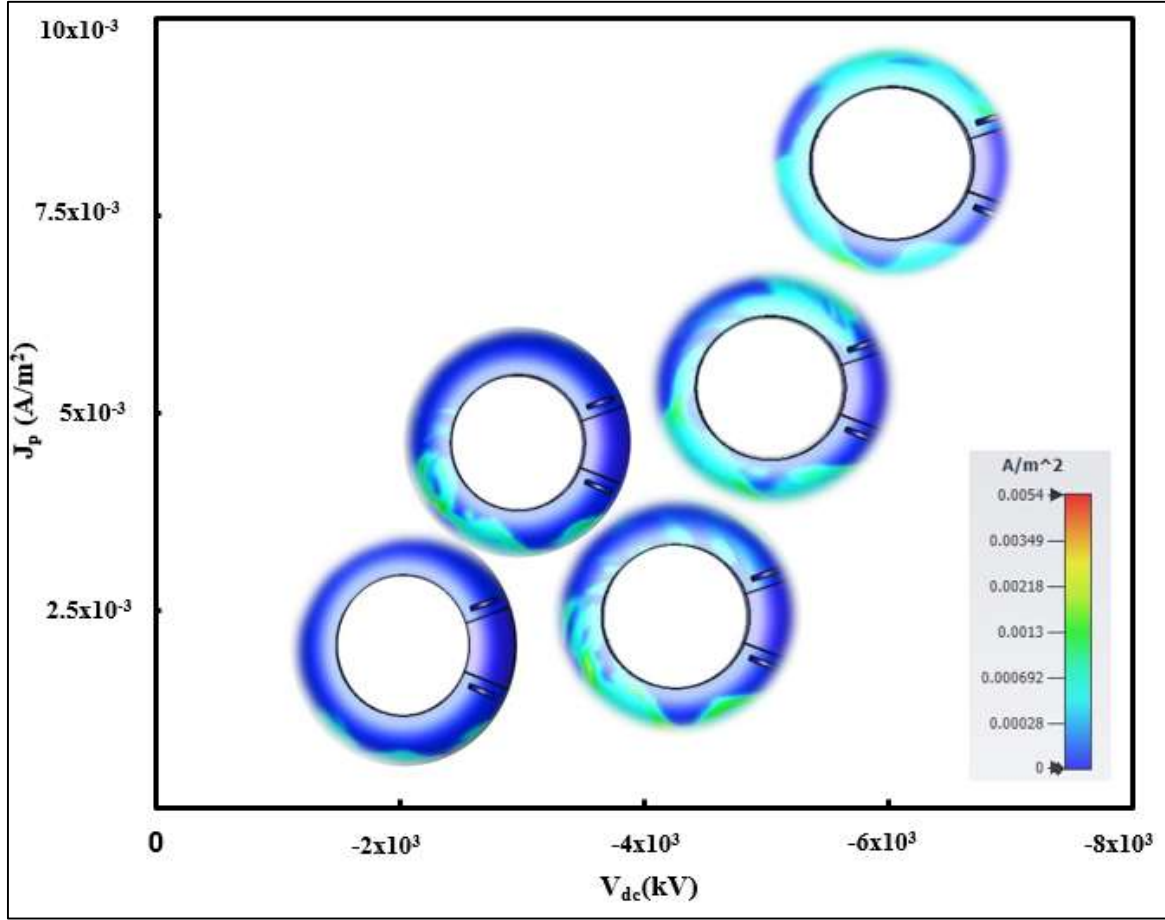
Şekil 7.21. Akı yoğunluğunun poloidal manyetik alana (B_p) göre değişimi ($P=1$ mbar, $V_{dc}=-1000$ V)

Birincil sargı, TOKAMAK’larda ne kadar önemliyse bu yeni cihazda da aynı öneme sahiptir. Zira Şekil 7.21 bunu $P=1$ mbar’daki akım yoğunluğu sonucuna göre açıkça belirtmektedir. Artan poloidal manyetik alan sebebiyle plazma akım yoğunluğu görünür derecede $4,36 \times 10^{-4} \text{ A/m}^2$ ’den $2,33 \times 10^{-3} \text{ A/m}^2$ ’ye kadar artmıştır. Bu sonuçlar $V_{dc}=-1000 \text{ V}$ ’da elde edilmiştir. Pek tabi bu maksimum akım yoğunluğu değerlerinde optimum hapsetme elde edilmemiştir.



Şekil 7.22. Farklı poloidal alanlar (B_p) için akım yoğunlukları ($P=1$ mbar, $V_{dc}=-2000 \text{ V}$)

Şekil 7.22 ise yine 1 mbar sabit basınç altında poloidal manyetik alanın $V_{dc}=-2000 \text{ V}$ ’daki farklı değerler için akım yoğunluklarını vermektedir. Öncelikle akım yoğunluğunun poloidal manyetik alanla düzenli olarak arttığı aşıkardır. Ayrıca V_{dc} potansiyelinin de 2 kat artışı azda olsa akım yoğunluğunda artış oluşturmuştur. Bu durum toroidal alan kadar poloidal alanın da bu yeni cihazda çok önemli olduğunu bize göstermektedir. Yine bu akım yoğunlukları maksimum değerler olup hapsetmenin sağlandığı kararlı değerleri göstermemektedir.



Şekil 7.23. $P=1$ mbar, $B_p=8,4 \times 10^{-4}$ T, $B_t=10^{-3}$ T için J_p - V_{dc} plazma akım yoğunluğu desenleri

Şekil 7.23, 1 mbar sabit basınç altında, poloidal manyetik alanın $B_p=8,4 \times 10^{-4}$ T ve toroidal manyetik alan $B_t=10^{-3}$ T 'daki farklı V_{dc} değerler için akım yoğunluklarını vermektedir. Burada akım yoğunluğunun V_{dc} ile arttığı görülmektedir. Bu durum elektrotlara uygulanan gerilimin yeni cihazda önemli olduğunu göstermektedir. Dolayısıyla tasarladığımız cihazda neden dc alanla katkıda bulunduğumuz bu şekilde daha da anlaşılmaktadır. Zira plazma akım yoğunlukları aynı B_p ve B_t değerleri altında DA uyarımıyla gözle görünür bir artış göstermiştir. Bu durum TOKAMAK geometrisinin açıkça değiştirilmesi gereğinin altını çizmektedir. Daha etkili cihazlar için hem kararlılık hemde yüksek akım yoğunlukları, DA beslemeli yenilikçi cihazımızla mümkün olabilecektir.

8. DA BESLEMELİ TORUS PLAZMA (DABTP) CİHAZI İLE DENEYSEL ÇALIŞMALAR

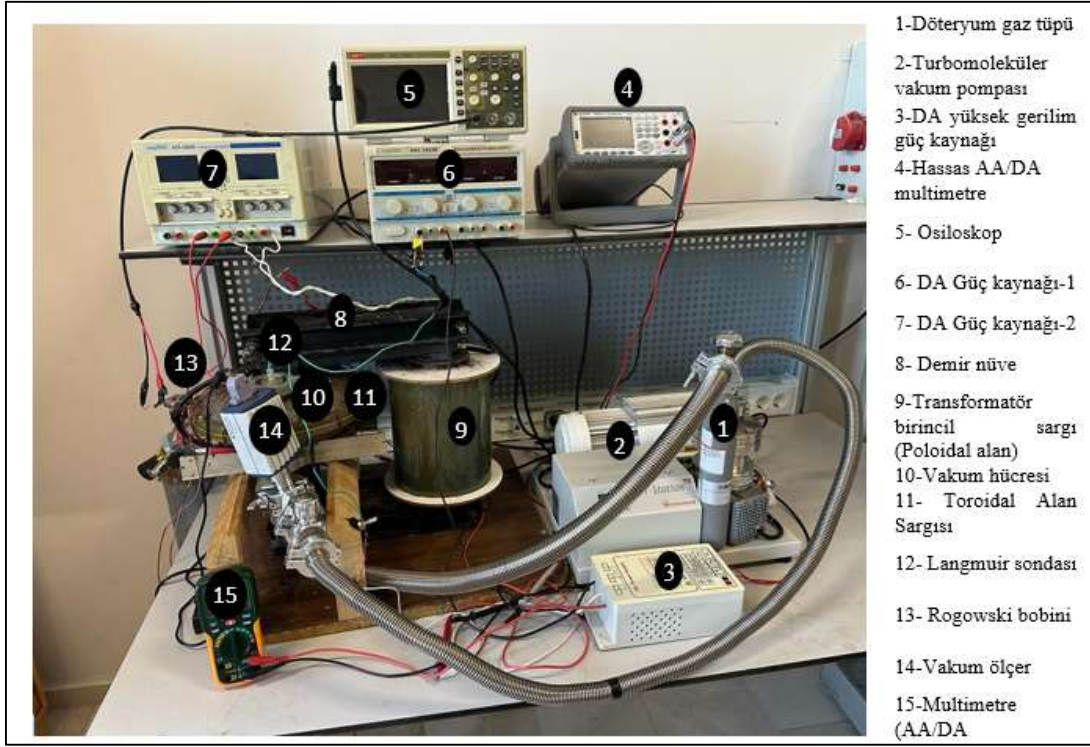
Tasarlanıp imal edilen plazma cihazı, plazma çalışmaları için vakum hücreye döteryum gazı basılarak deneysel çalışmalara hazır hale getirilmiştir. Oluşan plazmanın karakterinin sağlıklı teşhisi için basınç önemli bir unsurdur. Hakkında görüş belirtebilmek için plazma karakterlerinin doğru bir biçimde belirlenmesi gereklidir. Bu çalışmada hem hücrede düşük hem yüksek basınçta döteryum gazının DA gerilimli hücrede elektriksel boşalmalarının analizi gerçekleştirilmiş; Langmuir sondası, Rogowski bobini ve optik teşhis metotlarıyla plazma karakterizasyonu yapılmıştır. Farklı basınç altında söz konusu gaz kullanılarak Langmuir sondası ile elde edilen akım gerilim eğrisi ile DA boşalmanın elektron sıcaklığını bulmak, Paschen eğrisini elde etmek ve yoğunluğunu belirlemek önemlidir. Plazma akımının davranışlarını anlayabilmek için Rogowski bobini ile çalışmalar yapılmış olup plazma titreşimleri ve karakteristik titreşim frekansları belirlenmiştir.

8.1. Deney Sisteminin Tanıtımı

Farklı değerlerde DA beslemesi altında, poloidal sargılara ve toroidal sargılara uygulanan akımlar ile deneysel çalışmalar gerçekleştirilmiştir. Poloidal sargıların oluşturduğu poloidal alan (B_p) ve toroidal sargıların oluşturduğu toroidal alan (B_t) sistemimiz için teorik çalışmalardan elde ettiğimiz verilere göre anahtar önemdedir. Deneysel çalışmada kullanılan cihazlar ve özellikleri Çizelge 8.1’de verilmiştir.

Çizelge 8.1. Çalışmada kullanılan cihazlar

Sarf malzeme/Cihaz	Görevi
DA Güç kaynağı	Gerilim uygulanması Gerilim:1,5-30 kV Güç=300 W Resim 8.1’de 3 numara ile gösterilmiştir.
Rogowski bobini	Plazma akımını ölçmek, salınım frekanslarını tespit etmek Çap: 35 mm Sarımlar sayısı: 95 Resim 8.1’de 13 numara ile gösterilmiştir.

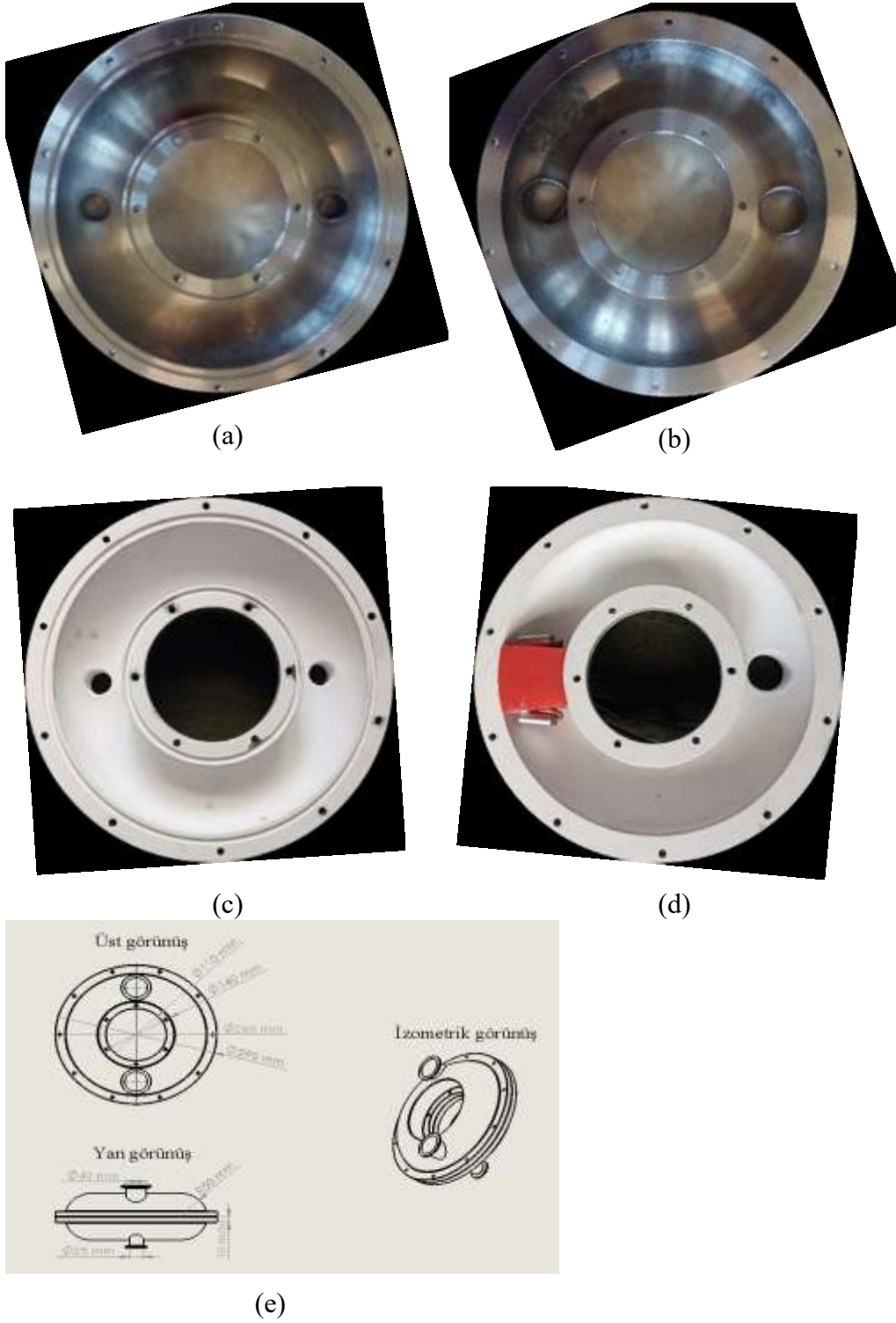


Resim 8.1. DA Beslemeli Torus Plazma (DABTP) Cihazı ve ölçüm ekipmanları

8.1.1. Vakum hücre

DA beslemeli Torus Plazma (DABTP) cihazının vakum hücre kabı paslanmaz çelik malzemeden alt ve üst olmak üzere iki kısım olacak şekilde simetrik tasarlanmış ve üretilmiştir. İmalatı yapılan parçalar Resim 8.2 (a,b)'de görülmektedir. Çelik malzemelerin elektriksel olarak iyi iletkenliğe sahip olduğu bilinir. Ancak sistemin yalıtkan olması ve dış elektrostatik etkiden yalıtılması için bir dizi işlem uygulanmıştır. Vakum hücrenin iç kısmı özel olarak 2mm kalınlığında porselen kaplama yapılarak vakum hücrenin yalıtkan hale getirilmesi sağlanmıştır. Resim 8.2 (c,d)'de içi yalıtkan hücre parçaları gösterilmiştir. Aynı zamanda Resim 8.2 (d)'de tungsten malzemeden yapılmış katot ile anotun vakum hücresi içindeki konumları da gösterilmektedir. Katot ile anot arasındaki yalıtkan malzemede kırmızı renk ile görülmektedir. Bu parça $\epsilon_r = 7,5$ olan elektriksel yalıtkanlığa sahip, 90 shore sertlikte malzemeden yapılmıştır ve elektrotlar arasına gaz almayacak biçimde ve vakum pompasına da artık vermeyecek biçimde tasarlanmıştır.

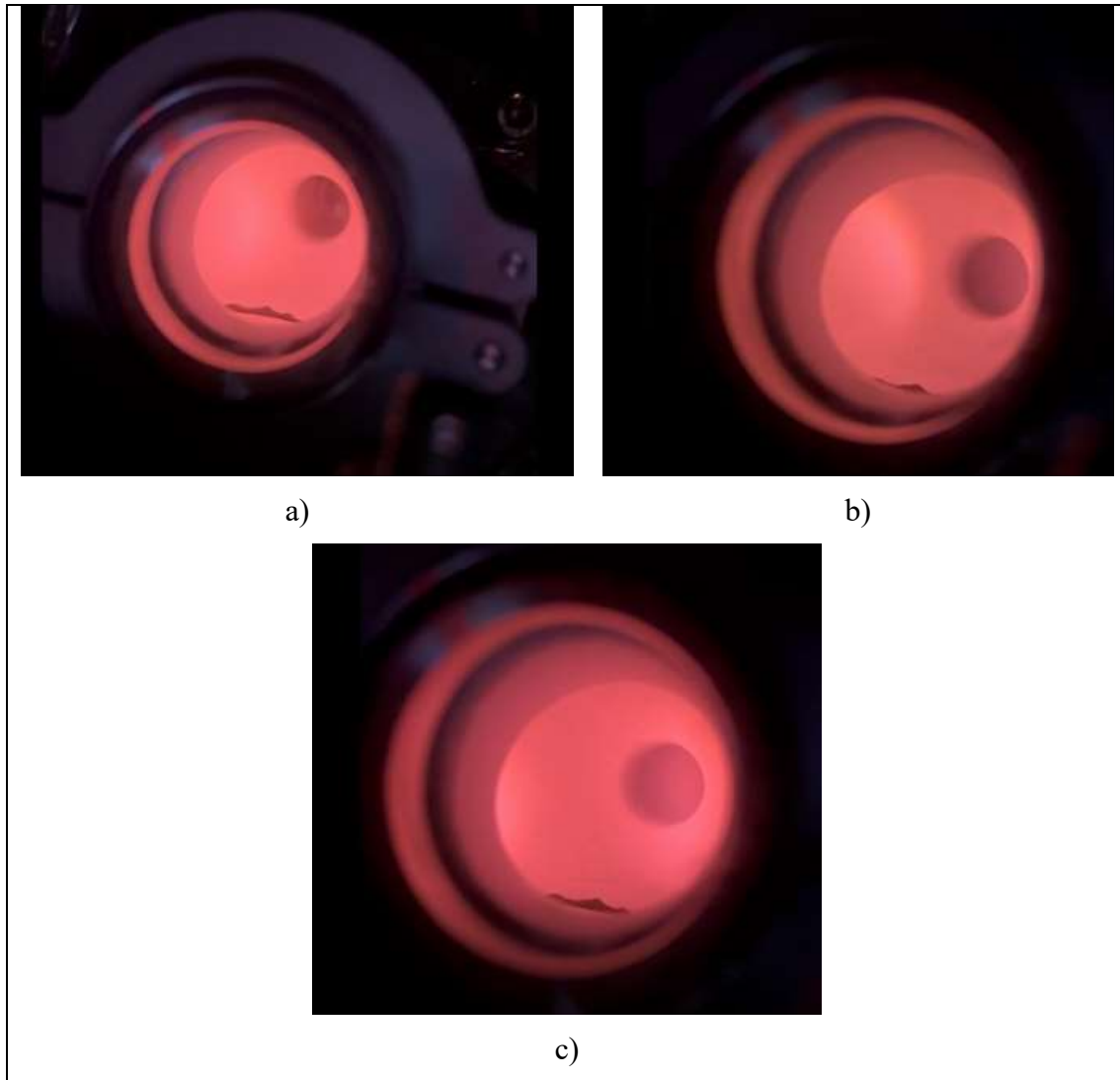
Resim 8.2 (e) vakum hücrenin genel biçimi hakkındaki bilgileri içeren üç farklı; üst, yan ve perspektif görünüşlerini içermekte olup, aynı zamanda imalat için gerekli olan ölçüleri de içermektedir.



Resim 8.2. Vakum hücrenin a) yalıtımdan önceki alt parçası, b) yalıtımdan önceki üst parçası, c) yalıtımdan sonraki alt parçası, d) yalıtımdan sonraki üst parçası ve Tungsten elektrotlar ile ortasındaki dielektrik malzeme e) teknik çizim ölçüleri

8.2. Döteryum ile Deneysel Ölçümler ve Bulgular

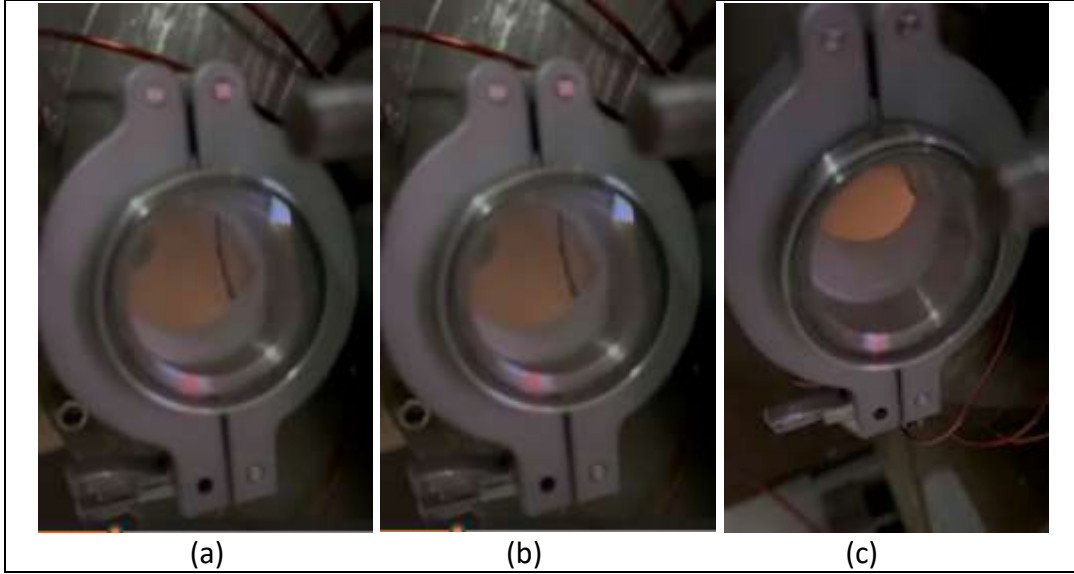
Farklı basınçlarda döteryum (D) gazı kullanarak DA boşalmalar elde etmek için vakum hücrenin girişlerine 3'lü flanş yardımıyla vakum pompası, vakum ölçer ve gaz vanaları bağlanmıştır. Vakum pompası ve gaz yönlendirici, vana yardımıyla birbirinden ayrılır. İlk önce vakum kabının içindeki havanın boşaltılabilmesi için vakum pompası çalıştırılır, vakum kabı istenilen basınç değerine düşürüldükten sonra yönlendirici vana yardımıyla devreden çıkarılır. Bu işlemin ardından vakum kabına istenen basınçta gaz gönderilir ve istenilen basınç için gaz ölçümü vakum-ölçerle yapılır. Deney süresince 10^{-3} mbar ile 1 atm arasındaki basınçta ölçümler yapılmış olup önemli görülen bulgular teze eklenmiştir.



Resim 8.3. Faraday adası görüntüsü; $P=0,13$ mbar, $V_{dc}=-6,2$ kV, Transformator birincil sargı akımı; a) $0,8$ A ($H=444$ A S/m) b) $1,5$ A ($H=833$ A S/m) c) $2,5$ A ($H=1389$ A S/m)

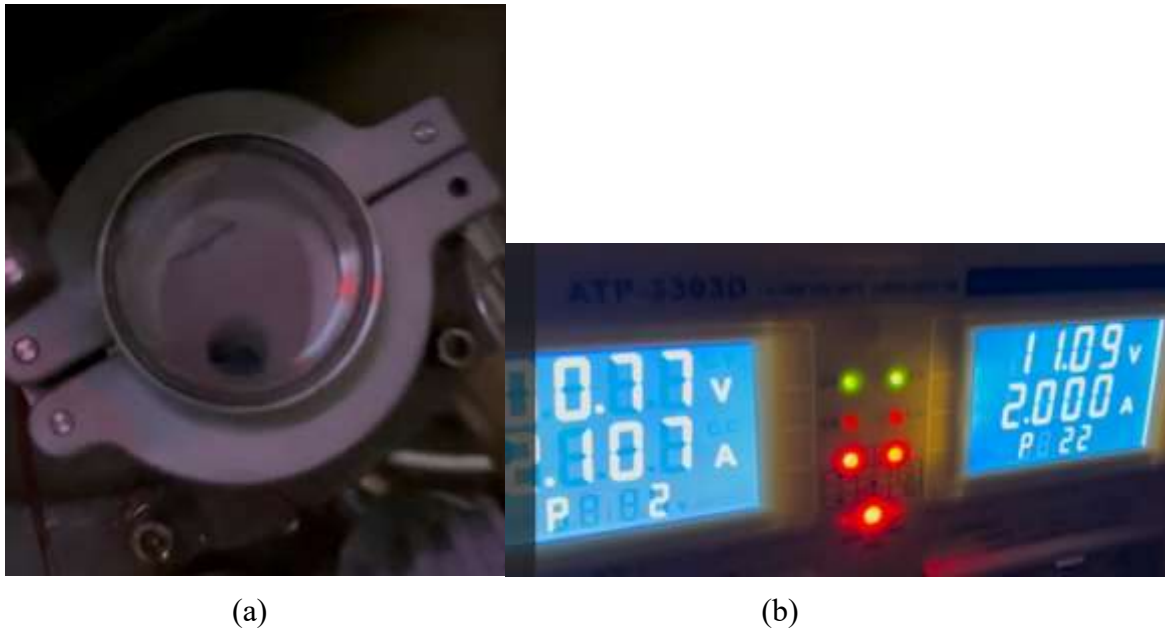
Vakum pompasının bağlandığı girişin karşısında bulunan girişe Langmuir sondası bağlanmıştır. Langmuir sondası ölçümlerinde vakum pompasının sistemde basınç ayarı sağlandıktan sonra vananın kapatılması suretiyle daha kararlı ölçüm alınması gerekmektedir.

Plazmanın 3 boyutlu görüntü formasyonları içinde en çok karşılaşılan optik durumlardan biri manyetik adadır. Oluşan manyetik adalar Resim 8.3 (a,b,c)'de görülmektedir. Bu oluşan adaların manyetik alanın yönünde ilerlediği ve manyetik alandaki yüksek alanlı bölgelerin arasında açışal yönde birçok kez tekrarlandığı tespit edilmiştir. Bu adaların uzay-zamansal olarak hareketli ve osilasyona sahip alanlar olduğu bazı basınç, B_t ve B_p değerlerinde durağanlaştığı saptanmıştır. Burada oluşan yapı poloidal manyetik ve toroidal manyetik alanın birleşiminin, iyon gruplarına ve elektronların üzerine uyguladığı etkileşiminden kaynaklandığı bilinmektedir. Oluşan adalar esasında manyetik alan ve elektrik alan yüklü parçacıklara Lorenz kuvveti uygular. Bu kuvvet bileşke alanlar altında plazma içinde belirli noktalarda maksimum belirli noktalarda minumumdur. İşte bu minumum olan bölgelerin arasındaki 3 boyutlu hacimlerde sıkışık halde manyetik alanlar gözlemlenir. Yaptığımız gözlemlerde manyetik adaların sıklığının yani dalga sayısının uygulanan toroidal / poloidal akımların büyüklüğüne ve hücrenin basınç değerine bağlı olduğu bulunmuştur. Basıncın artmasıyla adaların sıklığının arttığı yani dalga sayısının açışal yönde büyüdüğü gözlenmiştir. Vakum kabının basıncı 0,13 mbar, toroidal sargıya uygulanan akımı sıfırda sabit tutularak, poloidal sargılara uygulanan akımı artırdığımızda saat yönünün tersine doğru hareket ettiği gözlenmiştir. Poloidal sargılara uygulanan akım azaltıldığında ise saat yönünde hareket ettiği gözlenmiştir. Toroidal sargıya uygulana akımı değiştirdiğimizde ise her hangi bir değişim gözlenmemiştir. Bu sebepten B_p 'nin manyetik adalara B_t 'ye kıyasla daha fazla etkide bulunduğunu söyleyebiliriz. Esasında B_p , açışal yönde elektrik alan indükler ve bu alan da adaların şekillendirilmesinde önemli rol oynar. Oluşan elektrik alan elektrotlar arası boşlukta B_p 'nin büyüklüğüne göre değişen modlarda formasyon sağlar.



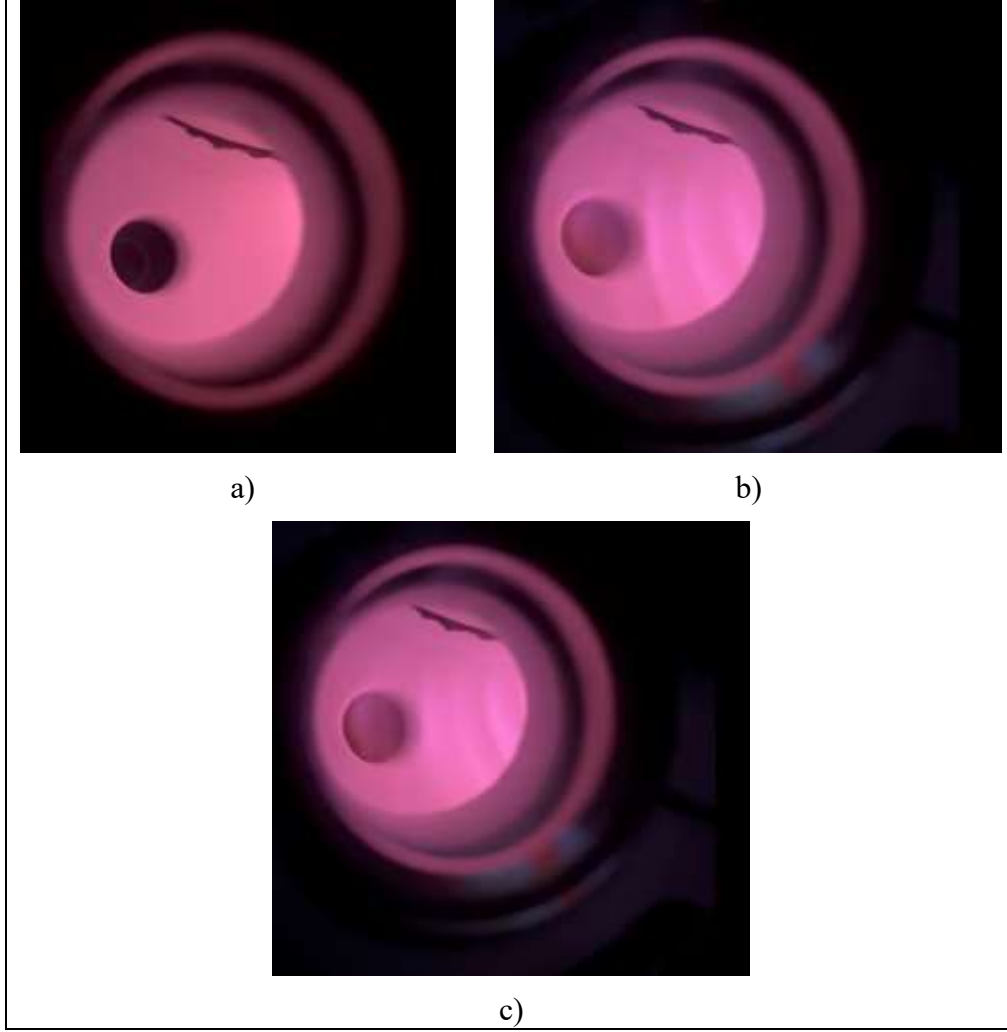
Resim 8.4. $V_{dc}=-10,4$ kV’da parıltı plazması: $(I'_{pol}, I_t, P)=(1,18$ A, 1,24 A, 50 mbar)

Resim 8.4’de vakum hücre içinde oluşturulan Döteryum gazının parıltı boşalma plazmasının farklı anlarındaki resmi verilmiştir. Bu plazma deseni valfler yardımıyla Döteryum gaz tüpünden vakum hücre içine $P=50$ mbar basınçta Döteryum gazı verilerek elde edilmiştir. Elektrotlar arasına -10,4 kV DA gerilim uygulanarak döteryum gazı iyonlaştırmış olup böylece parıltı boşalması elde edilmiştir.



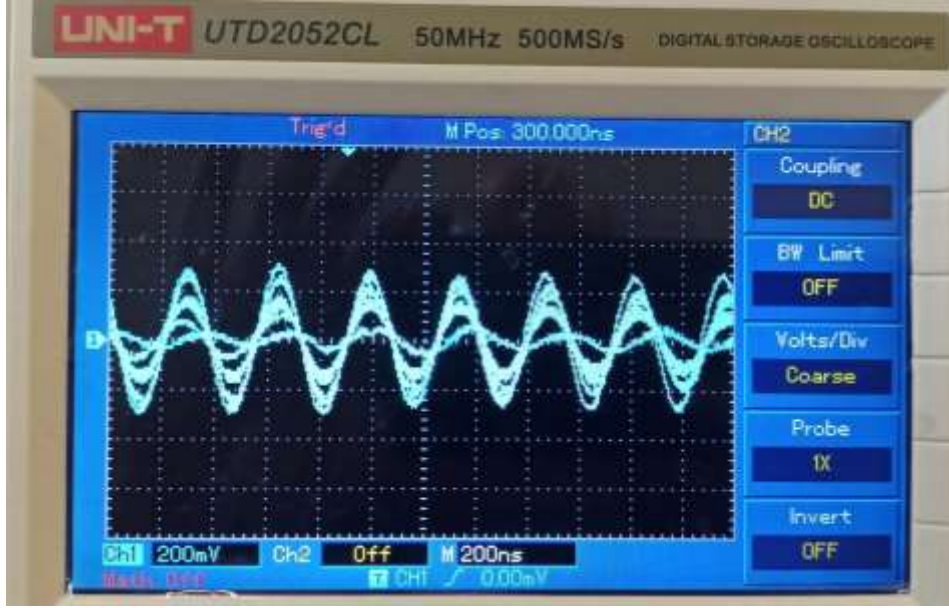
Resim 8.5. $V_{dc}=-10,4$ kV’da Townsend bölgesi karanlık plazması: $(I'_{pol}, I_t, P)=(2$ A, 2,107 A, 70 mbar)

Resim 8.5 a’da basınç 70 mbar değerinde, DA gerilimi -10,4 kV uygulandığında vakum hücrede görülen karanlık plazmayı göstermektedir. Basınç değerinin görece yüksek olmasından dolayı oluşan plazmanın optik parlaklığı azalmıştır. Ancak osiloskop ekranında plazma salınımı gözlemlendiğinden plazma oluşumuna rastlanmıştır.



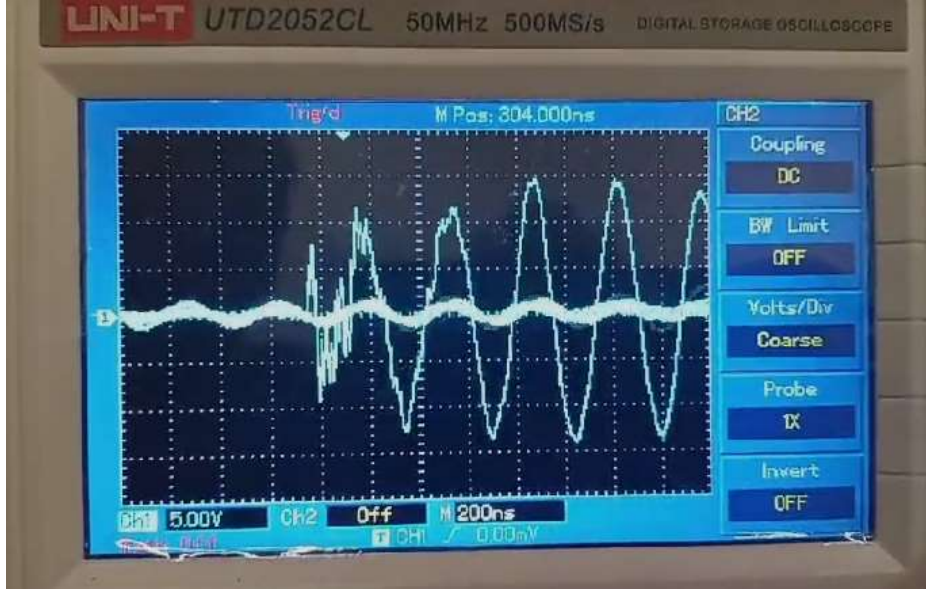
Resim 8.6. $V_{dc}=-15$ kV’da yüksek dalga sayılı manyetik ada görüntüsü: $P=1$ mbar, $I'_{pol}=0$ A, I_i : a) 0,8 A, b) 1,5 A c) 2,5 A

Resim 8.6 (a,b,c)’de farklı zamanlardaki oluşan manyetik adaların resimleri görülmektedir. Resim 8.3’ten farklı olarak DA besleme gerilimi $V_{dc}=-15$ kV olarak uygulanmış ve vakum hücresindeki basınç 1 mbar’a düşürülmüştür. Düşük dalga boyunda diğer bir deyişle yüksek frekansta titreşimlerin oluştuğu gözlenmiştir. Bu şartlar altında ışımanın Resim 8.3’e göre arttığı ve dalga sayısının 10 katı arttığı görülmüştür. Yani basınç arttıkça dalga sayısında artış gözlenmiştir.



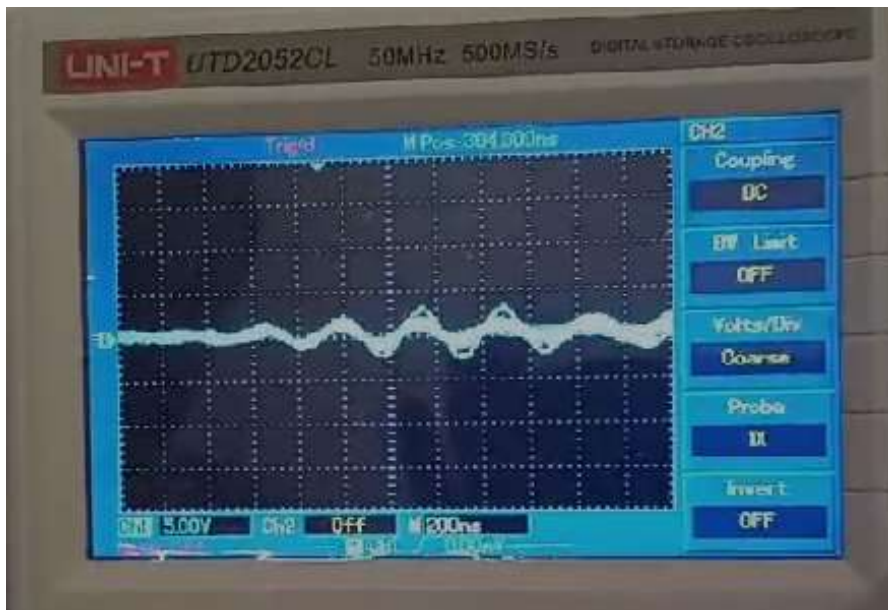
Resim 8.7. $V_{dc}=-6,4$ kV'da Rogowski bobininden alınan gerilim dalga formu: $(I'_{pol}, I_t, P)=(3$ A, 2,8 A, $1,12 \times 10^{-1}$ mbar)

Resim 8.7 plazma cihazına bağlanan, plazma akımını ölçmek için vakum kabına monte edilen Rogowski bobininden alınan gerilim sinyalini göstermektedir. Bu sinyal aslında plazma akımındaki sinuzoidal yapıyı manyetik alanın yüklü parçacıkları helezonlar halinde döndürmesinin bir sonucu olarak ortaya koymaktadır. Zira uygulanan V_{dc} , DA besleme doğru akım iken ve I'_{pol} ve I_t doğru akım iken plazma akımının sinuzoidal çıkmasının tek anlamı yüklü parçacıkların helezonlar halinde Rogowski Bobinin düzlemden geçmesidir. Esasında salınımın frekansının da MHz bölgesine yani radyo frekans(RF) bölgesine tekamül ettiği Rogowski ölçümlerinden elde edilmiştir. Yani plazma cihazı bir RF üretici olarak bu parametrelerde çalışmıştır. Cihazın boyutunun küçük olması gerilimin maksimum değerinin 600 mV olmasına sebebiyet vermiştir. Bu gerilim karakteristiği için vakum kabı basıncı $P=1,12 \times 10^{-1}$ mbar, $V_{dc}=-6,4$ kV elektrotlara uygulanan gerilim, poloidal alan sargılarına uygulanan akım $I'_{pol}=2,8$ A, toroidal sargı akımı $I_t=3$ A dir. Burada hesaplanan maximum plazma akım ise 2,7 mA olarak bulunmuştur. Transformatöre uygulanan akım arttıkça plazma akımı da artmaktadır. Çünkü açısız yönde oluşan elektrik alan toplam akım yoğunluğuna katkıda bulunmaktadır.



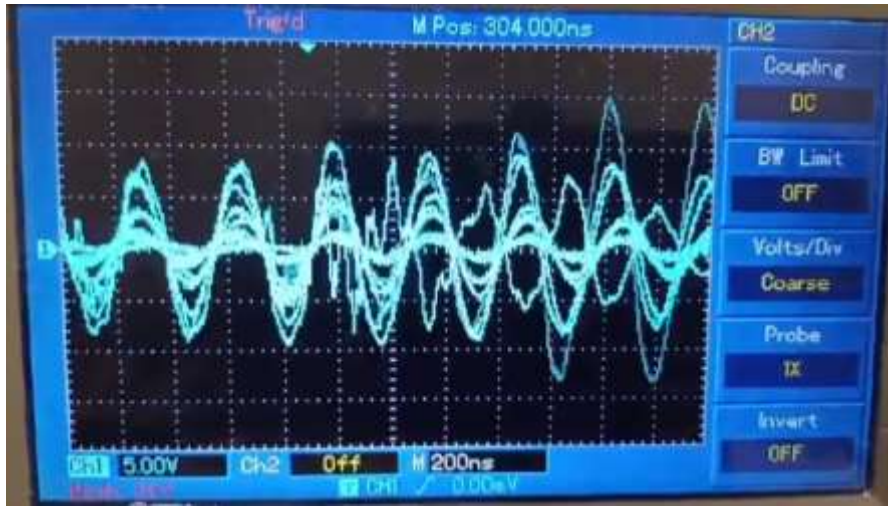
Resim 8.8. $V_{dc}=-16,5$ kV'da Rogowski bobininden alınan gerilim dalga formu: $(I'_{pol}, I_t, P)=(2,8$ A, 3 A, 83,2 mbar)

Resim 8.8'de oluşan gerilim karakteristiği için vakum kabı basıncı görece olarak yüksek $P=83,2$ mbar, $V_{dc}=-16,5$ kV DA gerilim, $I'_{pol}=2,8$ A, $I_t=3$ A dir. Burada hesaplanan maximum plazma akım ise 147 mA olarak bulunmuştur. RF frekansı ise 2,5 MHz olmuş ilkinde göre daha yüksek bir RF çıktısı plazmada oluşmuştur. Resimdeki gerilim karakteristiğinde görüldüğü gibi ilginç titreşimler oluştuğunu gördük. Bunun sebebinin basıncın yükselmesi ve elektrotlara uygulanan gerilimin artmasıdır.



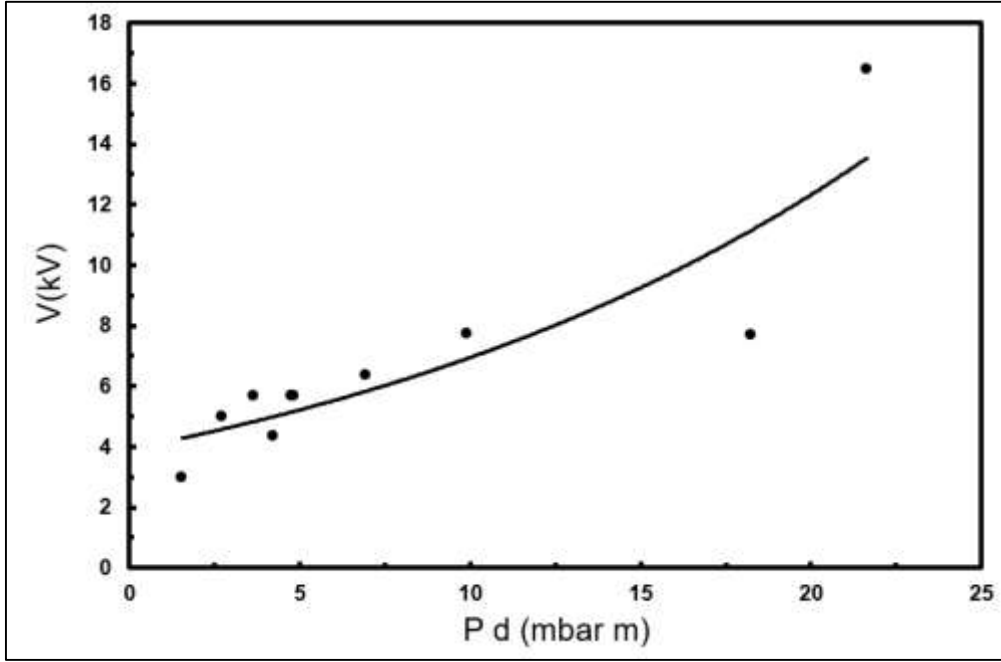
Resim 8.9. $V_{dc}=-16,5$ kV'da Rogowski bobininden alınan gerilim dalga formu: $(I'_{pol}, I_t, P)=(0$ A, 0 A, 0,1 mbar)

Resim 8.9’da oluşan gerilim karakteristiği için vakum hücre basıncı 0,1 mbar, $V_{dc}=-16,5$ kV uygulanan gerilim, poloidal ve toroidal sargılara ise herhangi bir akım uygulanmamıştır. Bu durumda düşük bir plazma akımı oluşabilmiş bunun da DA bağlı kapasitif etkiden kaynaklandığını düşünmekteyiz. Nitekim yüksek gerilimde gaz atomları iyonlaşırken aynı zamanda elektrottaki elektronların da ikincil iyonizasyona katkıları büyük ölçüde artar. Daha yüksek mertebede ardıl iyonizasyonlar oluşumu durumunda boşalmalardan dolayı radyofrekans bölgesinde ışımlar oluşur. Burada hesaplanan maximum plazma akım ise 30 mA olarak bulunmuştur. Poloidal alan sargılarının ve toroidal sargılara uygulanan akımın etkisini görmek için bu sargılara akım uygulanmadığında, bunun sonucunda plazma akımında azalma görülmüş ve vakum hücredeki oluşan ışımda da azalma gözlenmiştir.



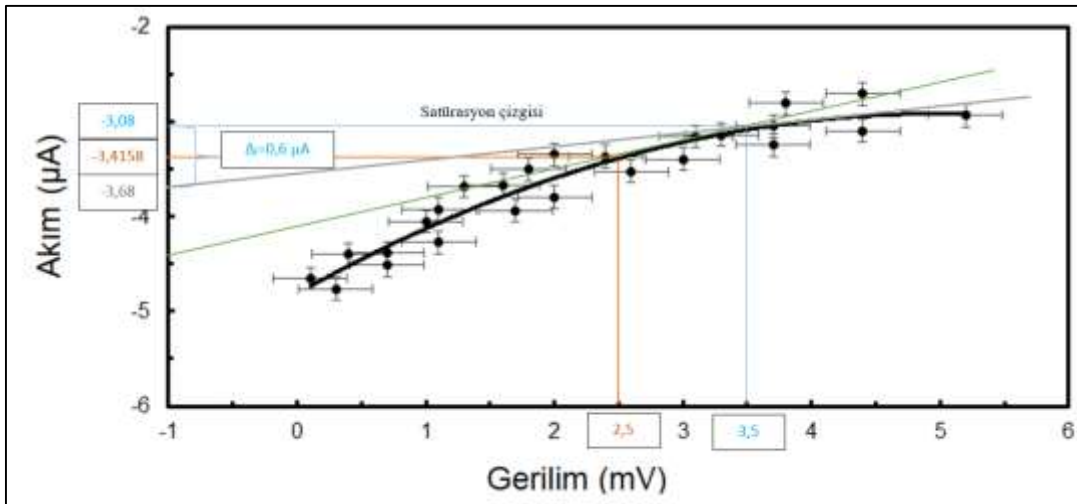
Resim 8.10. $V_{dc}=-11,5$ kV’da Rogowski bobininden alınan gerilim dalga formu: $(I'_{pol}, I_t, P) = (2,5 \text{ A}, 2,9 \text{ A}, 0,1 \text{ mbar})$

Resim 8.10’da oluşan gerilim dalga formu için vakum hücre basıncı $P=0,1$ mbar, $V_{dc}=-11,5$ kV elektrotlara uygulanan gerilimden poloidal alan $I'_{pol}=2,5$ A ve toroidal alan sargılarına $I_t=2,9$ A uygulanmıştır. Burada hesaplanan maksimum plazma akımı ise 280 mA olarak bulunmuştur. Vakum kabında görünür bölgede ışıma görülmesinin yanı sıra yüksek frekanslı pikler olduğu ve yine 2,5 MHz frekansında RF yayılım olduğu görülmüştür.



Şekil 8.2. Döteryum plazma boşalmasında elde edilen Paschen eğrisi

Bir gaz boşalmasının en önemli yapısal karakteristiği Paschen eğrisiyle verilir. Her gazın kendine özgü bir kırılma gerilimi vardır. Bu kırılma gerilimi ise basınç ve elektrotlar arası uzaklıkla değişim gösterir. Elbetteki her gaz tipi için kırılma gerilimi de değişir. Bu kırılma noktalarının üstünde gaz yalıtkan fazdan iletken faza geçer ve gaz boşalmasıdır. Verimli ve güvenilir çalışmalar için uygun kırılma gerilimi seviyesini belirlemek hayati önemdedir. Şekil 8.3’de elde edilen grafikte elektrotlar arası mesafe 64 cm’de sabit basınçla beraber kırılma gerilimi artış göstermektedir.



Şekil 8.3. Langmuir ölçümünden elde edilen diz bölgesi akım-gerilim grafiği

Şekil 8.4 laboratuvar plazmalarının davranışlarını anlayabilmek için sıklıkla kullanılan Langmuir sondası kullanılarak elde edilmiş akım-gerilim arasındaki ilişkiyi göstermektedir. Oluşan plazmanın karakteristik özelliklerini anlamak için elektron sıcaklığı (T_e) temel bir parametredir. Plazma elektron sıcaklığını bulmak için Eşitlik 8.1 sıklıkla kullanılan Langmuir Sondası formülüdür:

$$T_e = \frac{q}{k(\log \frac{i_x}{i_0} / \Delta v)} \quad (8.1)$$

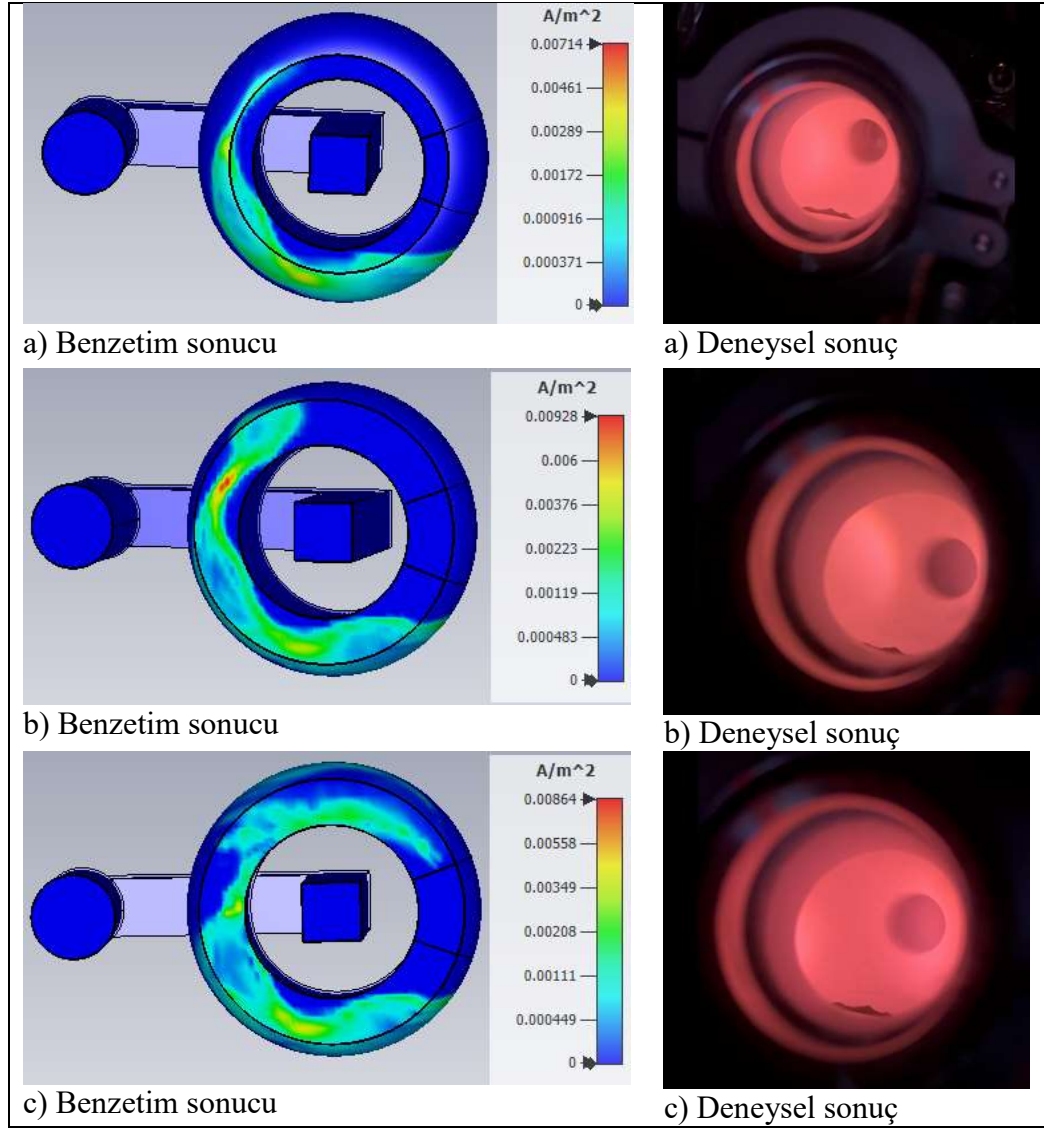
Eş. 8.1 çözülmesiyle elektron sıcaklığı değeri yaklaşık olarak $T_e=2981\text{eV}$ sıcak plazma karakteristiğine sahip biçimde bulunmuştur. Burada $(\log \frac{i_x}{i_0} / \Delta v)$ değeri eğime eşit olduğundan 0,0003357 olarak alınmıştır.

$$n_e = \frac{2}{0,61A_p q} i_s \frac{i_s - \Delta_i}{2i_s - \Delta_i} \sqrt{\frac{m_e}{kT_e}} \quad (8.2)$$

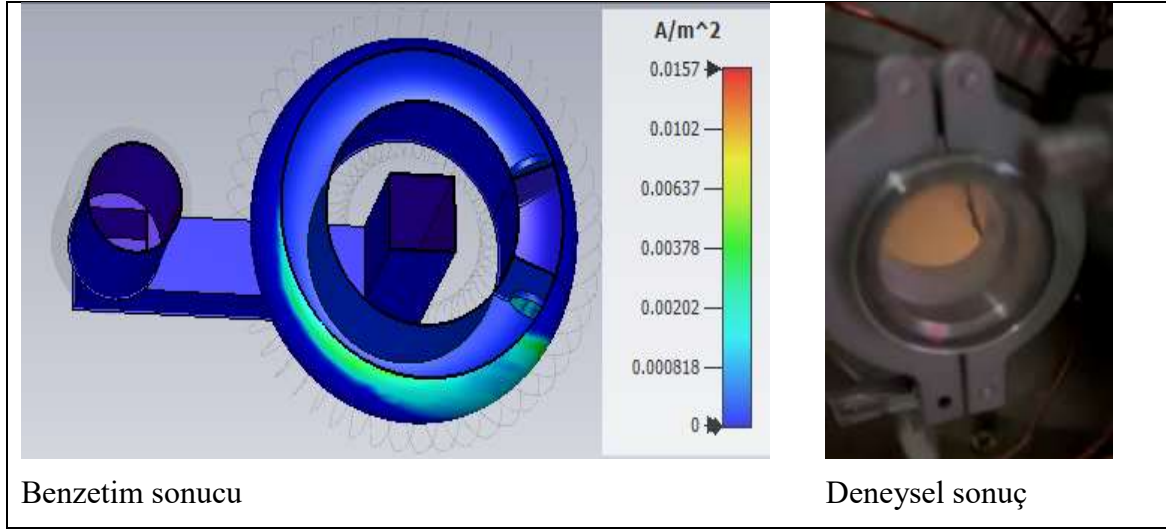
eşitliği ise vakum hücrede oluşan plazmadaki birim hacimdeki elektron sayısını yani elektron yoğunluğunu bulmak için kullanılır. Elektron yoğunluğu ifade eden bu eşitlik yardımıyla $n_e=2,8 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ olarak bulunmuştur. Bu ifadenin bulunmasıyla plazma iletkenlik, enerji iletimi ve manyetik alan ilişkileri hakkında genel yorumlar yapılabilir. Bu formülde A_p kullanılan probun yüzey alanı olup değeri $0,434 \text{ cm}^2$, m_e elektronun kütlesi olup değeri $9,109 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$, $q=1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, $k=1,38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$, $I_s=3,08 \text{ mA}$, $\Delta_i=0,6 \text{ }\mu\text{A}$ olarak alınmıştır.

9. DENEYSEL ÇALIŞMALARIN TEORİK ANALİZİ

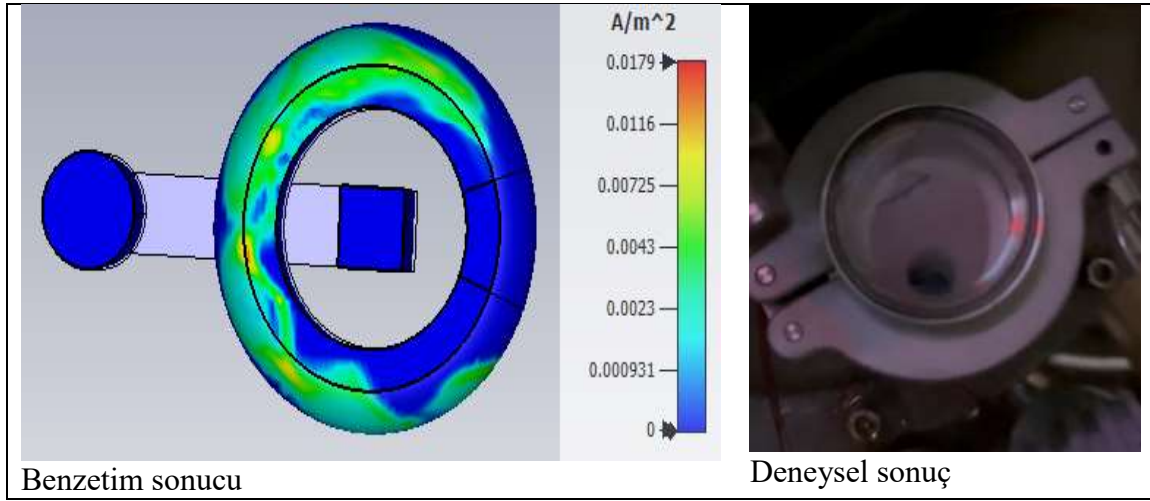
Bu bölümde, bölüm 8’de deney ölçümleri ve bulgular kısmında, deneysel olarak çalışılan verilerden örnekler seçilerek benzetim çalışmaları yapılmıştır. Yapılan benzetim çalışmalarının sonucu aşağıda plazma akım yoğunlukları değerleri belirtilmiştir.



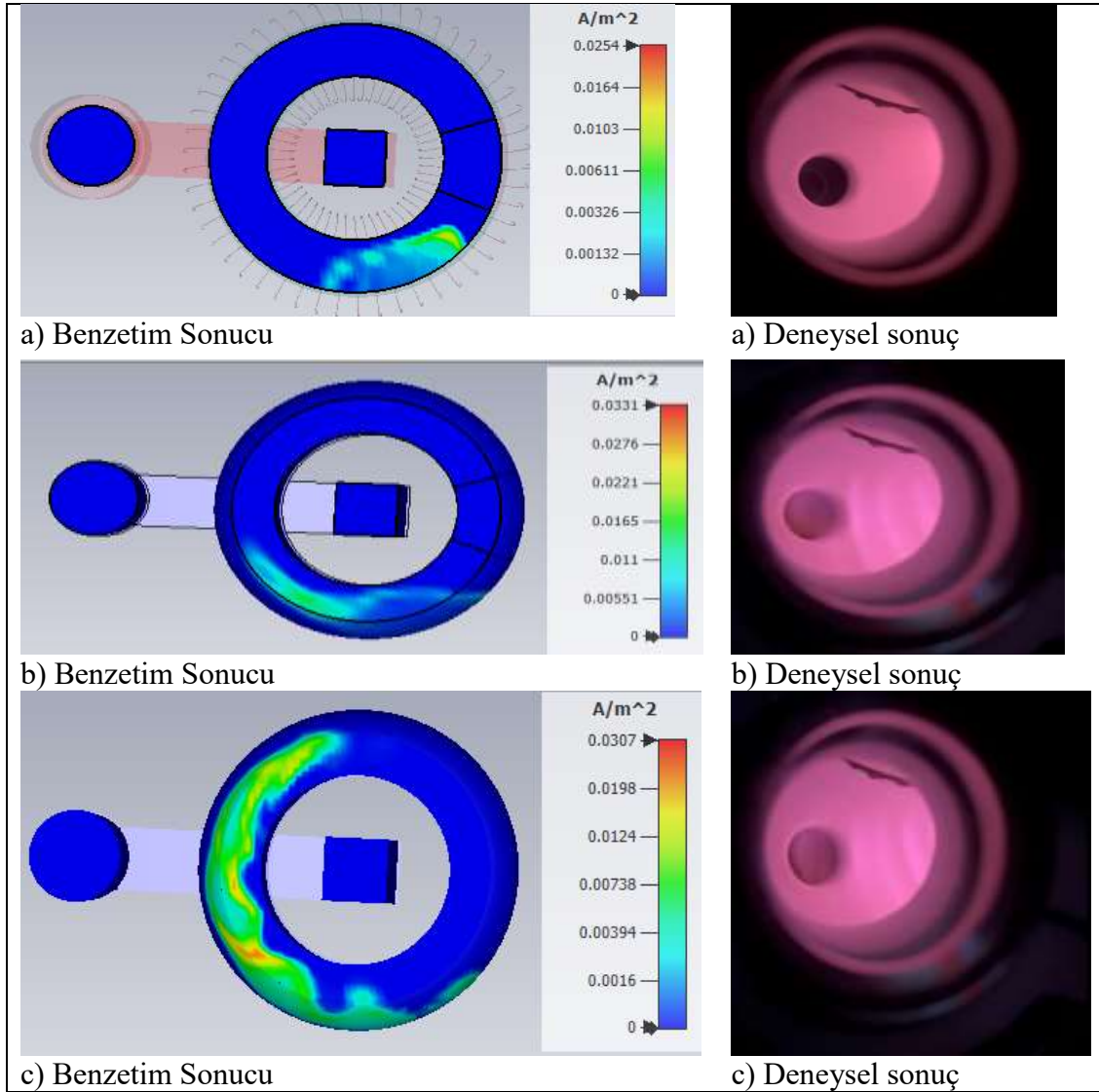
Şekil 9.1. Faraday adası görüntüsü; $P=0,13$ mbar, $V_{dc}=-6,2$ kV, Transformör birincil sargı akımı; a) $0,8$ A ($H=444$ A S/m) b) $1,5$ A ($H=833$ A S/m) c) $2,5$ A ($H=1389$ A S/m)



Şekil 9.2. $V_{dc}=-10,4$ kV’da parıltı plazması: $(I'_{pol}, I_t, P)=(1,18$ A, 1,24 A, 50 mbar)



Şekil 9.3. $V_{dc}=-10,4$ kV’da Townsend bölgesi karanlık plazması: $(I'_{pol}, I_t, P) = (2$ A, 2,107 A, 70 mbar)



Şekil 9.4. $V_{dc}=-15$ kV'da yüksek dalga sayılı manyetik ada görüntüsü: $P=1$ mbar, $I'_{pol}=0$ A, I_t : a) 0,8 A, b) 1,5 A c) 2,5 A

Yapılan deneysel çalışmalarda elde edilen görüntüler ile benzetim çalışması sonucunda elde edilen görüntüler karşılaştırıldığında; oluşan ışımlar ve manyetik adalarıyla benzetim çalışmalarında oluşan görüntülerin birbirleriyle tutarlı olduğu görülmüştür. Deneysel çalışmalarda ve benzetim çalışmalarında elektrotlara uygulanan gerilimin etkisi, I'_{pol} ve I_t ve vakum hücre basıncı gibi parametrelere dayalı ışıma ve manyetik adaların oluşumların da her iki durumda da benzerliği CST modelleme ve deneysel çalışmaların uygun olduğunu ortaya koymuştur. Ayrıca gazlarda yapılan bu deneylerde türbülans yapılarıyla da karşılaşılmış bilhassa Rogowski bobininden elde edilen zamanla değişen gerilim dalga formlarının türbülansla yakından ilişkili olduğu sonucuna varılmıştır.

Çizelge 9.1. Literatürdeki bazı plazma cihazlarında elde edilen elektron sıcaklıkları elektron yoğunlukları değerleri

Cihaz ismi	T_e	n_e	Kaynak
IEC	2,7 eV	10^{14} m^{-3}	110
ITER	40 keV	10^{21} m^{-3}	111
Plazma Focus	500 keV	$13,5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$	112
Stelaratör	80 keV	$1,9 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$	113
JET	1,7 eV	$2,4 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$	114
Bu çalışma (DABTPC)	2,9 keV	$2,8 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-3}$	

Çizelge 9.1 benzer plazma cihazlarından elde edilen elektron sıcaklığı ve yoğunluğu değerlerini göstermektedir. Görüldüğü gibi cihazımızın DA beslemesiyle oluşan alternatif alan katkısı ve toroidal ile poloidal manyetik alanların katkıları da göz önüne alındığında hem plazma sıcaklığı hemde elektron yoğunluğunun küçük hacimli bir cihaz olmasına rağmen gayet literatürdeki değerlere yakın sonuçlar elde edilmiştir.

10. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

On bölümden olusan bu çalışmada plazma çalışmalarında kullanılacak yeni bir plazma cihazı tasarlanmış ve imal edilmiştir. Çalışma süresince bu cihazın plazma karakteristiği ve teshis yöntemleri üzerine detaylı analizler yapılmış ve literatüre yerli yeni bir cihaz eklenmiştir.

İkinci bölümde plazmalar ve plazma karakteristiklerini belirleyen parçacık yoğunluğu iyonlaşma derecesi, yarı nötrallik, plazma salınımları ikincil elektron yayılımı, gaz ve plazma bağlantıları, plazma-parçacık tasınımları, plazma zırh oluşumu konuları irdelenmiştir.

Üçüncü bölümde plazma boşalmasının temellerini oluşturan Townsend kuramı, Paschen kanunu, elektron yüzey yayılımı incelenmiştir. Elektrotlar arası mesafe, elektrotların şekli, kullanılan gazın cinsi, basıncı plazmalardaki karakteristik bulgular için önemlidir.

Dördüncü bölümde gaz boşalma temellerini oluşturan karanlık boşalma, parıltı tipi boşalma ve ark boşalma hakkında literatür bilgileri verilmiştir. Plazmaların oluşumu sırasında, meydana gelen boşalmaların hangi bölgede olduğu, akım ve gerilim değerlerinin bir biri ile olan aralarındaki formülasyonlar belirtilmiştir. Akımdaki değişimin gözlenmesinin önemi üzerinde durulmuştur.

Beşinci bölümde ise plazma parametrelerini ölçmek için cihazın içinden ve dışından yapılan ölçümler için kullanılan Langmuir sondası ve Rogowski bobini ve spektral ölçüm yöntemleri açıklanmıştır.

Altıncı bölümde yenilikçi plazma cihazının geometrik tasarımı, sistemde kullanılan malzemeler, plazma cihaz için cebirsel çalışmalar açıklanmıştır.

Yapılan benzetim çalışmalarıyla deneysel çalışmaların bir birleriyle uyumlu olduğu gözlenmiştir. Yapılan benzetimlerin deneylerin sonuçlarından edilen akım ve gerilim karakteristiklerinin literatürdeki çalışmalarla uyumlu olduğu gözlenmiştir. Düşük gaz basıncı değerlerinde, elektrotlara uygulanan yüksek DA gerilimde, I'_{pol} poloidal akımının yükseltilmesi ve dışarıdan I_t akımının arttırılmasıyla benzetim çalışmalarında vakum hücre

içinde oluşan değişik plazma desenleri olan TOKAMAK üzerine literatürle uyumlu olarak gözlenmiştir. Aynı zamanda deneysel çalışmalarda hareketli ve hareketsiz manyetik adalar görüntülenmiş, benzetim çalışmalarındaki akı yoğunluğu desenleri ile bu manyetik adaların uyumlulukları açıklanmıştır. Manyetik adaların bilhassa yüksek basınçlarda parıltı plazma bölgesinde dalga sayılarının artma eğiliminde olduğu görülmüştür.

Bu sistem için üretilmiş olan elektrotlar arasında yalıtkan olarak kullanılan 90 şor şertlikteki vulkollan malzemenin anot ile katot arasındaki yalıtımı sağlamıştır. Bu malzemenin, hücre için iyi bir yalıtkan olduğu kanıtlanmıştır. Paslanmaz çelik malzemeden üretilmiş olan vakum hücresinin içinin, yalıtımı sağlamak için 2mm kalınlığındaki porselen malzeme ile kaplanması önemli bir ayrıntıdır.

Plazma cihazında çalışma gazı olarak döteryum gazı kullanılmış ve farklı basınç değerleri için ışımların çok farklı olduğu görülmüştür. Döteryum gazı ile yapılan benzetim çalışmalarında ise akı yoğunluğu desenlerinin helezon şeklinde osiloskop elektriksel ölçümlerinde gözlendiği ve RF dalgaları oluşturan osilasyonlar yaptığı ispatlanmıştır.

Bu çalışmadaki plazmaların soğuk ve sıcak plazmalar olarak gözlendiği söylenebilir. Sonuçlara göre ultraviyole (UV) kaynağı, x-ışını kaynağı RF, IR infared kaynağı, görünür bölge kaynağı ve RF kaynak olarak bu plazma sisteminin kullanılabileceği düşünülmüştür. Soğuk plazmada, RF, görünür bölge ve kızıl ötesi ışınlarını; sıcak plazma oluştuğunda ise mor ötesi (UV) ve x-ışınlarını oluşturmak amacı ile cihazdan yararlanılabilir. Tıp, biyoloji, malzeme bilimi ve gıda alanlarıyla bağlantılı temel ve uygulamalı araştırmalar için de elektromanyetik spektrumun farklı bölgelerinde ışıma yaptığından, bu cihaz yaygın kullanılabilir. Bu cihaz ile elektron ve iyon demetleri, manyetik alanda sıkıştırılarak Döteryum kullanılması durumunda nükleer reaksiyonlarda oluşturulabilir. Bu nedenle önemli ve geniş bir çalışma alanına sahip olan bu yeni plazma cihazı, patentlenecek olup bilimsel katkı yanında dünyada mevcut birçok plazma cihazı çalışmalarına alternatif bir cihazdır. Bu tezdeki çalışmalarda RF, IR ve görünür bölgede elde edilen sonuçlar verilmiştir.

Langmuir sondası yardımıyla plazma içerisindeki elektron sıcaklığı $T_e=2981$ eV, elektron yoğunluğu ise $n_e=2,8 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ olarak bulunmuştur. Rogowski bobini yardımı ile maksimum plazma akımı 300 mA olarak ölçülmüştür. Bunun altındaki değerlerde bulunmuş olup RF bölgesinde 2,5 MHz'lik yayılmalar görülmüştür.

Sistemdeki iki adet tungsten elektrot; anot ve katot kullanılarak sistemin yüksek gerilim altında bu elektrotlar üzerinden elektrik iletimi sağlanmıştır. Uygulanan yüksek gerilimin plazma oluşumu üzerine etkileri açık bir şekilde benzetim ve deneysel çalışmalar elde edildi. Transformatör çekirdeğine ve vakum hücre dışına konumlandırılmış iki adet farklı akım kaynaklarından beslenen bobin grubunun, plazma oluşumuna olumlu etkileri saptanmış, hem benzetim çalışmalarında hemde deneysel çalışmalarda elektromanyetik hapsedmeye olan katkıları kanıtlanmıştır.

Yukarıda elde edilen sonuçlarla birlikte, plazma hücresinin 10^{-2} mbar altında ve üstünde çalışabildiği görülmüştür. Transformator çekirdeğinin manyetik geçirgenliği daha yüksek malzemeler seçilebilir. Vakum hücresinin paslanmaz çelik yerine kuvars cam malzemeden yapılması da manyetik adaların ayrıntılı gözlenmesi, plazma kararsızlıklarının fiziksel yapısının araştırılması ve RF dalgalarının araştırılmasında önemli olacaktır. Nükleer çalışmalarda ise döteryum gazı kullanarak yüksek basınç bölgesinde nükleer reaksiyon eldesi üzerine çalışmalar yapılabilir.

KAYNAKLAR

1. Özdemir, N., ve Çobanoğlu, O. E. (2008). Türkiye’de Nükleer Santrallerin Kurulması ve Nükleer Enerji Kullanımı Konusundaki Öğretmen Adaylarının Tutumları. *Hacettepe Üniversitesi Eğitim Fakültesi Dergisi*, 34, 218-232.
2. İnternet: PRIS - Country Details. URL: <https://pris.iaea.org/PRIS/CountryStatistics/CountryDetails.aspx?current=EG>, Son Erişim Tarihi: 22.11.2023.
3. Brooks, H. M., and Davis, A. (2022). Scalable multi-physics for fusion reactors with AURORA. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 65(2), 024002.
4. Şahin, H. M. (1997). *Mars veya daha uzak gezegenlere gönderilecek bir uzay kargo gemisinin füzyon roket motorunun tasarımı*. Yayınlanmamış Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
5. Yeniçay, F. (1970). *Plazma Fiziği*. (1. Baskı). İstanbul: İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Basımevi, 5-6.
6. Fasoli, A. (2023). Essay: Overcoming the Obstacles to a Magnetic Fusion Power Plant. *Physical review letters*, 130(22), 220001.
7. Şahin, N. (1999). *Toryum Yakıtlı (D.T) Füzyon sürücülü bir hibrid reaktörünün nötronik performansı*. Yayınlanmamış Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
8. Gümüşderelioğlu, M. ve Türkoğlu, H. (2013). Plazma Teknolojisi. *Bilim ve Teknik Dergisi*. 6(9),78.
9. Shin, H., Hwang, J., Han, Y., Shin, G., Lee, H., Chai, K., and Choe, W. (2023). Argon-seeded detachment during ELM control by RMPs in KSTAR. *Nuclear Fusion*, 63(4), 044003.
10. Canan, D. (2010). *Optik Model Kullanılarak 14-15 Mev’lik Nötronlarla Oluşturulan Tridyum Üretim Reaksiyonları için Yeni Tesir Kesiti Formüllerinin Geliştirilmesi*. Yayınlanmamış Yüksek lisans Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
11. Lilley, J. (2018). *Nükleer Fizik İlkeler ve Uygulamaları*. (Çev. A. Aydın, İ. H. Sarpün, E. Tel, A. Kaplan). Ankara: Nobel Akademik Yayıncılık Eğitim Danışmanlık Tic. Ltd. Şti. (Eserin orijinali 2006’da yayımlandı), 299-320.
12. Razumova, K. A., Andreev, V. F., Kasyanova, N. V., and Lysenko, S. E. (2019). Explanation of Experimentally Observed Phenomena in Hot Tokamak Plasmas from the Nonequilibrium Thermodynamics Position. *Entropy*, 22(1), 53.
13. Azizov, E. A. (2012). Tokamaks: from A D Sakharov to the present (the 60-year history of tokamaks). *Physics-Uspekhi*, 55(2), 190-203.
14. Hassanein, A., and Sizyuk, V. (2021). Potential design problems for ITER fusion device. *Scientific Reports*, 11(1), 2069.

15. Breschi, M., Devred, A., Macioce, D., and Mitchell, N. (2023). Performance tests of ITER CS conductor samples from series production. *Superconductor Science and Technology*, 36(3), 035007.
16. Moon, H., Park, S., Kim, H., and Kim, B. S. (2022). Evaluation of the functional acceptability of the ITER vacuum vessel. *Nuclear Fusion*, 63(1), 016003.
17. Zhu, B., Lu, Y., Yang, Y., Zhang, M., Jiang, L., and Wang, S. (2022). Multi-objective optimization design of the large-scale high-intensity homogeneous magnetic field coil system based on non-dominated sorting genetic algorithm (NSGA-II). *IET Electric Power Applications*. 16(6), 710-722.
18. Mavkov, B., Witrant, E., and Prieur, C. (2019). Distributed Control of Coupled Inhomogeneous Diffusion in Tokamak Plasmas. *IEEE Transactions on Control Systems Technology*, 27(1), 443-450.
19. Sinman, A., Sinman, S. (2001). Nükleer Füzyon. *Bilimve Teknik Dergisi*. Şubat 2001, 76-81.
20. Nasseri, M. M. (2016). Three Dimensional Simulation of ITER Machine by Using Geant4. *Journal of Fusion Energy*, 35(4), 621-625.
21. Krieger, K., Balden, M., Barac, M., Bogdanović Radović, I., Brida, D., Faitsch, M., Gunn, J. P., Markelj, S., Kelemen, M., Manhard, A., de Marne, P., Pitts, R. A., and Rohde, V. (2023). Investigation of ELM-related Larmor ion flux into toroidal gaps of divertor target plates. *Nuclear Fusion*, 63(6), 066021.
22. Lacquaniti, M., Sias, G., Fanni, A., Pironti, A., Giorgetti, F., Calabrò, G., Aymerich, E., and Baruzzo, M. (2023). White noise characterization and thermo-mechanical analysis of DTT pick-up coils. *Fusion Engineering and Design*, 192, 113775-113781.
23. Zhang, Y. P., Zou, X. L., Dong, Y., Bai, X., Zhang, J., Ogawa, K., Gao, J., Cheng, S., Zhu, Y., Li, B., Ji, X., Liu, Y., Shi, Z., Zhong, W., and Xu, M. (2023). Formation of the hot tail seeds for runaway electron generation during disruptions with lower hybrid waves in the HL-2A tokamak. *Physics of Plasmas*, 30(7), 072502.
24. Vlainić, M. (2018). *Studies of runaway electrons in COMPASS Tokamak*. Doctoral Thesis, Ghent University Faculty of Engineering and Architecture Department of Applied Physics, Ghent.
25. Pankratov, I. M., and Bochko, V. Y. (2019). Long-Lived Banana Orbit Formation of Suprathermal Electrons During MHD Spikes in Runaway Tokamak Discharges. *East European Journal of Physics*, 3, 4-9.
26. Rossi, R., Gelfusa, M., Craciunescu, T., Spolladore, L., Wyss, I., Peluso, E., Vega, J., Maggi, C. F., Mailloux, J., Maslov, M., and Murari, A. (2023). A systematic investigation of radiation collapse for disruption avoidance and prevention on JET tokamak. *Matter and Radiation at Extremes*, 8(4), 046903.

27. Tsavalas, P., Lagoyannis, A., Mergia, K., Axiotis, M., Harissopulos, S., Provatas, G., Fazinić, S., Tadić, T., Widdowson, A., Rubel, M., and Contributors, J. (2022). Fuel retention and carbon deposition on beryllium marker tiles from JET tokamak main chamber limiters investigated by ion beam analysis. *Nuclear Fusion*, 62(12), 126070.
28. Skakov, M., Baklanov, V., Zhanbolatova, G., Miniyazov, A., Соколов, И. А., Kozhakhmetov, Y., Tulenbergenov, T., Mukhamedova, N., Bukina, O., and Градобоев, А. В. (2023). The effect of recrystallization annealing on the tungsten surface carbidization in a beam plasma discharge. *AIMS Materials Science*, 10(3), 541-555.
29. Craciunescu, T., and Murari, A. (2022). Detection of changes in the dynamics of thermonuclear plasmas to improve the prediction of disruptions. *Nonlinear Dynamics*, 111(4), 3509-3523.
30. Sharma, J., and Sharma, S. C. (2022). Neutral beam driven ion cyclotron instability of lower hybrid wave in a tokamak plasma. *AIP Advances*, 12(8), 085321.
31. Deng, X., Huang, Y., Wan, C., Jiang, L., Gao, G., Huang, Z., and Zhang, J. (2022). High-Uniformity calculation method of Four-Coil configuration in Large-Caliber Magnetic Field immunity testing system. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 50(6), 1977-1986.
32. Vondráček, P., Pánek, R., Hron, M., Havlíček, J., Weinzettl, V., Todd, T., Tskhakaya, D. D., Cunningham, G., Háček, P., Hromádka, J., Junek, P., Krbec, J., Patel, N., Šesták, D., Varju, J., Adámek, J., Balazsova, M., Balner, V., Bartoň, P., Zhang, H. (2021). Preliminary design of the COMPASS upgrade tokamak. *Fusion Engineering and Design*, 169, 112490.
33. Komm, M., Mancini, D., Morbey, M., Cavalier, J., Adámek, J., Bernert, M., Bílková, P., Böhm, P., Brida, D., Février, O., Henderson, S., Hron, M., Jeřáb, M., Imříšek, M., Kripner, L., Naydenkova, D., Pánek, R., Šos, M., & Vondráček, P. (2021). Power exhaust by core radiation at COMPASS tokamak. *Nuclear Fusion*, 61(3), 036016.
34. Cherif, M. M., Assadi, I., Khezami, L., Hamadi, N. B., Assadi, A. A., and Elfalleh, W. (2023). Review on Recent Applications of cold plasma for Safe and Sustainable food production: Principles, implementation, and application Limits. *Applied Sciences*, 13(4), 2381.
35. Trelles, J. P., Chazelas, C., Vardelle, A., and Heberlein, J. (2009). Arc Plasma Torch modeling. *Journal of Thermal Spray Technology*, 18(5–6), 728–752.
36. Sanito, R. C., You, S., and Wang, Y. (2022). Degradation of contaminants in plasma technology: An overview. *Journal of Hazardous Materials*, 424, 127390.
37. Kletschkus, K., Haralambiev, L., Mustea, A., Bekeschus, S., and Stope, M. B. (2020). Review of Innovative Physical therapy methods: Introduction to the principles of cold Physical plasma. *In Vivo*, 34(6), 3103-3107.
38. Zainal, M. N. F., Redzuan, N., and Misnal, M. F. I. (2015). Brief Review: Cold plasma. *Jurnal Teknologi*, 74(10), 57-61.

39. Walker, A. D. M. (2019). *Magnetohydrodynamic waves in geospace*. (1. Baskı). New York: IOP Publishing Ltd, 317-333.
40. Ravensbergen, T., Van Berkel, M., Perek, A., Galperti, C., Duval, B. P., Février, O., Van Kampen, R., Felici, F., Lammers, J. T., Theiler, C., Schoukens, J., Linehan, B., Komm, M., Henderson, S., Brida, D., and Baar, D. (2021). Real-time feedback control of the impurity emission front in tokamak divertor plasmas. *Nature Communications*, 12(1), 1-9.
41. Dine, S., Bernard, E., Herlin, N., Grisolia, C., Tingaud, D., and Vrel, D. (2021). SHS synthesis, SPS densification and mechanical properties of nanometric tungsten. *Metals*, 11(2), 252.
42. Belmont, G., Rezeau, L., Riconda, C., and Zaslavsky, A. (2019). *Introduction to Plasma Physics*. (1. Baskı). London: Elsevier, 1-52.
43. Pert, G. J. (2021). *Foundations of Plasma Physics for physicists and mathematicians*. (1. Baskı). West Sussex: John Wiley & Sons, 1-65.
44. Kurt, E., Kurt, H. H., and Bayhan, U. (2009). Ionization effects and linear stability in a coaxial plasma device. *Cent. Eur. J. Phys.*, 7(1), 2009, 123-129.
45. Wiesemann, K. (2014). A short introduction to plasma physics. arXiv (Cornell University), 85–122.
46. Dekker, A. J. (1981). *Secondary Electron Emission. Journal of Physics C: Solid State Physics*. (1. Baskı). London: Macmillan Publishers Limited, 418-419.
47. İnternet: Secondary electron emission. URL: <https://www.physics-and-radio-electronics.com/electronic-devices-and-circuits/electronemission/secondaryelectronemission.html>, Son Erişim Tarihi: 22.11.2023.
48. Şahin, E. (2021). *Kilohertz plazma kalem*. Yayımlanmamış Doktora Tezi. Eskişehir Osmangazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Eskişehir.
49. Roth, J. R. (1995). *Industrial Plasma Engineering*. (1. Baskı). London: IOP, 255-265.
50. Wang, Y., Li, S., Liu, Y., and Wang, L. (2019). Effects of secondary electron emission on plasma characteristics in dual-frequency atmospheric pressure helium discharge by fluid modeling. *Chinese Physics B*, 28(2), 025202.
51. Dursun, B., Kurt, E., and Kurt, H. (2017). Energy distributions and radiation emissions in an inertial electrostatic confinement (IEC) device under low and moderate magnetic fields. *International Journal of Hydrogen Energy*, 42(28), 17874-17885.
52. Dursun, B., and Kurt, E. (2016). Many-body solution to the D₂ gas filled inertial electrostatic confinement device. *International Journal of Hydrogen Energy*, 41(29), 12546-12554.
53. Getizmen, Z. (2023). *Dielektrik bariyer deşarj paralel plaka yöntemi ile soğuk plazma üretimi ve optimizasyonu*. Yayımlanmamış Doktora Tezi. Ege Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, İzmir.

54. Fu, Y., Zhang, P., Verboncoeur, J. P., and Wang, X. (2020). Electrical breakdown from macro to micro/nano scales: a tutorial and a review of the state of the art. *Plasma Research Express*, 2(1), 013001.
55. Guðmundsson, J. T., and Hećimović, A. (2017). Foundations of DC plasma sources. *Plasma Sources Science and Technology*, 26(12), 123001.
56. Ledernez, L., Olcaytug, F., and Urban, G. (2012). Inter-Electrode distance and breakdown voltage in low pressure argon discharges. *Contributions to Plasma Physics*, 52(4), 276–282.
57. Burm, K. T. a. L. (2007). Calculation of the Townsend discharge coefficients and the Paschen curve coefficients. *Contributions to Plasma Physics*, 47(3), 177–182.
58. Townsend, J. S. (1915). Electricity in gases. *Journal of the Röntgen Society*, 11(44), 87.
59. Von Engel, A. (1965). *Ionized Gases*. (2. Baskı). London: Oxford University Press, 150-200.
60. Von Engel, A., and Francis, G. L. (1953). Ionization phenomena in gases. *Nature*, 172(4383), 798–799.
61. Lieberman, M. A., and Lichtenberg, A. J. (2005). *Principles of plasma discharges and materials processing*. (2. Baskı). New Jersey: John Wiley & Sons, 23-81.
62. Davydov, Y. I. (2006). On the First Townsend Coefficient at High Electric Field. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53(5), 2931–2935.
63. Go, D. B. (2018). *Ionization and Ion Transport: A Primer for the Study of Non-Equilibrium, Low-Temperature Gas Discharges and Plasmas*. (1. Baskı). California: Morgan & Claypool Publishers, 108.
64. Phelps, A. V., and Petrović, Z. L. (1999). Cold-cathode discharges and breakdown in argon: surface and gas phase production of secondary electrons. *Plasma Sources Science and Technology*, 8(3), R21–R44.
65. Phelps, A. V., and Jelenković, B. M. (1988). Excitation and breakdown of Ar at very high ratios of electric field to gas density. *Physical Review*, 38(6), 2975–2990.
66. Raizer, Y. P. (1991). *Gas discharge Physics*. In Springer eBooks. New York: Springer, 172-177.
67. Radmilović-Radjenović, M., Matejčík, Š., Klas, M., and Radjenović, B. (2012). The role of the field emission effect in direct-current argon discharges for the gaps ranging from 1 to 100 μm . *Journal of Physics D: Applied Physics*, 46(1), 015302.
68. Sahni, O., and Lanza, C. (1976). Importance of the dependence of the secondary electron emission coefficient on E/p_0 for Paschen breakdown curves in ac plasma panels. *Journal of Applied Physics*, 47(4), 1337–1340.

69. Li, L., Zhao, Z., Wang, K., Li, C., Ren, J., and Li, J. (2019). Repetitive Gas-Discharge closing switches for pulsed power applications. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 47(9), 4237–4249.
70. Schoenbach, K., and Becker, K. (2016). 20 years of microplasma research: a status report. *The European Physical Journal D*, 70(2).
71. Fu, Y., and Verboncoeur, J. P. (2019). On the Similarities of Low-Temperature Plasma Discharges. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 47(5), 1994–2003.
72. Becker, K., Schoenbach, K., and Eden, J. G. (2006). Microplasmas and applications. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 39(3), R55–R70.
73. Iza, F., Lee, J. K., and Kong, M. G. (2007). Electron kinetics in Radio-Frequency Atmospheric-Pressure microplasmas. *Physical Review Letters*, 99(7), 075004.
74. Fujita, H., Kouno, T., Noguchi, Y., and Ueguri, S. (1978). Breakdown voltages of gaseous N₂ and air from normal to cryogenic temperatures. *Cryogenics*, 18(4), 195–200.
75. Fowler, R. H., and Nordheim, L. W. (1928). Electron Emission in Intense Electric Fields. *Proceedings of The Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 119(781), 173–181.
76. Murphy, E., and Good, R. H. (1956). Thermionic emission, field emission, and the transition region. *Physical Review*, 102(6), 1464–1473.
77. Jensen, K. L. (2019). A reformulated general thermal-field emission equation. *Journal of Applied Physics*, 126(6), 065302.
78. Jensen, K. L. (2007). General formulation of thermal, field, and photoinduced electron emission. *Journal of Applied Physics*, 102(2), 024911.
79. Jensen, K. L. (2018). A tutorial on electron sources. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 46(6), 1881–1899.
80. Jensen, K. L., and Cahay, M. (2006). General thermal-field emission equation. *Applied Physics Letters*, 88(15), 154105.
81. Kisliuk, P. (1954). Arcing at electrical contacts on closure. Part V. The Cathode mechanism of extremely short arcs. *Journal of Applied Physics*, 25(7), 897–900.
82. Slade, P. G., and Taylor, E. (2002). Electrical breakdown in atmospheric air between closely spaced (0.2 μm –40 μm) electrical contacts. *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies*, 25(3), 390–396.
83. Radmilović-Radenović, M., Lee, J. K., Iza, F., and Park, G. (2005). Particle-in-cell simulation of gas breakdown in microgaps. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 38(6), 950–954.
84. Yoon, J. S. (2015), *Dielectric barrier discharge plasma actuator study for low Reynolds number flow control*. Doctoral Thesis, KAIST Dept. Aerospace Eng., Daejeon.

85. Conrads, H., and Schmidt, M. (2000). Plasma generation and plasma sources. *Plasma Sources Science and Technology*, 9(4), 441–454.
86. Yousif, F. B., MartíNez, H., Robledo-Martinez, A., and Castillo, F. (2006). AC Glow discharge plasma in N₂O. *AIP Conference Proceedings*, 227-231.
87. Tanaka, H., and Inokuti, M. (2000). Plasma Processing of Materials and Atomic, Molecular, and Optical Physics. An Introduction. *Advances in Atomic Molecular and Optical Physics*, 43, 1-17.
88. Honglertkongsakul, K., Chaikun, S., Witit-Anun, N., Kongsri, W., and Limsuwan, P. (2012). Single Langmuir probe measurements in an unbalanced magnetron sputtering system. *Procedia Engineering*, 32, 962–968.
89. Suryana, R., Tejumola, T., Kim, S., and Cho, M. (2021). Design on-board data processing for double Langmuir probe on lean satellite. *Journal of Physics: Conference Series*, 1876(1), 012025.
90. Tagle, J., Stangeby, P., and Erents, S. (1987). Errors in measuring electron temperatures using a single Langmuir probe in a magnetic field. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 29(3), 297–301.
91. Irniciuc, S. A., Chertopalov, S., Lančok, J., and Crăciun, V. (2021). Langmuir Probe Technique for Plasma Characterization during Pulsed Laser Deposition Process. *Coatings*, 11(7), 762.
92. İnternet: Chen, F. F. (2003). Langmuir probe diagnostics. URL: <https://www.seas.ucla.edu/~ffchen/Pubs/Chen210R.pdf>, Son Erişim Tarihi: 22.11.2023.
93. Potrivitu, G. C. (2016). *Low-voltage external discharge plasma thruster and hollow cathodes plasma plume diagnostics utilising electrostatic probes and retarding potential analyser*. Doctoral thesis, Luleå University of Technology Dept. Computer Science, Electrical and Space Eng., Luleå.
94. Ghasemi, S. A., Mazandarani, A., and Shahshenas, S. (2018). Double Langmuir probe measurement of plasma parameters in a dc glow discharge. *Iranian Journal of Physics Research*, 18(3), 494.
95. Yıldız, Y. (2021). *Yeni Bir Magnetron Tasarımı ve Uygulaması*. Yayımlanmamış Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
96. İnternet: Brown, J. Design and Implementation of a Double Langmuir Probe for an RF Plasma. URL: <https://w3.pppl.gov/ppst/docs/brown.pdf>, Son Erişim Tarihi: 22.11.2023.
97. Havlicek, J., Kudlacek, O., Janky, F., Horáček, J.M., Beňo, R., Fixa, J., Zajac, J., Hron, M., Pánek, R., and Cahyna, P. (2010). Status of Magnetic Diagnostics on COMPASS. *WDS'10 Proceedings of Contributed Papers*, 2, 12–17.
98. Nassisi, V., and Luches, A. (1979). Rogowski coils: theory and experimental results. *Review of Scientific Instruments*, 50(7), 900–902.

99. Ward, D., and Exon, J. (1993). Using Rogowski coils for transient current measurements. *Engineering Science and Education Journal*, 2(3), 105.
100. Ibrahim, M. E., and Abd-Elhady, A. M. (2021). A proposed Non-Invasive Rogowski Coil design for measuring 3-Phase currents through a 3-Core cable. *IEEE Sensors Journal*, 21(1), 593–599.
101. Li, Z., Zhang, Q., Zhang, L., Liu, F., and Tan, X. (2011). Design of Rogowski Coil with external integrator for measurement of lightning current up to 400kA. *Przegląd Elektrotechniczny*, 188–192.
102. Mingotti, A., Betti, C., Tinarelli, R., and Peretto, L. (2023). Simplifying Rogowski Coil modeling: Simulation and experimental verification. *Sensors*, 23(19), 8032.
103. El-Shahat, M., Eldin, S. M., Mohamed, N. A., El-Morshedy, A., and Ibrahim, M. E. (2022). Measurement of Power Frequency Current including Low- and High-Order Harmonics Using a Rogowski Coil. *Sensors*, 22(11), 4220.
104. Bölükdemir, A. S., Akgün, Y., Kurt, E., Öncü, T., and Alaçakır, A. (2009). DD Fusion Studies at Odak-3k Plasma Focus Device. *International Journal of Electrical Energy Systems*, 1(2), 65-69.
105. Akgün, Y., Bölükdemir, A. S., Kurt, E., Öncü, T., and Alaçakır, A. (2009). Preliminary plasma focus studies at ODAK-3K device using track detectors. *Plasma Devices and Operations*, 17(4), 293–300.
106. Perusquía, S., Castillo, F., Reyes, P. R., and MartíNez, H. (2015). Study of the Rogowski coil response in a plasma focus device. *Journal of Physics: Conference Series*, 591, 012028.
107. Kuşbazoğlu, M. (2017). *2-(Triflorometil)Benzoik Asit Molekülünün Yapısal, Spektroskopik ve Fotofiziksel Özelliklerinin Deneysel ve Kuramsal Yöntemlerle İncelenmesi*. Yayımlanmamış Yüksek Lisans Tezi, Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Sakarya.
108. Şirin, G., ve Aydemir, D. (2016). Sonlu elemanlar metodunun ahşap malzemelerde kullanımına ilişkin bir araştırma. *Journal of Bartın Faculty of Forestry*, 18(2), 205-212.
109. Rihan, Y., and El-Bary, B. A. (2014). Finite element analysis for optimal design of filament wound composite tubes. *I-manager's Journal on Material Science*, 2(3), 1–11.
110. Boris, D. R., and Emmert, G. (2008). Composition of the source region plasma in inertial electrostatic confinement devices. *Physics of Plasmas*, 15(8), 083502.
111. Watts, C., Udintsev, V. S., Andrew, P., Vayakis, G., Van Zeeland, M., Brower, D. L., Feder, R., Mukhin, E. E., and Tolstyakov, S. Y. (2013). Electron density measurements in the ITER fusion plasma. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 720, 7–10.

112. Khan, M. Z., Ling, Y. S., Yaqoob, I., Kumar, N. N., Kuang, L. L., and San, W. C. (2014). Low-Energy plasma focus device as an electron beam source. *The Scientific World Journal*, 2014, 1–9.
113. Meshcheryakov, A. I., Vafin, I. Y., and Grishina, I. A. (2020). Electron Temperature Profiles Formed under Conditions of the Axial ECR Plasma Heating at the L-2M Stellarator. *Plasma Physics Reports*, 46, 1144-1149.
114. Nikiforov, A. Y., Leys, C., Gonzalez, M. A., and Walsh, J. L. (2015). Electron density measurement in atmospheric pressure plasma jets: Stark broadening of hydrogenated and non-hydrogenated lines. *Plasma Sources Science and Technology*, 24(3), 034001.



Gazili olmak ayrıcalıktır