

46123

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**KATKILI SiO₂ FİLMLEİN CHF₃ – O₂ PLAZMASI İÇERSİNDE
REAKTİF İYON AŞINDIRILMASI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Suat Ali ERTUĞRUL

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 16 Ocak 1995

Tezin Savunulduğu Tarih : 1 Şubat 1995

Tez Danışmanı

: Doç. Dr. Fatma Tepehan

Diğer Jüri Üyeleri

: Prof. Dr. Atilla Ataman

Prof. Dr. Yıldırhan Öner

ŞUBAT 1995

ÖNSÖZ

Değerli görüş ve fikirleriyle bana yol gösteren Hocam Doç. Dr. Fatma Tepehan ve Prof. Dr. Atilla Ataman'a, bu çalışmanın gerçekleşmesinde büyük emeği olan Esra Eralp'e, fikirleriyle katkıda bulunan TÜBİTAK-YİTAL çalışanlarına ve beni $\text{\TeX}$ 'le tanıştırap, tüm sorularımı büyük bir sabırla cevaplayan Semih Ergintav ile Halil Esen'e teşekkür ederim.



S. Ali Ertuğrul



İÇİNDEKİLER

ŞEKİL LİSTESİ	v
TABLO LİSTESİ	vi
ÖZET	vii
SUMMARY	viii
BÖLÜM 1. GİRİŞ	1
BÖLÜM 2. TEMEL PLAZMA KAVRAMLARI	3
2.1. Çarpışma İşlemleri	4
2.1.1 Elastik Çarpışmalar	7
2.1.2 İnelastik Çarpışmalar	9
2.1.2.1 İyonlaşma	11
2.1.2.2 Uyarılma	13
2.1.2.3 Birleşme	15
2.1.2.4 Parçalanma	17
2.1.2.5 Elektron Tutulması	18
2.1.2.6 İyon-Yüksüz Parçacık Çarpışmaları	18
2.1.2.7 Aradurum Çarpışmaları	19
2.2. Zayıf İyonlaşmış Plazma	21
2.2.1 Debye Perdelemesi	22
2.2.2 Plazmanın Temel Fiziksel Yapısı	25
BÖLÜM 3. DC ve RF UYARIMLI PLAZMALAR	34
3.1. Giriş	34
3.2. DC Uyarımlı Plazma	36
3.3. RF Uyarımlı Plazma	37
3.4. RF Uyarımlı Plazmalarda Kendinden Kutuplama Gerilimi	40
3.5. RF Uyarımlı Plazmaların Kararlılığı	43
3.6. RF Sistemlerde Gerilim Dağılımı	45
BÖLÜM 4. REAKTİF İYON AŞINDIRMA	49
4.1. Tümdevre Üretim Ortamında Aşındırma Terimleri	49
4.2. Tümdevre Üretim Ortamında Aşındırma İşlemleri	51
4.2.1 Islak Aşındırma	51
4.2.2 Kuru Aşındırma	52
4.3. Reaktif İyon Aşındırma	52
4.3.1 Reaktif İyon Aşındırma Sistemleri ve Mekanizmaları	54
4.4. Plazma Değişkenlerinin Aşındırma Üzerine Etkisi	59
4.4.1 Güç	59
4.4.2 Basınç	60
4.4.3 Gaz Akışı	60
BÖLÜM 5. KATKILI SiO ₂ FİMLERİN CHF ₃ – O ₂ PLAZMASI KULLANILARAK REAKTİF İYON AŞINDIRMASI	61

5.1.	SiO ₂ Filmlerin CHF ₃ – O ₂ Plazması İçersinde Aşın	61
5.2.	Deney	62
5.2.1	Değişen Güç ve Basıncın Etkisi	63
5.2.2	Değişen Gaz Akışlarının Etkisi	64
5.2.3	Elektrot Malzemesinin Etkisi	66
5.3.	Sonuç	67
SONUÇLAR VE ÖNERİLER		80
KAYNAKLAR		81
ÖZGEÇMİŞ		83



ŞEKİL LİSTESİ

<u>Şekil No.</u>	<u>Açıklaması</u>	<u>Sayfa</u>
Şekil 2.1	Çarpışma olasılığı	4
Şekil 2.2	Elastik çarpışmadan önce ve sonra hız bileşenleri	8
Şekil 2.3	Argon ve neon toplam çarpışma arakesiti	12
Şekil 2.4	Argon için fotoiyonizasyon çarpışma arakesiti	13
Şekil 2.5	Helyum atomunun enerji seviyeleri	15
Şekil 2.6	Bazı asal gazlar için elektron çarpışma ara kesiti	21
Şekil 2.7	Anlık potansiyelin değişimi	23
Şekil 2.8	Elektrot yüzeyi yakınında elektron ve iyon potansiyel ile enerjileri	28
Şekil 2.9	Kutuplanmış elektrodun şematik gösterimi	31
Şekil 2.10	Elektrodun akım yoğunluğu-voltaj karakteri	33
Şekil 3.1	DC uyarımlı sistemlerde plazma oluşturma	36
Şekil 3.2	Yalıtkan elektrodun yüzey yüklenmesi	38
Şekil 3.3	RF uyarımlı sistem	40
Şekil 3.4	RF uyarımlı sistemde küçük elektrottaki gerilim ve akım dalga ..	41
Şekil 3.5	Küçük elektrottaki gerilim dalga şekli	42
Şekil 3.6	Önleme kapasitesi ile gerilim dağılımı	46
Şekil 3.7	Asimetrik sistemlerde plazma ve küçük elektrod gerilimi	48
Şekil 4.1	Yönbağımlı ve yönbağımsız aşınma	50
Şekil 4.2	Kuru aşındırma spektrumu	54
Şekil 4.3	Reaktif iyon aşındırma sistemi	55
Şekil 4.4	RF plazma sisteminde elektrotlar arasındaki gerilim dağılımı	55
Şekil 4.5	Si'nin iyon destekli aşındırılması	57
Şekil 4.6	Yüzey hasarı ve polimer oluşması mekanizmaları	59
Şekil 5.1	Kendinden kutuplama geriliminin güce göre değişimi	67
Şekil 5.2	Oksit aşınma hızının güce göre değişimi	69
Şekil 5.3	Fotorerezist aşınma hızının güce göre değişimi	69
Şekil 5.4	Kendinden kutuplama geriliminin basınca göre değişimi	70
Şekil 5.5	Oksit aşınma hızının basınca göre değişimi	71
Şekil 5.6	Fotorerezist aşınma hızının basınca göre değişimi	71
Şekil 5.7	SiO ₂ 'nin yönbağımsız aşınması	72
Şekil 5.8	Oksit Aş. Hız. 10 sccm O ₂ ve değişen CHF ₃ akışı ile değişimi ...	73
Şekil 5.9	Oksit Aş. Hız. 5 sccm O ₂ ve değişen CHF ₃ akışı ile değişimi	73
Şekil 5.10	Fotorez. Aş. Hız. 10 sccm O ₂ ve değişen CHF ₃ akışı ile değişimi	74
Şekil 5.11	Fotorez. Aş. Hız. 5 sccm O ₂ ve değişen CHF ₃ akışı ile değişimi	74
Şekil 5.12	Oksit Aş. Hız. 70 sccm CHF ₃ ve değişen O ₂ akışı ile değişimi ..	76
Şekil 5.13	Oksit Aş. Hız. 70 sccm CHF ₃ ve değişen O ₂ akışı ile değişimi ..	76
Şekil 5.14	Elektrot malzemesinin oksit aşınması üzerine etkisi	78
Şekil 5.15	SiO ₂ 'nin yönbağımlı aşınması	79

TABLO LİSTESİ

<u>Tablo No.</u>	<u>Açıklaması</u>	<u>Sayfa</u>
Tablo 2.1	Plazma basıncına karşı parçacığı ortalama serbest yolu	6
Tablo 2.2	Agon plazması için karakteristik değerler	26
Tablo 3.1	Çeşitli alan şiddetleri için elektron enerjileri	44
Tablo 4.1	Reaktif iyon aşındırma sırasındaki heterojen tepkimeler	57
Tablo 5.1	Güç ve basıncın oksit aşınma hızına etkisi	63
Tablo 5.2	Güç ve basıncın fotorezist aşınma hızına etkisi	64
Tablo 5.3	Güç ve basıncın dc kutuplama gerilimi üzerine etkisi	64
Tablo 5.4	5 sccm O ₂ ve değişen CHF ₃ akışlarında oksit Aş. Hız.	65
Tablo 5.5	10 sccm O ₂ ve değişen CHF ₃ akışlarında oksit Aş. Hız.	65
Tablo 5.6	5 sccm O ₂ ve değişen CHF ₃ akışlarında fotorez. Aş. Hız.	65
Tablo 5.7	5 sccm O ₂ ve değişen CHF ₃ akışlarında fotorez. Aş. Hız.	66
Tablo 5.8	70 sccm CHF ₃ ve değişen O ₂ Akış. oksit ve Fotorez. Aş. Hız. ..	66
Tablo 5.9	Farkli elektrot malzemelerinin oksit aşınması üzerine etkisi	67

ÖZET

Bu çalışmada, değişen sistem parametrelerinin (basın, güç, gaz akış oranları ve elektrot malzemesi), film ve plazma üzerine etkileri incelenmiştir. Bunun için $\text{CHF}_3 - \text{O}_2$ plazması içerisinde SiO_2 filmler aşındırılmıştır. Bu filmler ile maskeleme malzemesinin aşınma hızları ve kendinden kutuplama (dc bias) gerilimi ölçülmüştür. Bu ölçümler sonucu plazma ve aşınmanın karakteri belirlenmiştir.

Bu çalışmada reaktif iyon aşındırma tekniği kullanılmıştır.

Denemeler sonucu;

- a) Artan güçle birlikte, aşınmanın hızı ve yönbağımlı karakterinin arttığı, buna karşın maskeleme malzemesinin bozulmaya başladığı,
- b) Artan basınçla, aşınma hızı ve yönbağımlı karakterinin azaldığı,
- c) Artan CHF_3 akışı ile oksit aşınma hızının azaldığı,
- d) Artan O_2 oranı ile oksit aşınma hızının belli bir noktaya kadar arttığı ve daha sonra azalması ile maskeleme malzemesinin aşınma hızının arttığı,
- e) Anodize edilmiş Alüminyum elektrodun kuartz elektroda göre daha hızlı oksit aşınmasına neden olduğu gözlenmiştir.

REACTIVE ION ETCHING OF DOPED SiO_2 IN $\text{CHF}_3 - \text{O}_2$ PLASMA

SUMMARY

Ionized gases (plasma, glow-discharge, discharge) are used in several techniques that have been developed for processing (deposition, etching, ...) semiconductor materials and there have been several books, articles on the properties of the glow discharges used under various conditions. These show that a change in the system parameters (e.g. pressure, gas flow rate, applied power, ...) can drastically influence the conditions in the plasma. So understanding of physics behind the formation of plasmas and the effects of system parameters on the conditions of plasmas allow us to produce more controlled processes. The main purpose of this thesis was to investigate how the system parameter effect doped SiO_2 and photosensitive material (photoresist) etch rate and self bias voltage in reactive ion etching. These measured quantities have been given the information about plasma conditions and etch mechanisms.

In this thesis, the formation and physical properties of weakly ionized plasmas have been initially reviewed. Secondly, various types of plasma (dc and ac excited) have been described and the physical properties of these, which make one type more convenient than the other one for etching purposes, have been discussed. Thirdly, the mechanisms of the reactive ion etching have been described. Finally, experimental results of reactive ion etching of doped SiO_2 and photoresist have been given.

A plasma is a gas containing charged and neutral species (electrons, positive ions, negative ions, atoms and molecules). A plasma may be generated when a gas is subject to an electric field. Natural radiation first ionises a small fraction of the gas species and the free electrons are accelerated by the field before they undergo ionising collisions with neutral gas species. This creates more free electrons to cause further ionisation thus initiating an avalanche of collisions producing a large and equal number of electrons and ions.

The discharge can be sustained by dc or ac supplies, but it is more usual to use rf excitation because of the charging that occurs on dielectric films when etching in dc plasma. The charging of the insulator-covered electrode causes extinguishing of the discharge. This represents a significant limitation, as there are several important applications which call for the sputtering or etching of insulators, or the maintenance of a continuous discharge in the face of dielectric-covered electrodes (e.g. the reactive ion etching of SiO_2 have been

done on powered and a quartz covered electrot in this work). The application of an ac voltage overcomes the problem. If the low frequency ac signal is applied, the system behave like a double-ended dc discharge with similar limitations. Because charging time of the insulator is less than the ac frequency. If the ac frequency is increased to the point where the charging time is much longer than the ac period, contiuous discharge will maintain. A frequency of about 50-100 kHz is ussually sufficient to achieve this condition. But most of the commercial reactive ion etch systems are used 13.56 MHz.

The other reason is the ionisation which is more efficient in radio frequency than in dc discharges. The explanation is that some electron-molecule elastic collisions are taking place at an appropriate time with respect to the phase of the electric field such that the energy of the electrons continues to increase. As a consequence it becomes easier for the electrons to reach the energy required for ionisation of the gas. This causes to decrease the minimum operation pressure which is convenient clean semiconductor processes.

Because of the large difference in mass between an electron and an atom or molecule the electron can only lose energy to a molecule's internal energy levels; it cannot increase its kinetic energy directly since the momentum transfer is very inefficient. This gives rise to two leading plasma characteristics. The collisions produce a wide range of exited gas species which lose or redistribute energy via radiation, dissociation or collision to give a further mixture of excited or ground state species. It is these species which can then give rise to etching or deposition. The second effect is the absence of thermodynamic equilibrium between the gas and the free electrons. Typically the electron energy can be charecterized by a temperature of 30000 K while the ions and molecules can be very near room temparature.

In reactive ion etching system rf power is applied to the lower electrode while the larger upper electrode is grounded. Due to the rapidity of alternating voltage and to the greater mobility of the electrons the smaller driven electrode has a negative voltage for more than half cycle. The magnitude of this dc bias (self bias) depend on the cathode-anode area ratio (3:1 in our case) as the net current must be zero for each cycle. Thus for the majority of the rf cycle ions are accelerated towards the cathode.

There are mainly three regions in a rf plasma. These are cathode dark space, anode dark space and glow region.

The cathode dark space which is in front of the small driven electrode, has relatively few electrons which, in general, have not had the necessary acceleration distance to gain enough energy to electronically excite gas particles. There is a large voltage drop across this dark space causing accelaretion of ions towards the cathode the resulting sputtering of substrate atoms.

The central glow region is the true plasma described above and is under the influence of only a small electric field due to the screening effect of the cathode dark space. Because of the high mobility of the electrons the plasma potential lies slightly above the anode potential. The density of ions and electrons is about 10^{10} cm^{-3} giving the fractional degree of ionisation of 50 mTorr of order 6×10^{-5} . The plasma is very dilute.

The anode dark space sheath is thinner than the cathode region and essentially collisionless. There is a small voltage drop across it.

A material may be etched by either purely chemical means, as in wet etching, by purely physical bombardment, as in inert gas sputtering or combination of chemical reaction and physical sputtering as in reactive ion etching.

Wet etching processes are typically isotropic. Therefore, if the thickness of the film being etched is comparable to the minimum pattern dimension, undercutting due to isotropic etching, becomes intolerable. Since many films used in semiconductor device processes are $0.5 - 1 \mu\text{m}$ thick, reproducible and controllable transfer of patterns in $1 - 5 \mu\text{m}$ range (in our case $3 \mu\text{m}$) becomes difficult. Dry etching processes must therefore be applied to produce semiconductor devices with such dimensions.

In the physical sputtering processes, the strongly directional nature of the incident energetic ions allows substrate material to be removed in a highly anisotropic manner. Unfortunately, such material removal mechanisms are also quite non-selective against both masking material and materials underlying the layers being etched. Furthermore, since the ejected species are not inherently volatile, redeposition can occur. Another major problem of pattern transfer by physical sputtering involves the redeposition of nonvolatile species on the sidewalls of the etched feature. As a result of these drawbacks, dry etch processes for pattern transfer based on physical removal mechanisms have not found wide use in semiconductor device production.

The basic concept of reactive ion etching is rather direct. A glow discharge is utilized to produce chemically active species (atoms, radicals, and ions) from relatively inert molecular gas. The etching gas is selected so as to generate species which react chemically with the material to be etched, and whose reaction product with the etched material is volatile. The following processes take place in the system during ion enhanced etching:

- 1) Active species generation: In Reactive ion etch a glow discharge is used to generate from a suitable feed gas by electron-impact dissociation, ionization the gas phase etching environment which consists of radical, positive and negative ions, electrons, and neutrals.
- 2) Formation of a dc bias for ion acceleration: The material to be etched is placed on a high-frequency-driven capacitatively coupled electrode. Since the electron mobility is much greater than the ion mobility, after

ignition of the plasma the electrode acquires a negative charge (self-bias voltage). Therefore, the electrode and material placed on the electrode will be exposed to energetic, positive ion bombardment.

- 3) Transport of plasma-generated reactive species from the bulk of the plasma to the surface of the material being etched: This occurs by diffusion which, for particular structures such as narrow deep trenches, can limit the etch rate.
- 4) Adsorption step: Reactive radicals adsorb on the surface of the material to be etched. This step can be strongly enhanced by concurrent ion bombardment which serves to produce "active sites"
- 5) Reaction step: A reaction between the adsorbed species and the material to be etched must take place. because of the plasma-induced formation of reactive radicals, the reaction rate is very large relative to reaction rates in non-plasma environments. The reaction step can be greatly enhanced by ion bombardment.
- 6) Desorption of volatile reaction product: The desorption of the reaction product into the gas phase is one of the most critical steps in the overall etching reaction. This requires that the reaction product has a high vapor pressure at the substrate temperature. The removal of reaction product from the surface can be greatly accelerated by ion bombardment via sputtering.
- 7) Pumpout of volatile reaction product: This requires that the desorbed species diffuse from the etching surface into the bulk of the plasma and are pumped out. Otherwise plasma induced dissociation of product molecules will occur and redeposition can take place.

Reactive ion etching rely on the conversion of the material into some volatile species which can therefore be removed from the surface. In the case of SiO_2 this involves surface adsorption of some HF containing plasma species and chemical reaction to give SiF_4 followed by desorption of this product. If this were the only mechanisms occurring the etching would be totally isotropic and would have few advantages over the use of liquids. However, there is also ion bombardment perpendicular to the surface which causes not only directionality but also higher etch rates. Two principal mechanisms have been postulated to be operative in directional etching processes. Firstly, ion bombardment may influence certain surface chemical reactions. Effect which is believed to be important in reactive ion etching systems is the lattice damage caused by the high energy ($> 50 \text{ eV}$) ions. This can give rise to active sites extending several monolayers below the surface at which reaction can proceed at an accelerated rate. The second model is the formation etch inhibiting layer (non-volatile polymer layers) which is removed from the horizontal surfaces by sputtering but remains on the sidewalls as a protecting film. This adsorbed layer prevents lateral etching either by reacting with the etchant species or by simply denying etchant species access to the substrate surface.

In this work, $\text{CHF}_3 - \text{O}_2$ gases have been used for reactive ion etching of

doped SiO_2 (BPSG). Three sets of experiment have been set up to investigate the effects of pressure, power, gas flow rate and electrode material on plasma conditions. The main criteria taken into account were etch rates of SiO_2 and photoresist, and dc bias to understand the effects of the physical parameters of the system. These experiments were:

- 1) The effects of varying pressure and power on etch rates and dc bias under constant gas flow rate,
- 2) The effects of varying gas flow rates on etch rates and dc bias under constant pressure and power ,
- 3) The effects of electrode materials on etch rates and dc bias.

First observation was the etch rates and dc bias have been increased with power at constant pressure. The first reason of that is, the increased number of electrons increases the number of reactive species available for etching. The second one is, the increased dc bias voltage raises the ion bombardment energy thus enhancing the physical component of the etching. This increased ion energy has two other important effects: It usually raises the uniformity in etch rate and it may also have the disadvantageous effect of reducing selectivity to the masking photoresist and to underlying material.

Second observation was the etch rates and dc bias have been decreased with increasing pressure at constant power. A rise in process pressure causes a rise in the number of reactive species giving an increased chemical attack. This enhances the chemical component of the etching process. So, the isotropic character of etching is increased. And, a decrease in the bias voltage reduces the sputtering mechanisms.

Third observation was the etch rates have been decreased after a maximum (which was not observed) with increasing CHF_3 gas flow rate at constant power and pressure. The increasing CHF_3 gas flow rate causes to form more thinner polymer film which is limited the etch rates. But these polymer film enhanced the anisotropic character of etching.

Fourth observation was the etch rate of SiO_2 have been decreased after a maximum with increasing O_2 gas flow rate at constant power and pressure. But photoresist etch rate is increased with increasing O_2 gas flow rate.

Fifth observation was the etch rates have been increased when anodized Al used as an electrode material instead of quartz electrode.

BÖLÜM 1 : GİRİŞ

Yarıiletken teknolojisinde iki temel aşındırma işlemi vardır: Islak ve kuru aşındırma. Bu teknolojiye boyutların küçülmesi eğilimi, 1970'lerin sonunda kimyasal sıvı aşındırıcıların içersine batırılırlarak yapılan ıslak aşındırma işlemlerini, kritik boyut kontrolü gerektiren adımlarda kullanılamaz hale getirmiştir. Islak aşındırma işlemlerinde, aşınma her yönde devam ettiği için, yanal aşınma miktarı ihmal edilemeyecek kadar fazla olmakta ve boyut kontrolünü güçleştirmektedir. Aşınmanın dikey bileşeninin hızını arttırmak için plazma destekli teknikler kullanılmaya başlanmıştır.

Plazma destekli tekniklerin ilki, aşınmanın tamamen kimyasal olarak gerçekleştiği plazma aşındırmadır. Bu teknikte, plazma içersinde üretilen, kimyasal olarak aktif parçacıkların aşındırılacak yüzey ile tepkimeye girmesi sonucu aşınma gerçekleşir. Bu tekniğin ıslak yöntemlere göre bazı avantajları olsada, aşınmanın yine yönbağımsız olması yukarda bahsedilen problemleri çözmemiştir.

Bir diğer plazma aşındırma tekniği ise, aşınmanın tamamen fiziksel tozutmaya ile gerçekleştiği, tozutmaya ile aşındırmadır. Bu teknikte aşınma, yüzeyin ağır ve enerjili iyonlarla bombalanması ile yüzey üzerindeki atomların koparılması sonucu gerçekleşir. Bu teknikte aşındırma tamamen yönbağımlı olmasına karşın, yüzeyden koparılan atomların tekrar yüzeye depolanması önlenememektedir. Ayrıca enerjili iyonların yüzeye çarpması sonucu örgü hasarları oluşmaktadır. Bu nedenlerden dolayı, bu teknik de patern transferinde yaygın bir kullanım alanı bulamamıştır.

En önemli plazma aşındırma tekniği ise, hem kimyasal hem de fiziksel toz tutma mekanizmasının birlikte işlediği, reaktif iyon aşındırma dır. Bu teknikte, hem kimyasal hemde fiziksel mekanizmalar birlikte işlediği için, aşınma yön-bağımlı karakterdedir ve reaktif iyonların yüzey atomları ile tepkimeye girerek uçucu ürünler oluşturması sonucu, geri depolanma çok az boyutadır. Reaktif iyon aşındırma, kritik boyut kontrolü gerektiren adımlarda yaygın bir şekilde kullanılmaktadır.

Reaktif iyon aşındırma tekniğinde, sistem parametrelerinin (basınç, güç, gaz akışı ve elektrot malzemesi) değiştirilmesiyle, aşınmanın yatay ve dikey bileşenlerinin oranı değişir. Bu çalışmada sistem parametreleri değiştirilerek, aşınma ve plazma karakteristiği üzerine etkileri incelenecektir.

Bu inceleme yapılmadan önce, plazmanın oluşmasında etkin olan temel mekanizmalar ve plazmanın temel fiziksel yapısına giriş yapılacaktır. Bundan sonra çeşitli plazma tipleri ve bunları aşındırma işlemlerinde kullanmaya uygun hale getiren özelliklerinden bahsedilecektir. Takip eden bölümde ise reaktif iyon aşındırmanın özellikleri incelenecektir. Son bölümde ise yukarıda belirtilen inceleme katkılı SiO_2 'nin $\text{CHF}_3 - \text{O}_2$ plazması ile aşındırılması için yapılacaktır.

BÖLÜM 2 : TEMEL PLAZMA KAVRAMLARI

Plazma, elektiriksel olarak yüklü ve/veya yüksüz parçacıkların (elektronlar, pozitif iyonlar, negatif iyonlar, atomlar ve moleküller) oluşturduğu, net elektiriksel yükü sıfır olan gazdır. Dış bir kuvvetle (elektirik ve/veya manyetik alan) uyarılmamış olan plazma içersindeki pozitif yüklü parçacıklarla, negatif yüklü parçacıkların sayısı eşittir. Bu plazmanın denge durumudur. Eğer plazma içersindeki yüklü parçacıklar net bir yük oluşturacak şekilde dağılırlarsa, plazma içersinde, bu parçacıkları yeniden denge durumuna itecek bir alan oluşur.

Plazmanın en önemli parametrelerinden biri iyonlaşma oranıdır (I_R);

$$I_R = \frac{\text{iyonlaşan atom ve moleküllerin sayısı}}{\text{Toplam atom ve moleköl sayısı}}$$

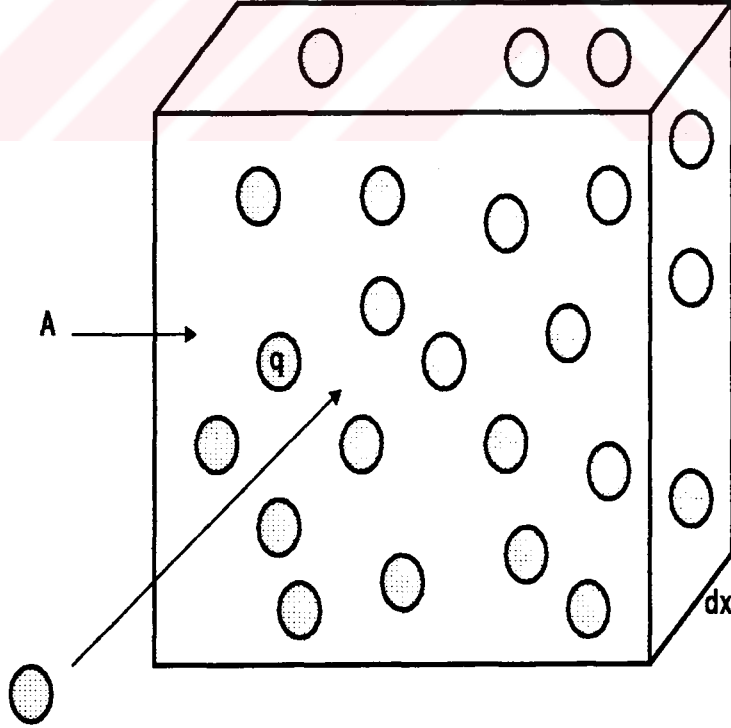
İyonlaşma oranı, $I_R \ll 1$, olan plazmalara zayıf veya kısmi iyonlaşmış plazma denir. Eğer, $I_R \simeq 1$ ise bu tür plazmalara da tamamen iyonlaşmış plazma denir. Bu çalışmanın deneysel kısmında kullanılan reaktif iyon aşındırma aletinde üretilen plazmanın iyonlaşma oranı $I_R \sim 10^{-4}$ olduğundan, genel olarak zayıf iyonlaşmış plazma incelenecektir.

Plazmanın oluşturulması ve kararlı kalabilmesi için gereken iyonizasyon dışarıdan uygulanan bir güç kaynağı ile sağlanır. Plazmanın denge durumunda, iyonlaşma hızı ile, iyonların elektronlarla birleşerek yada oda çeperine difüzyonu sonucu yeniden yüksüz duruma geçme hızları sabittir. Bu duruma

dinamik denge adı verilir. İyonlaşma ve birleşme mekanizmalarının daha iyi anlaşılabilmesi için, plazma içersinde meydana gelen çarpışma mekanizmalarının incelemek gerekir. Plazmanın bir çok makroskopik özelliğini, bu çarpışma mekanizmaları belirler.

2.1 Çarpışma İşlemleri

Parçacıkların arasındaki çarpışma mekanizmalarını karakterize edebilmek için, parçacığın ortalama serbest yolunun tanımlanması gerekir. Parçacığın ortalama serbest yolu, iki çarpışma arasında aldığı mesafedir ve λ ile gösterilir. λ 'yı hesaplamak için, parçacıklar Şekil 2.1'de gösterilen A alanlı, dx kalınlığındaki ve birim hacimde n tane nötr parçacık içeren hacime doğru hedeflenir. Buradaki nötr parçacıklar ara kesit yüzeyleri q olan katı küreler olarak düşünülmüştür. Bu hacim içersindeki parçacıkların toplam alanı,



Şekil 2.1 Çarpışma olasılığı

$$nqAdx \quad (2.1)$$

olarak yazılır. Yüzeye hedeflenen parçacıkların çarpışma yapma olasılığı ise, bu hacim içersindeki parçacıkların toplam alanının, toplam alana oranı olarak tanımlanır;

$$\frac{nAdx}{A} = nqdx \quad (2.2)$$

Eğer başlangıçtaki parçacıkların akısı Γ ise, bu hacimi geçebilen parçacıkların akısı ise,

$$\Gamma' = \Gamma(1 - nqdx) \quad (2.3)$$

olur. Bu mesafe içersindeki akı değişimi,

$$\frac{d\Gamma}{dx} = -nq\Gamma \quad (2.4)$$

olur ve bu difransiyel denklem çözüldüğünde,

$$\Gamma = \Gamma_0 e^{-nqx} \quad (2.5)$$

elde edilir. Parçacığın çarpışma yapma olasılığı eksponansiyel olarak arttığı için, ortalama serbet yol, başlangıçtaki akı değerinin, $\frac{1}{e}$ 'sine düşmesi için aldığı yol, olarak tanımlanır. Buradan, ortalama serbest yol,

$$\lambda = \frac{1}{nq} \quad (2.6)$$

olarak yazılır. v hızına sahip olan parçacıklar arasındaki ortalama çarpışma zamanı,

$$\tau = \frac{\lambda}{v} \quad (2.7)$$

ortalama çarpışma sıklığı ise,

$$\tau^{-1} = \frac{v}{\lambda} = qnv \quad (2.8)$$

bağıntıları ile verilir.

Bu çıkarım sırasında tüm parçacıkların hızları göz ardı edilmiştir. Eğer parçacıkların denge durumundaki hız dağılımları (Maxwell-Boltzman dağılımı) hesaba katıldığında, ortalama serbest yol aşağıdaki gibi verilmiştir [1].

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\pi nq} \quad (2.9)$$

Farklı gazların oluşturduğu karışımda, belli bir tipteki gaz parçacığının ortalama serbest yolu ise,

$$\lambda = \frac{1}{\pi \sum_r n_r d_{1r}^2 \sqrt{1 + \frac{m_1}{m_r}}} \quad (2.10)$$

olarak verilir. d_1 ve d_r parçacıkların çapları olmak üzere, $d_{1r} = \frac{1}{2}(d_1 + d_r)$ ve m_r , r tipindeki gaz parçacığının kütlesidir [1].

Parçacığın ortalama serbest yolu, plazmanın oluşturulduğu odanın basıncına yüksek derecede bağlıdır.(Tablo 2.1).

Tablo 2.1 : Plazma basıncına karşı parçacığın ortalama serbest yolu

Basınç (torr)	$\lambda(\text{cm})$
10^{-3}	5
10^{-2}	0.5
10	0.05
10^2	0.005

Parçacıkların birbirleriyle çarpışma olasılığı ise, parçacığın serbest yolunun tersi olarak tanımlanır,

$$P = \frac{1}{\lambda} = nq \quad (2.11)$$

$$q = \frac{1}{n\lambda} \quad (2.12)$$

Buraya kadar iyonları, katı küreler olarak düşündük. Ama iyonlar çekirdek

ve onu çevreleyen elektron bulutu olarak düşündüğümüzde, çekirdek ve elektronlar arasında büyük boşluklar nedeniyle çarpışma olasılığı azalır. Örneğin, elektron-iyon çarpışmalarında, elektron yolu, iyonun katı ara yüzey kesitinden geçse bile, büyük boşluklar nedeniyle çarpışma yapmama olasılığı vardır. Bu nedenle çarpışmaları karakterize ederken, parçacığın serbest yolu yerine, çarpışma olasılığını tanım olarak içinde bulunduran, çarpışma ara kesiti kullanılacaktır. Ayrıca, yüklü parçacıkların çarpışmalarında, aralarındaki etkileşme potansiyeli nedeniyle, çarpışma olasılığı parçacıklar arasındaki potansiyele ve kinetik enerjilerine bağlıdır. Dolayısıyla, çarpışma ara kesiti parçacığın enerjisinin ve hızının bir fonksiyonudur [2].

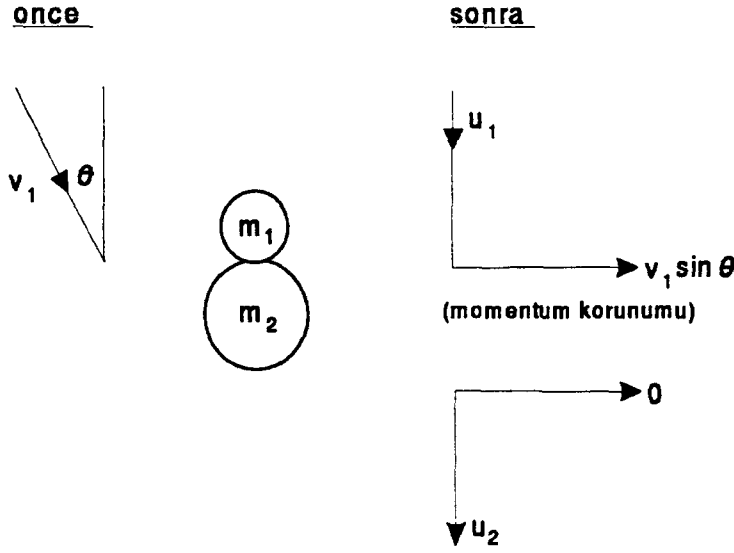
Çarpışmalar elastik ve inelastik olmak üzere iki ana grupta toplanır. Plazma ortamında, elektronlar, yüksüz atomlar, moleküller, fotonlar, pozitif ve negatif iyonlar bulunduğunu söylemiştik. Bütün bu parçacıklar arasında olan çarpışmaların elastik veya inelastik olması, plazmanın makroskopik özelliklerini değiştirir. Plazmanın iyonlaşma derecesine göre bazı çiftler arasındaki çarpışmalar diğerlerine kıyasla daha önemlidir. Örneğin, zayıf iyonlaşmış plazmalarda elektron-atom çarpışmaları daha fazla olmasına karşın, tamamıyla iyonlaşmış plazmalarda elektron-elektron çarpışmaları diğerlerine göre çok daha fazladır. Parçacık çiftleri arasındaki çarpışmalar elastik veya inelastik olması durumuna göre incelenecektir.

2.1.1 Elastik Çarpışmalar

Bu tür çarpışmalarda, momentum transferi vardır. Parçacıkların iç enerjileri çarpışmadan sonra değişmez ve toplam kinetik enerji korunur. Parçacıklar elastik çarpışma sonrası saçılmaya uğrarlar. Zayıf iyonlaşmış plazma içindeki çarpışmaların büyük bir bölümü elastik tiptedir.

Elastik çarpışmalardaki enerji transferini hesaplamak için, kütleleri m_1 ve m_2 olan iki parçacık düşünelim. m_2 kütleli parçacık durağan olsun ve m_1 küt-

leli parçacıkta v_1 hızıyla 2 numaralı parçacığa, merkezlerini birleştiren doğruya göre θ açısı yapacak şekilde çarpsın (Şekil 2.2).



Şekil 2.2 Elastik çarpışmadan önce ve sonra hız bileşenleri

Momentum korunumundan,

$$m_1 v_1 \cos \theta = m_1 u_1 + m_2 u_2 \quad (2.13)$$

ve enerji korunumundan,

$$\frac{1}{2} m_1 v_1^2 = \frac{1}{2} m_1 (u_1^2 + v_1^2 \sin^2 \theta) + \frac{1}{2} m_2 u_2^2 \quad (2.14)$$

yazarsak ve u_1 'i (2.13)'den çekip (2.14)'de yerine koyarsak,

$$m_1 v_1^2 \cos^2 \theta = \frac{m_1}{m_2^2} (m_1 v_1 \cos \theta - m_2 u_2)^2 + m_2 u_2^2 \quad (2.15)$$

elde edilir. m_1 kütesinden m_2 kütesine aktarılan enerji oranı ise,

$$\begin{aligned} \frac{E_2}{E_1} &= \frac{\frac{1}{2} m_2 u_2^2}{\frac{1}{2} m_1 v_1^2} = \frac{m_2}{m_1 v_1^2} \left(\frac{2 m_1 v_1}{m_1 + m_2} \cos \theta \right)^2 \\ &= \frac{4 m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \cos^2 \theta \end{aligned} \quad (2.16)$$

bulunur. $\frac{4m_1m_2}{(m_1+m_2)^2}$ terimi enerji transfer fonksiyonu olarak adlandırılır. Bu çıkarım yapılırken, parçacıkların potansiyel enerjilerinin değişmediği varsayılmıştır. $m_1 = m_2$ olduğunda, enerji transfer fonksiyonu 1 olur. $m_1 \ll m_2$ durumunda, örneğin elektron-hidrojen atomu çarpışmasında, enerji transfer fonksiyonu yaklaşık olarak 10^{-3} değerini alır. Bu durum, elektrondan, iyon transfer edilen enerjinin çok küçük olması demektir. Diğer durumda ise, kütlesi çok büyük olan bir parçacığın, kütlesi küçük olan ($m_2 \ll m_1$) parçacıkla kafa kafaya ($\theta = 0$) çarpışmasıdır. Bu durumda,

$$\frac{\frac{1}{2}m_2u_2^2}{\frac{1}{2}m_1u_1^2} = \frac{4m_2}{m_1} \rightarrow u_2 = 2v \quad (2.17)$$

Buna göre, küçük kütleli parçacık, çarpışmadan önceki hızının iki katı bir hızla saçılır.

Daha önce çarpışma ara kesitinin sabit olmadığını ve parçacığın enerjisine bağlı olduğunu söylemiştik. Çarpışma ara kesiti kavramını kullanarak, argon içersindeki elektronların çarpışma olasılığını 2.11 bağıntısından hesaplayabiliriz. 15eV enerjiye sahip elektron için argon atomunun elastik ara kesiti yaklaşık olarak $2.5 \times 10^{-15} \text{cm}^2$ 'dir. 10mTorr basınçta, atom yoğunluğu $3.5 \times 10^{14} \text{atom/cm}^3$ 'dür ve çarpışma olasılığı 0.885 1/cm'dir.

Eğer elektron, bir elektrik alan içersinde hareket ediyorsa, elastik çarpışmalar, elektron hız vektörünü, alan vektörüne paralel olacak şekilde kısıtlarlar.

2.1.2 İnelastik Çarpışmalar

Az iyonlaşmış plazmadaki çarpışmaların küçük bir bölümünü inelastik çarpışmalar oluştursada, plazmanın oluşmasını ve kararlı kalmasını sağlayan bu tipteki çarpışmalardır. İnelastik çarpışmalarda, parçacıklar arasında net bir kinetik enerji transferi olduğu için, parçacıkların iç enerjileri korunmaz.

Meydana gelen bu enerji transferini hesaplayabilmek için daha önce yaptığımız çıkarımı kullanalım :

Momentum korunumundan,

$$m_1 v_1 \cos \theta = m_1 u_1 + m_2 u_2 \quad (2.18)$$

Enerji korunumundan,

$$\frac{1}{2} m_1 v_1^2 = \frac{1}{2} m_1 (u_1^2 + v_1^2 \sin^2 \theta) + \frac{1}{2} m_2 u_2^2 + \Delta U \quad (2.19)$$

yazabiliriz. Burada, U durağan parçacığın kazandığı iç enerjiyi göstermektedir. Daha önce yaptığımız gibi, u_1 'i yok edersek,

$$m_1 v_1^2 = \frac{m_1}{m_2^2} (m_1 v_1 \cos \theta - m_2 u_2)^2 + m_2 u_2^2 + 2\Delta U \quad (2.20)$$

elde edilir. 2.20'yi sadeleştirdiğimizde,

$$2m_2 u_2 v_1 \cos \theta = \frac{m_2}{m_1} (m_2 + m_1) u_2^2 + 2\Delta U \quad (2.21)$$

bulunur. ΔU ve u_2 değişkenlerdir. U 'nun maksimum olabilmesi için,

$$2 \frac{d}{du_2} (\Delta U) = m_2 v_1 \cos \theta - \frac{m_2}{m_1} (m_2 + m_1) 2u_2 = 0 \quad (2.22)$$

yazılır ve buradan,

$$v_1 \cos \theta = \frac{(m_1 + m_2) u_2}{m_1} \quad (2.23)$$

bulunur ve 2.23'ü 2.21'de yerine koyarsak,

$$2\Delta U = \left(\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \right) v_1^2 \cos^2 \theta \quad (2.24)$$

bulunur. Birinci parçacıktan, ikinci parçacığa transfer edilen, maksimum kinetik enerji ise,

$$\frac{\Delta U}{\frac{1}{2}m_1v_1^2} = \frac{m_2}{m_2 + m_1} \cos^2 \theta \quad (2.25)$$

olarak elde edilir. $m_2 \gg m_1$ olduğu durumda ise maksimum inelastik enerji transferi 1'e yaklaşır. 2.25 bağıntısına, inelastik enerji transfer fonksiyonu adı verilir. 2.21 bağıntısından, kesirli kinetik enerji transferinin,

$$\frac{\frac{1}{2}m_2u_2^2}{\frac{1}{2}m_1v_1^2} = \frac{m_2u_2}{m_1} \left(\frac{2m_2u_2^2}{\frac{m_2}{m_1}(m_2 + m_1)u_2^2 + 2\Delta U} \right)^2 \quad (2.26)$$

olduğu görülür. Eğer ΔU 'nın negatif olduğu durumu göz ardı edersek, $\Delta U = 0$ olduğu durumda en yüksek değerini alır ve $\frac{4m_1m_2}{(m_1+m_2)^2}$ olur.

Transfer edilen kinetik enerji miktarına göre farklı fiziksel olaylar meydana gelir. Bunlar iyonlaşma, birleşme, uyarılma, rahatlama, kırılma ve elektronların tutulmasıdır. Bu olaylar, zayıf iyonlaşmış plazma içindeki önemlerine göre, ayrı ayrı ele alınacaktır.

2.1.2.1 İyonlaşma

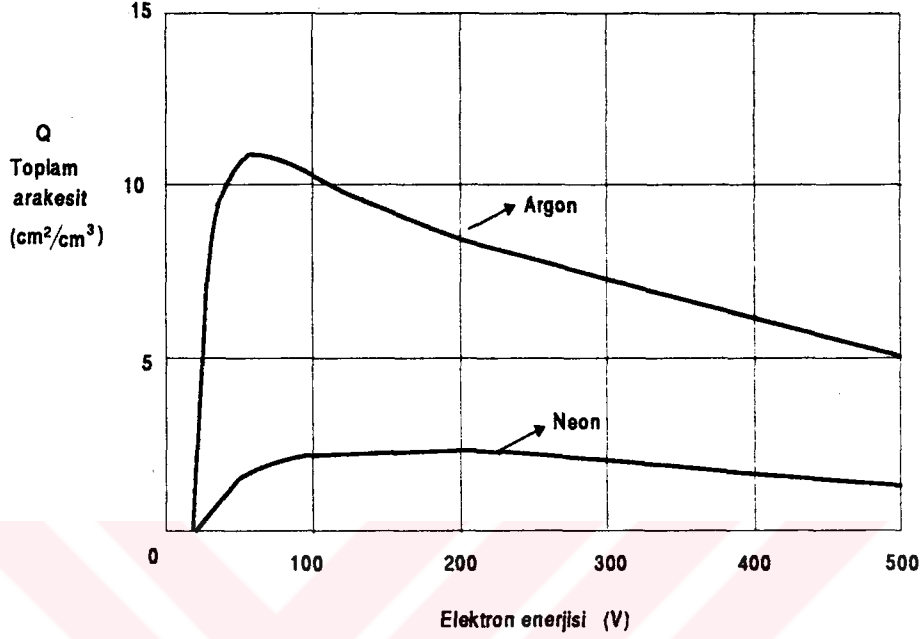
En önemli inelastik çarpışma tipi, plazmanın oluşmasını ve kararlı kalmasını sağlayan elektron çarpması sonucu iyonlaşmadır. Yüksek enerjili elektron, atoma çarparak ondan bir elektron koparır ve pozitif olarak yüklenmesine neden olur. Bu olaya iyonlaşma adı verilir. Sonuçta, ilk elektronla birlikte iki elektron açığa çıkar.



İyonlaşma sonucu açığa çıkan bu iki elektron, elektrik alan etkisi altında ivmelenerek yeni iyonlaşmalara neden olurlar. Plazma içersindeki iyonlaşmanın devamını sağlayan bu zincirleme çarpışmalardır.

İyonlaşma için minimum enerji koşulu vardır ve atoma bağlanma enerjisi

en az olan elektronu koparabilecek enerjiye eşittir. Bu enerjiye iyonlaşma potansiyeli denir. Bu enerjinin altında iyonlaşma ara kesiti sıfırdır. Şekil 2.3'de argon ve neon için, toplam iyonlaşma ara kesitleri verilmiştir.

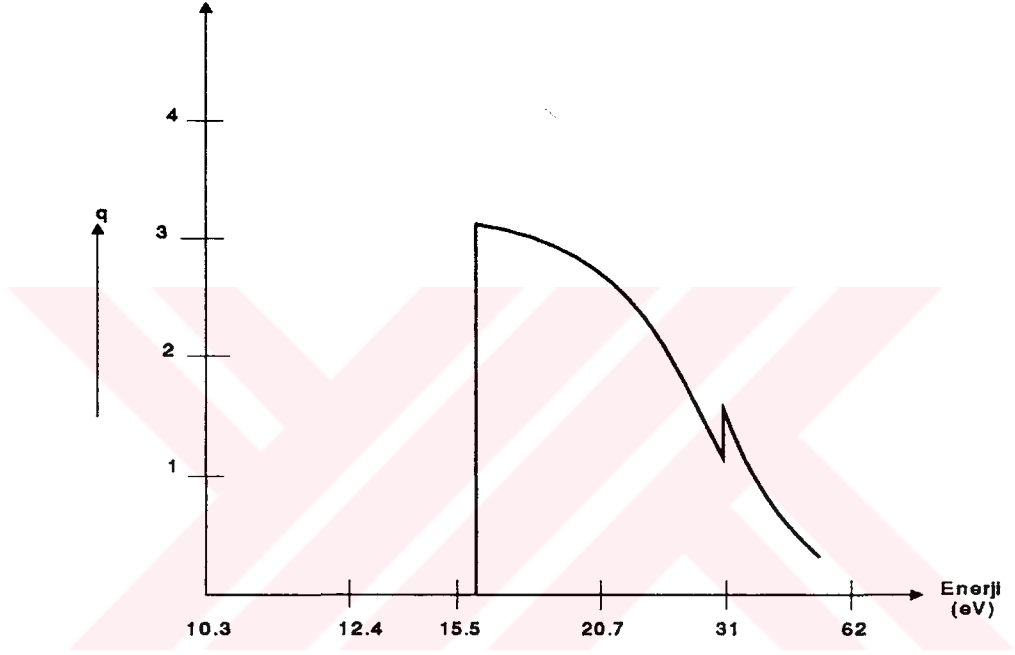


Şekil 2.3 Argon ve neon toplam iyonlaşma ara kesiti

Plazma içersindeki ısı ve foton uyarımları da, iyonlaşmaya neden olabilir. Isıl uyarım, plazma içersindeki yüksüz atomları birbirleriyle yada oda duvarındaki atomlarla çarpışması sonucu açığa çıkan enerjidir. Zayıf iyonlaşmış plazma içersinde ısı uyarım sonucu iyonlaşma çok azdır. Buna karşın, foton uyarımı daha önemli bir mekanizmadır. Şekil 2.4'de argon için fotoiyonizasyon ara kesiti verilmiştir. Bu şekilden de görüldüğü gibi, foton enerjisi arttıkça, belli bir eşik değerini aştıktan sonra, fotoiyonizasyon ara kesiti azalır. Ama ara kesitin azalması, iyonizasyonun azaldığı anlamına gelmez. Bunun iki önemli nedeni vardır; Birincisi, foton enerjisi ile iyonlaşma potansiyeli arasındaki fark kadar olan fazla enerji, koparılan elektrona, kinetik enerji olarak transfer edilir. Böylece yüksek kinetik enerjiye sahip olan elektronlar, yeni iyonlaşmalara neden olurlar. İkincisi de, iyonlaşma sırasında atomda oluşan boşluğun, yüksek enerjili bir elektron tarafından doldurulması sonucu, açığa çıkan fotonun yeni iyonizasyonlara neden olmasıdır. Bu olay, oda duvarından ikincil elekt-

ron yayınlanmasını da (Auger yayını) açıklar. Eğer yüksek enerjili fotonun, yüzeye çarpması sonucu yüzeyden koparılan elektron, yüzeyden uzaklaştırılmazsa, bu enerji yüzeye ısı enerjisi olarak aktarılmış olur.

Plazma içerisinde, iyonlaşmaya neden olan iki önemli çarpışma daha vardır; İyon-yüksüz parçacık ve metastable-yüksüz parçacık çarpışmaları. Bu çarpışmalar, uyarılma anlatıldıktan sonra ayrı bölümlerde ele alınacaktır.



Şekil 2.4 Argon için fotoiyonizasyon ara kesiti

2.1.2.2 Uyarılma

İyonlaşma işleminde, çarpışma sonucu transfer edilen enerji, atomdan elektron koparmaya yeterlidir. Eğer transfer edilen enerji, elektronu atomdan koparacak kadar yüksek olmayıp, bağlı elektronu, kuantum enerji emilmesi sonucu, daha yüksek enerji seviyelerine yükseltiyorsa, bu işleme uyarılma adı verilir. Uyarılma sonucu atom içerisinde potansiyel enerji değişimi olduğu için, bu bir inelastik işlemdir. İyonlaşma gibi elektron çarpması, ısı veya foton uyarımı sonucu oluşabilir. Isıl uyarım sonucu meydana gelen elektron uyarımları, zayıf iyonlaşmış plazma ortamında önemli değildir. Fotonlardan

kaynaklanan uyarımda, iyonlaşmada anlatılanla aynı düzeydedir.

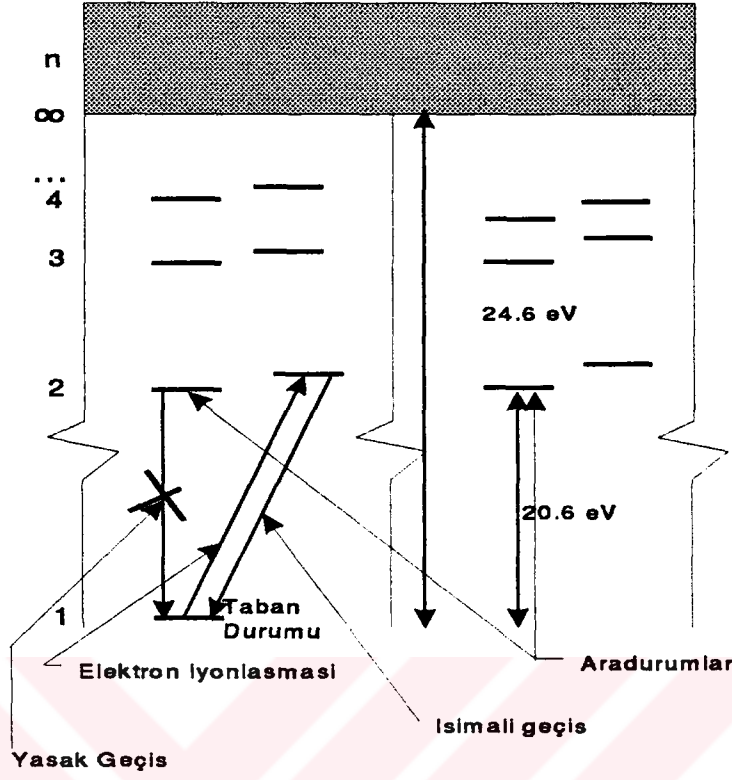
Uyarılmada da , iyonlaşmada olduğu gibi, minimum enerji koşulu vardır. Uyarılmanın gerçekleşmesi için gerekli bu minimum enerji değerine, uyarılma potansiyeli denir. Uyarılmış atom üzerinde bir yıldız işareti ile gösterilecektir (A^*). Uyarılma reaksiyonu,



şeklinde yazılır. Argon atomu için uyarılma potansiyeli 11.56 eV'dir.

Bir uyarılma çarpışmasında, çarpan elektron, atomun uyarılma potansiyeli kadar enerjiyi, kinetik enerjisinden kaybeder ve saçılmaya uğrayabilir.

Uyarılan elektron, uyarılmış durum çok kararsız olduğu için, bir yada birkaç geçiş ve her geçiş enerjisi kadar bir ışıma yaparak (foton yayınlayarak) taban durumuna geri döner. Buna rahatlama adı verilir. Elektronların uyarılmış durumda kalma zamanına, yaşama süresi denir ve birkaç nanosaniyeden saniyeye kadar olabilir. Eğer elektronların bazı uyarılmış durumdaki yaşama süreleri uzunsa (1ms - 1s), bunlar aradurum (metastable state) olarak adlandırılır. Atomun veya molekülün uyarılmış olarak kaldığı süre uzun olduğu için, çarpışma yapma olasılığı artar. Bu çarpışmalara aradurum çarpışmaları denir. Bu türdeki çarpışmalar, zayıf iyonlaşmış plazmada önemli bir iyon kaynağı oldukları için ilerki bölümlerde ayrı olarak ele alınacaktır. Şekil 2.5'da helyum atomu için enerji seviyeleri ve aradurumlar verilmiştir.



Şekil 2.5 Helyum atomu enerji seviyeleri

2.1.2.3 Birleşme

Plazma içerisinde oluşan iyonların yeniden elektronları tutması sonucu yüksüz atom veya molekül oluşturmalarına, birleşme denir. Birleşme, tamamıyla iyonlaşmış plazma içerisindeki en önemli yüklü parçacık kaybı mekanizması olmasına karşın, zayıf iyonlaşmış plazmada bu difüzyondur. Diğer bir mekanizma ise, atom tarafından elektron tutulmasıdır. Difüzyon ve elektron tutulması ilerki bölümlerde ele alınacaktır.

Birleşmenin, neden yüksek yoğunlukta baskın olduğunu ve zayıf iyonlaşmış plazmada önemli bir mekanizma olmadığını basit bir hesaplama anlayabiliriz. Bunun için elektron kütlesini m ve iyon kütlesini M olarak alalım. Elektronun birleşmeden önceki hızı, iyonla göre v , ve birleşmeden sonraki beraber hızları u olsun. U ise iyonun birleşme sonucu kaybettiği potansiyel enerjiyi gösterebilir.

Momentum korunumundan,

$$mv = (m + M)u \quad (2.29)$$

ve enerji korunumundan,

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}(m + M)u^2 - U \quad (2.30)$$

yazılır. Eğer v 'yi sadeleştirirsek

$$\frac{1}{2}m \left(\frac{m + M}{m} \right)^2 u^2 = \frac{1}{2}(m + M)u^2 - U \quad (2.31)$$

bulunur ve buradan,

$$u^2 = -\frac{2Um}{(m + M)M} \quad (2.32)$$

elde edilir. Burada m , M ve U pozitif oldukları için, bu denklemin çözümleri sanaldır. Bu sonuç, iki kütleli çarpışmaların olası olmadığını gösterir. Enerjinin korunması için üçüncü bir kütleye ihtiyaç vardır ve bu durumda birleşme olası hale gelmeye başlar. Üçüncü kütle odanın duvarları veya başka bir yüksüz atom olabilir. Basıncın artması ile üçüncü kütlenin diğer bir gaz atomu olma olasılığı artar ve birleşme işlemi hacim içersinde sıklıkla meydana gelir. Buna karşın basıncın düşük olduğu zayıf iyonlaşmış plazma durumunda, üçüncü kütle genellikle odanın duvarlarıdır ve birleşme işlemi daha çok bu yüzeyler üzerinde gerçekleşir.

Üç kütleli çarpışmalar, iki aşamalı işlemlerdir; Birinci aşamada, elektron, yüksüz parçacık tarafından tutulur ve negatif bir iyon oluşur. Bu mekanizma, U negatif olduğu için olasıdır.



İkinci aşamada ise, bu negatif iyon, pozitif bir iyonla çarpışır ve elektron trans-

feri sonucu iki yüksüz parçacık oluşur.

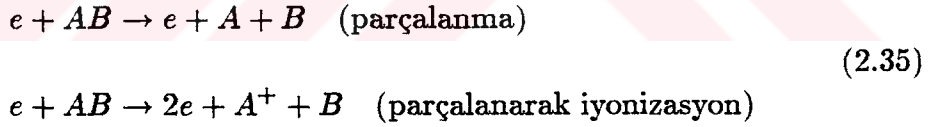


Diğer bir birleşme mekanizması ise, birleşme sonucu ortaya çıkan fazla enerjinin, ışıma olarak dışarı atılmasıdır. Bu da bir üçlü kütle çarpışması türüdür ve aşağıdaki gibi gösterilir.



2.1.2.4 Parçalanma

Moleküllerin, kırılarak atomlarına veya diğer moleküllerine ayrılmasına, parçalanma adı verilir. Diğer inelastik çarpışma mekanizmalarında olduğu gibi, parçalanmanın gerçekleşebilmesi için belli bir eşik değeri vardır ve moleküller arasındaki bağ enerjisine eşittir. Parçalanma reaksiyonları,



şeklinde iki tipte gerçekleşebilir.

Parçalanma tepkimeleri, ilerde görüleceği gibi, reaktif iyon aşındırma işleminde çok önemli bir yer tutmaktadır. Parçalanma sonucu oluşan iyonlar, başlangıçtaki molekülden çok daha fazla reaktif oldukları için, kolaylıkla diğer malzemelerle tepkimeye girebilirler. İşte reaktif iyon aşındırmada, aşındırmanın kimyasal bileşeni böyle oluşan iyonların tepkimeye girmesi sonucu oluşur.

2.1.2.5 Elektron Tutulması

Elektronun, yüksüz bir parçacığa çarparak negatif yüklü iyon oluşturmaya, elektron tutulması denir. Bu türdeki çarpışmalarda, arakesit diğerlerine göre çok daha düşüktür. Elektron tutulması çarpışmaları da, birleşme gibi, enerjinin ve momentumun korunabilmesi için üç kütleli çarpışma olmalıdır. Eğer üçüncü kütle çarpışmaya girmemişse, çarpışma parçalanma ile sonuçlanır..

Elektron tutulması, aktif parçacıklar oluşturduğu için, reaktif iyon aşındırmanın kimyasal mekanizmasında önemli bir yer tutar. Örneğin, polisilisyum reaktif iyon aşındırılmasında kullandığı SF_6 gazı elektron tutulması sonucu aktif hale gelerek, polisilisyum ile reaksiyona girip, aşınmasına neden olur. SF_6 gazı için elektron tutulması,



şeklinde gerçekleşir ve buna elektron tutulması sonucu parçalanma denir.

2.1.2.6 İyon-Yüksüz Parçacık Çarpışmaları

İyon-yüksüz parçacık çarpışması, elastik veya inelastik olmaktadır. Elastik çarpışma sonucu saçılma, inelastik çarpışma sonucu ya yük transferi yada iyonizasyon meydana gelir.

Çarpışma sonucu, parçacıkların birbirlerine yüklerini aktarmalarına, yük transferi denir. Yük transferi, atomlar için, molekül içindeki atomlara göre daha büyüktür. Yük transferi iki şekilde meydana gelir; 1) Simetrik yük değişimi,



2) Asimetrik yük değişimi,



şeklindedir.

Asimetrik yük değişimi, simetrik yük değişimine göre daha az etkindir yani asimetrik yük değişiminin çarpışma ara kesiti, simetrik yük değişim çarpışma ara kesitinden küçüktür.

Simetrik yük değişimli çarpışmalar, elektrik alanın olmadığı plazma bölgesinde, yalnızca momentum değişiminden ibarettir. Buna karşın, plazma karanlık bölgesinde meydana gelen her iki yük değişimi de, elektrot üzerindeki elektron ve iyon enerji dağılımlarını etkilediği için önem kazanırlar.

Enerjili iyonların atomlarla veya moleküllerle çarpışması sonucu iyonlaşma meydana gelir.

2.1.2.7 Aradurum Çarpışmaları

Aradurumu, bölüm 2.1.2.2'de tanımlamıştık. Atom veya molekül aradurumda daha uzun zaman kaldığı için çarpışma olasılığı, uyarılmış atom veya molekül göre çok daha fazladır. Aynı zamanda bu olasılık, uyarılmış atom ve molekül yoğunluğuna da bağlıdır.

Bir aradurumdaki parçacıkla yüksüz parçacık çarpıştığında, eğer yüksüz parçacığın iyonizasyon enerjisi, aradurumdaki parçacığın uyarılma enerjisinden küçükse, yüksüz parçacık iyonlaşır ve aradurumdaki parçacık taban durumuna döner. Bu,



şeklinde ifade edilir ve Penning iyonlaşması adı verilir. Eğer aradurum enerjisi

yüksüz parçacığı iyonlaştırmaya yetmeyip ama onun uyarılma potansiyelinden fazla ise, yüksüz parçacık uyarılır;



buna da Penning uyarılması adı verilir. Diğer bir durum ise, aradurum-aradurum çarpışmalarıdır. Bu tip çarpışmalarda, aradurum enerjileri toplamı, çarpışmaya giren parçacıklardan herhangi birini iyonize etmeye yetecek kadarsa, bu parçacık iyonize olur;



ve diğer parçacıkta taban durumuna geri döner.

Elektron-aradurum çarpışmaları ise, elektron-yüksüz parçacık çarpışmaları gibidir, ama yüksüz bir parçacığı iyonlaştırmaya yetecek kadar enerjiye sahip olmayan bir elektron, aradurumdaki bir parçacığı iyonlaştırabilir ve,

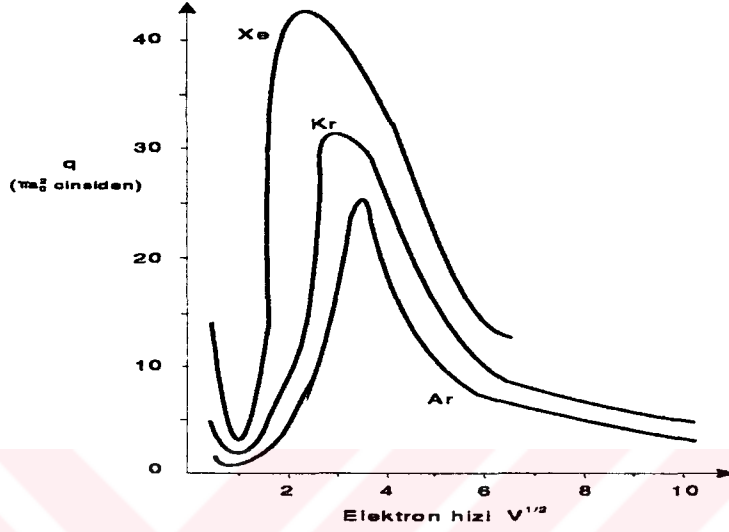


olarak ifade edilir.

Buraya kadar, plazma içersinde gerçekleşen çarpışma mekanizmalarından ve ayrı ayrı çarpışma ara kesitlerinden bahsettik. Her çarpışmanın, çarpışma arakesiti olarak ifade edilen bir oluşma olasılığı vardır. Bir parçacığın, elastik veya inelastik olarak saçılacağını, her bir çarpışma olasılığının ayrı ayrı toplamı belirler ve buna toplam çarpışma arakesiti adı verilir. Bazı asal gazlar içindeki elektron toplam çarpışma ara kesiti Şekil 2.6'da verilmiştir [3].

Zayıf iyonlaşmış plazmayı inceleyebilmek için gerekli olan bütün çarpışma mekanizmalarını tanımladık. Bundan sonraki bölümde, zayıf iyonlaşmış

plazmanın oluşumu ve temel fiziksel özellikleri incelenecektir.



Şekil 2.6 Bazı asal gazlar için elektron toplam çarpışma ara kesiti

2.2 Zayıf İyonlaşmış Plazma

Zayıf iyonlaşmış plazmada iyonlaşma oranı yaklaşık olarak 10^{-4} olduğundan, yüksüz parçacık denizi ve içersindeki iyonlardan oluşan gaz olarak tanımlanabilir. Yüklü parçacıklar arasında Coulomb etkileşmesi olsa da, bu parçacıkları, yüksüz parçacık denizi içersindeki serbest parçacıklar olarak görebiliriz.

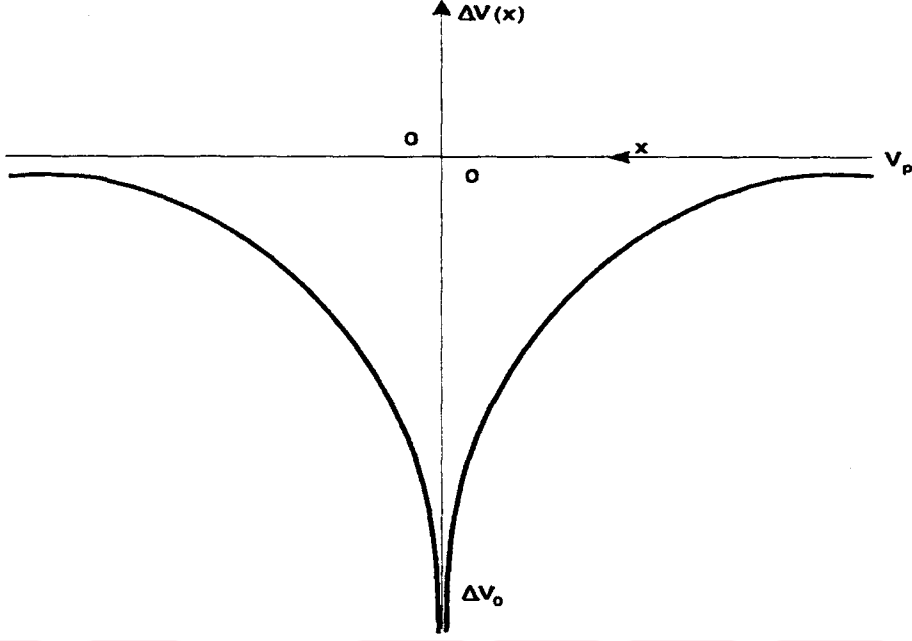
Plazmanın bir çok özelliği, onu oluşturan parçacıklara, bu parçacıkların enerjilerine, yoğunluklarına ve iyonlaşma oranına bağlı olsada, Debye perdelemesi tüm plazmaların genel özelliğidir. Plazma hakkında önemli bilgi veren Debye perdelemesi bir sonraki kısımda ele alınacaktır.

2.2.1 Debye Perdelemesi

Plazmaya, elektrik alan uygulanması yada plazma içersindeki yük dağılımının başka bir nedenle bozulması sonucu, plazma içersinde meydana gelen elektrik alanı azaltacak yönde serbest yüklü parçacıklar dağılır. Bu olaya Debye perdelemesi adı verilir. Genellikle, daha hafif ve hareket kabiliyeti yüksek olan elektronlar ilk olarak oluşan elektrik alana tepki verirler. Bundan dolayı, hesaplamalar sırasında elektron dağılımları göz önüne alınacak, daha ağır ve hareket kabiliyetleri elektronlara göre çok daha az olan iyonlar ise durağan olarak kabul edilecektir.

Plazma, içersinde oluşan elektrik alanın, her zaman etkisini azaltacak yönde davranır. Böylece plazma içersindeki tüm yüklü parçacıkların birbirlerine uyguladıkları toplam Coulomb etkisi ortalama olarak sıfır olur. Bu etkiye hemen hemen yüksüzlük (quasineutrality) adı verilir.

Debye perdelemesini incelemek için, bir uyarılma sonucu, belli bir noktada, toplam Coulomb etkileşmelerinin sıfır olmadığını ve bunun sonucu olarak o noktada zamana bağlı anlık bir potansiyelin oluştuğunu düşünelim. $x = 0$ noktasında, plazma gerilimine (V_P) göre ölçülen anlık potansiyel değeri V_0 olsun. Şekil 2.7'da potansiyelin, $V(x)$, mesafeye bağlı değişimi verilmiştir. Potansiyel değişimi sonucu, negatif yüklenmiş bölge önünde pozitif yüklü parçacıklar toplanır (uzay-yükü bölgesi) ve yalnızca enerjili elektronların buraya girmesine izin verir. Buradaki pozitif iyon yoğunluğunu, uyarılmamış plazma içersindeki gibi n_i olarak kabul edelim. Böyle bir kabul yapmamızın nedeni, iyonların ağır ve hareket kabiliyetlerinin çok düşük olması nedeniyle, elektrik alana çabuk cevap veremeyecek olmasındandır. Ama V_0 potansiyeli uzun süre yaşarsa bu kabulümüz geçerliliğini yitirir. Bu tür rastlantısal dalgalanmalarda, V_0 potansiyelinin yaşama süresi, yukardaki kabulü sağlayacak kadar kısadır.



Şekil 2.7 Anlık potansiyelin değişimi

Eğer elektron yoğunluğunu n_e ile gösterirsek, Poisson bağıntısı,

$$\nabla^2 V = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e(x)) \quad (2.43)$$

olur. ϵ_0 serbest uzayın geçirgenlik katsayısıdır ve $\frac{1}{36\pi 10^9}$ farad/m değerine sahiptir. Maxwell-Boltzmann dağılımını kullanarak,

$$\frac{n_e(x)}{n_e} = \exp\left(-\frac{eV(x)}{kT_e}\right) \quad (2.44)$$

bağıntısı yazılır. T_e ise elektron ısısidir. Bu bağıntıyı, Poisson denkleminde yerine koyarsak ve uyarılmamış plazma için $n_i = n_e$ olduğunu hatırlarsak,

$$\nabla^2 V = -\frac{en_i}{\epsilon_0} \left(1 - \exp\left(-\frac{eV(x)}{kT_e}\right)\right) \quad (2.45)$$

bağıntısı elde edilir. k , Boltzmann sabitidir. $V(x) \ll kT_e$ koşulu her zaman

doğru olmamakla birlikte, $x = 0$ noktasında (ilgilendiğimiz nokta) geçerlidir ve eksponansiyel terim açılarak denklem çözülürse,

$$\nabla^2 V \approx \frac{e^2 n_i}{k T_e \epsilon_0} V(x) \quad (2.46)$$

elde edilir ve bu difransiyel denklem çözüldüğünde,

$$V(x) = V_0 e^{-\frac{|x|}{\lambda_D}} \quad (2.47)$$

bulunur ve λ_D ise

$$\lambda_D = \left(\frac{k T_e \epsilon_0}{n_i e^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.48)$$

olarak ifade edilir. Boyutu uzunluk olan bu terim Debye uzunluğu olarak adlandırılır. Debye uzunluğu, uyarma sonucu plazma içerisinde oluşan elektrik alanının ne çabuklukta söndürüleceğini söyler. Plazma içerisindeki alan, bu uzunluk boyunca $0.37 \left(\frac{1}{e} \right)$ 'sine indirilir.

Yukardaki çıkarımın doğru olması için, yüklü bulut içerisinde yeterli sayıda elektron bulunması gerekmektedir, aksi taktirde Debye uzunluğu kavramı istatistiksel olarak doğru olmaktan çıkar. Yarı çapı λ_D olan Debye küresi içerisindeki parçacık sayısını hesaplayabiliriz ;

$$N_D = \frac{4\pi}{3} n \lambda_D^3 \quad (2.49)$$

Eğer yarı çapı 1 veya 2 Debye uzunluğu olan küre içerisinde, potansiyel dalgalanmalarını söndürmeye yetecek kadar parçacık varsa, plazmanın geri kalanı eşpotansiyelde olduğu sonucuna varılır.

Biraya gelmiş yüklü parçacıkların plazma olarak değerlendirilebilmeleri için, dalgalanmalar sonucu meydana gelen alanların etkisinin, plazma boyutlarına göre çok küçük olması gerekir. Bu $\lambda_D \ll d$ şeklinde ifade edilebilir ve d plazmanın çapıdır.

Yukardaki çıkarım, dışarıdan bir elektrik alan uygulandığında da geçerliliğini korur. Potansiyel uygulanan elektrot etrafında oluşan kalkan, plazmanın eşpotansiyelde kalmasını sağlar.

Debye perdelemesi kavramı, plazma içersinde gerçekleşen fiziksel olayın açıklamasına temel teşkil edecektir.

2.2.2 Plazmanın Temel Fiziksel Yapısı

Plazma içersindeki ana mekanizmaların uyarılma, rahatlama, difüzyon ve iyonlaşma olduğunu daha önce belirtmiştik. Difüzyon ve birleşme sonucu kaybolan yüklü parçacıkların, iyonlaşma mekanizması ile yeniden sisteme kazandırılması gerekir. Bunun için de bir dış güç kaynağı gereklidir. Bu genelde, yalnızca yüklü parçacıklar üzerine etkiyen elektrik alandır.

Kütlesi m olan elektron ve M olan iyonlar üzerine elektrik alan etkilediğini düşünelim. Elektrik alan tarafından iyonlara transfer edilen enerji E_{qx} olacaktır. x , t zamanında alınan yoldur. Buradan,

$$x = \frac{1}{2}at^2 \quad (2.50)$$

yazılabilir. a , iyonun elektrik alan uygulanması sonucu kazandığı ivmedir ve,

$$Eq = Ma \quad (2.51)$$

olarak verilir. İyona transfer edilen enerji ise,

$$E_{qx} = Eq \frac{1}{2} \frac{Eq}{M} t^2 = \frac{(Eqt)^2}{2M} \quad (2.52)$$

olarak hesaplanır. Elektron için enerji transferi ise,

$$-Eqx = \frac{(Eqt)^2}{2m} \quad (2.53)$$

olur. $m \ll M$ olduğu için enerjinin büyük bölümü elektronlara transfer edilir. Yukardaki hesaplama sırasında çarpışmalar sonucu meydana gelen enerji transferi gözardı edilmiştir. Zayıf iyonlaşmış plazmada, çarpışmaların büyük bir bölümü elastik çarpışmaların oluşturduğunu belirtmiştik. Elektron-iyon veya elektron yüksüz parçacık çarpışmalarında, iyon veya yüksüz parçacıkların kazandığı enerji göz önüne alınmayacak kadar küçüktür. İyon-iyon veya iyon-yüksüz parçacık çarpışmalarında enerji etkin bir şekilde paylaşılır. Sonuç olarak elektronlar yüksek kinetik enerjiye sahiptirler ve bu 2-8 eV arasındadır. Buna karşın elektrik alandan çok az etkilenmiş iyonların transfer etmiş oldukları enerji ise oda sıcaklığının biraz üzerindedir. İyonların enerjileri ile oda sıcaklığı arasındaki bu enerji farkı, iyonların diğer iyon ve yüksüz parçacıklarla yaptığı çarpışmalar sonucu kazandığı enerjidir. Argon plazması içerisindeki yüksüz atomlar, iyonlar ve elektronlar için tipik değerler tablo 2.2'de verilmiştir [4].

Bundan sonra yapılacak tüm hesaplamalarda, iyonlar gibi enerjili elektronlarda Maxwell-Boltzmann dağılımına uydukları varsayılacaktır. Ayrıca plazma yoğunluğu olarak, birbirlerine ortalamada eşit olan elektron ve iyon yoğunlukları kullanılacaktır.

Tablo 2.2 Argon Plazması İçin Karakteristik Değerler

	m(kg)	T(K, eV)	v(m/s)
Yüksüzler	6.6×10^{-26}	293, 1/40	4×10^2
İyonlar	6.6×10^{-26}	500, 0.04	5.2×10^2
Elektronlar	9.1×10^{-31}	23200, 2	9.5×10^5

Bu aşamadan sonra plazmayı depolama ve aşındırma işlemlerinde kullanılmaya uygun hale getiren fiziksel özellikleri inceleyeceğiz. İlk olarak, elektron ve iyonların plazma içersindeki rastlantısal hareketleri sonucu meydana gelen akım yoğunlukları hesaplanacaktır. Plazma içindeki elektron ve iyon akım yoğunluğunu hesaplamak için akı denklemini kullanıp,

$$\frac{\text{Akı}}{\text{Birim Alan}} = \int_0^\infty n(\dot{x}) \dot{x} d\dot{x} \quad (2.54)$$

entegre edildiğinde, akım yoğunluğu için,

$$j = \frac{env}{4} \quad (2.55)$$

elde edilir. Buradaki $n(\dot{x})$, parçacıkların hızlarına göre Maxwell-Boltzmann dağılımıdır ve

$$dn = 4n \left(\frac{1}{\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{3/2} v^2 \exp \left(\frac{-mc^2}{2kT} \right) dv \quad (2.56)$$

şeklinde ifade edilir. 2.55 bağıntısından, elektron ve iyon akım yoğunlukları için,

$$j_e = -\frac{en_e v_e}{4} \quad (2.57)$$

$$j_i = -\frac{en_i v_i}{4} \quad (2.58)$$

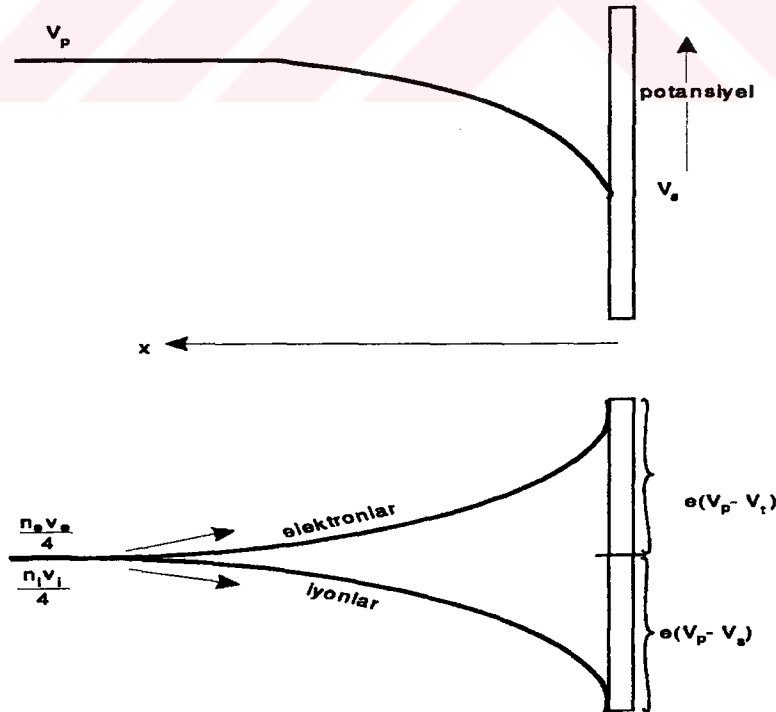
olarak elde edilir. v_e ve v_i ortalama hızlardır. v_e, v_i 'den çok daha küçüktür. Tablo 2.2'deki değerler için,

$$j_e \approx 38 \text{ mA/cm}^2$$

$$j_i \approx 21 \text{ } \mu\text{A/cm}^2$$

olarak hesaplanır. $j_i \ll j_e$ olduğu için, elektrot negatif olarak yüklenmeye başlar ve plazmaya göre negatif potansiyele gelir. Bu da elektrot çevresindeki elektrot ve iyon rastlantısal hareketlerini bozar ve elektrot negatif yüklendiği

için elektronları iterken, pozitif yüklü iyonları kendine doğru çeker. Elektrot negatif olarak yüklenirken, elektroda doğru olan elektron akımında azalır ve iyon akısına eşit olduğunda sabitlenir. Bu noktadan sonra elektrot daha fazla negatif olarak yüklenmez. Debye perdelemesinde gördüğümüz gibi, plazma içersinde elektrik alan oluşmasına izin vermez ve kendini eş bir potansiyelde tutar. Bundan sonra bu potansiyel değerini V_P , elektrot potansiyelinide V_S ile göstereceğiz. Elektrot ile plazma arasındaki negatif potansiyel farkı ($V_P - V_S$) kadar bir potansiyel bariyeri oluşur. Bu potansiyel bariyeri elektronları itip, elektroda çarpmasını önler. Yalnızca kinetik enerjileri, bu bariyerden yüksek olan elektronlar elektroda ulaşabilirler. Buna karşın, iyonlar $V_P - V_S$ kadar bir enerji ile elektroda doğru ivmelenirler (Şekil 2.8). Bu bölgede net bir pozitif yük birikmesi oluşur ve uzay-yük bölgesi olarak adlandırılır. Oluşan uzay-yükü bölgesi, plazma işlemlerinde, elektron akımını perdelediği için kalkan olarakta adlandırılır. Uzay-yükü bölgesi belli bir yük yoğunluğuna sahiptir ve ρ ile gösterilecektir.



Şekil 2.8 Elektrot yüzeyi yakınında elektron ve iyonların potansiyel ile enerjilerinin değişimi

Bu bölgedeki potansiyelin uzaklığa bağlı değişimini hesaplamak için Poisson denklemini kullanırsak,

$$\nabla E = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.59)$$

elektrik alan $E = -\nabla V$ olduğundan,

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.60)$$

elde edilir. Bu bağıntı bize, beklediğimiz gibi, elektrik alanın, uzay-yükü bölgesi boyunca değiştiğini gösterir.

Plazma işlemleri genellikle, ışıklı boşalma (glow discharge) olarak adlandırılır. bunun nedeni, uyarılmış atom veya moleküllerin rahatlaması sonucu bir kısmı görünür bölgede olmak üzere yaptığı foton yayımıdır. Bu yayımın şiddeti uyarılmış atom veya molekül yoğunluğuna bağlıdır. Uzay-yükü bölgesinde elektron yoğunluğu az olduğu için, bu bölgede uyarma ile sonuçlanan çarpışma azdır. Bunun sonucu olarak, bu bölge plazmaya göre daha az ışıldar. Elektrot ise hiç ışıma yapmayan bir bölge ile çevrilmiştir. Buraya karanlık alan adı verilir ve bu bölgede hiç çarpışma olmadığı öngörülür. Burada yukardaki öngörüm ve hesaplamaların doğruluğu hakkında genel bir fikir verebilir.

Elektrot önünde elektronlara karşı oluşan potansiyel bariyerinin büyüklüğünü hesaplamaya çalışalım. Ancak bu potansiyelden daha fazla kinetik enerjiye sahip olan elektronlar elektrot yüzeyine ulaşabilirler. Bu enerjiye sahip olan elektronların tüm elektronlara oranı ise Maxwell-Boltzman dağılımından bulunur,

$$\frac{n'_e}{n_e} = \exp \left(-\frac{e(V_p - V_s)}{kT_e} \right) \quad (2.61)$$

Burada n'_e , potansiyel bariyerini aşabilecek enerjiye sahip olan elektron yoğunluğudur. Kalkan bölgesinde iyon ve elektron akımının eşit olduğunu biliyoruz.

Buradan,

$$\frac{n'_e v'_e}{4} = \frac{n_i v_i}{4} \quad (2.62)$$

olarak yazılır. Elektronlar bu bölgeden geçerken, kinetik enerjilerinden bu potansiyel farkı, $V_P - V_S = \phi$, kadar kaybederler. Aynı ısıya sahip olmalarına karşın n'_e , kinetik enerjileri n_e ye göre daha yüksek kinetik enerjiye sahip elektron yoğunluğudur. Buna karşın her iki grubunda aynı ısıda oldukları için ortalama hızları birbirlerine eşittir. Bu Maxwell- Boltzmann dağılımından gösterilebilir. Potansiyel enerjinin ϕ_e olduğu bölgede,

$$\begin{aligned} dn'_e &= 4\pi n_e \left(\frac{m_e}{2\pi kT_e} \right)^{\frac{3}{2}} v_e^2 \exp \left(-\frac{\frac{1}{2}m_e v_e^2 + e\phi}{kT_e} \right) dv_e \\ &= \exp \left(-\frac{e\phi}{kT_e} \right) dn_e \end{aligned} \quad (2.63)$$

$$v_e'^2 = \frac{\int v_e^2 \exp \left(-\frac{e\phi}{kT_e} \right) dn_e}{\int \exp \left(-\frac{e\phi}{kT_e} \right) dn_e} = v_e^2 \quad (2.64)$$

2.63 bağıntısını integre edersek,

$$\begin{aligned} n'_e &= n'_e \exp \left(-\frac{e\phi}{kT_e} \right) dn_e \\ &= n_e \exp \left(-\frac{e(V_P - V_S)}{kT_e} \right) \end{aligned} \quad (2.65)$$

ve 2.61'de yerine koyarsak,

$$n_e \exp \left(-\frac{e(V_P - V_S)}{kT_e} \right) \frac{v_e}{4} = \frac{n_i v_i}{4} \quad (2.66)$$

$n_e = n_i$ ve $v = \left(\frac{8kT}{\pi m} \right)^{\frac{1}{2}}$ olarak gazların kinetik teorisinden bilinmektedir. Yüklerin eşitliğini kullanarak,

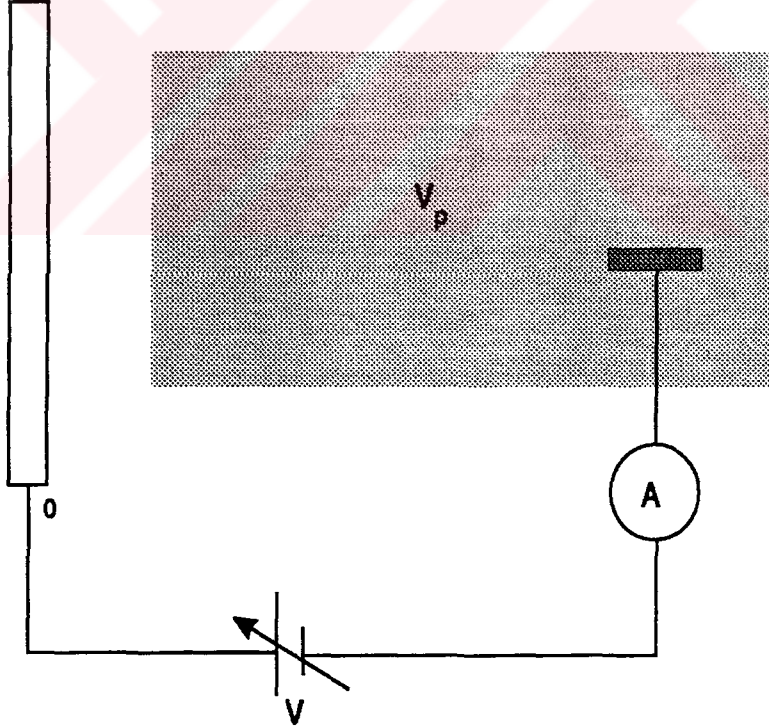
$$\begin{aligned} V_P - V_S &= \frac{kT_e}{e} \ln \left(\frac{v_e}{v_i} \right) \\ &= \frac{kT_e}{2e} \ln \left(\frac{m_i T_e}{m_e T_i} \right) \end{aligned} \quad (2.67)$$

olarak bulunur. Tablo 2.2'daki değerler kullanılırsa, potansiyel bariyeri için

15V bulunur. Buda deneysel sonuçlarla tutmaktadır.

Yukardaki çıkarımlara göre, elektronların hareket yeteneği yüksek olması nedeniyle, plazma içersinden hızla alınabilir ve buda plazmayı temasta olduğu herşeyden pozitif hale getirir.

Plazma ile elektrot arasında oluşan potansiyel farkı, iyonları elektroda doğru hızlandırır ve onların potansiyel farkı kadar bir enerji ile elektrot yüzeyine çarpmalarına neden olur. Eğer çarpan iyonların enerjisi, elektrot yüzeyindeki atomların bağlanma enerjisinden fazla ise bu bağların kırılarak atomun yüzeyden ayrılmasına neden olur. Bu olaya tozutma (sputtering) adı verilir. Tozutma yüzeye malzeme depolamakta veya aşındırmakta çok kullanılan bir tekniktir.



Şekil 2.9 Kutuplanmış elektrodun şematik gösterimi

Buraya kadar plazma içersine yerleştirilen elektrodun elektriksel olarak yalıtılmış olarak düşündük. Şimdi içeri yerleştirilen elektrodun belli bir potan-

siyelde (Şekil 2.9) tutulduğunda akım yoğunluğunun nasıl değiştiğini inceleyeceğiz.

Eğer elektrot V_P 'ye göre daha negatif bir voltajda tutulursa, elektroda doğru olan elektron akımı önlenmeye başlar ve iyon akımı da artarak, plazma içersindeki değeri olan $\frac{n_i v_i}{4}$ değerine ulaşır. Bunun nedeni, plazmadan uzay-yükü bölgesine giren rastlantısal akımın bu değerde olmasıdır. Daha öncede belirttiğimiz gibi, elektroda ne kadar voltaj uygulansada, elektrot önünde oluşan uzay-yükü bölgesi plazmanın eş potansiyelde kalmasını yani içerde net bir alan oluşmasını önler. Bu nedenle plazma içersindeki iyon ve elektron akım yoğunlukları her zaman $\frac{n_i v_i}{4}$ ve $\frac{n_e v_e}{4}$ olarak kalır. Eğer elektroda uygulanan negatif potansiyel arttırılırsa, elektron akımı tamamen bastırılır ama iyon akımı yukarda bahsettiğimiz nedenden ötürü aynı olarak kalır. Dolayısıyla negatif voltajlar için çekilebilecek en fazla iyon akımı (eşik değeri) $\frac{n_i v_i}{4}$ olur. Aynı durum elektrot potansiyeli toprağa göre daha pozitif tutulduğundada geçerlidir. Elektrot potansiyeli arttıkça iyon akımı bastırılır ve $V_P < V$ olduğu an tamamen önlenir. Plazma içersindeki rastlantısal elektron akımı kadar uzay-yükü bölgesine bir akım gelir. Bu nedenle çekilebilecek en yüksek elektron akımı $\frac{n_e v_e}{4}$ olur (Şekil 2.10).

Elektron akım yoğunluğu bir V potansiyeli için,

$$j_e = \frac{en_e v_e}{4} \exp \left(-\frac{e(V_P - V)}{kT_e} \right) \quad (2.68)$$

şeklindedir. Eğer bu bağıntıda her iki tarafın logaritmasını alırsak,

$$\ln j_e = \ln \frac{en_e v_e}{4} - \left(\frac{e(V_P - V)}{kT_e} \right) \quad (2.69)$$

bağıntısını elde ederiz. Burdan da görüldüğü gibi $\ln j_e, e(V_P - V)$ 'ye doğrusal olarak bağlıdır. Başta söylediğimiz gibi, elektronlar Maxwell-Boltzmann dağılımına uydukları varsayılmıştır.

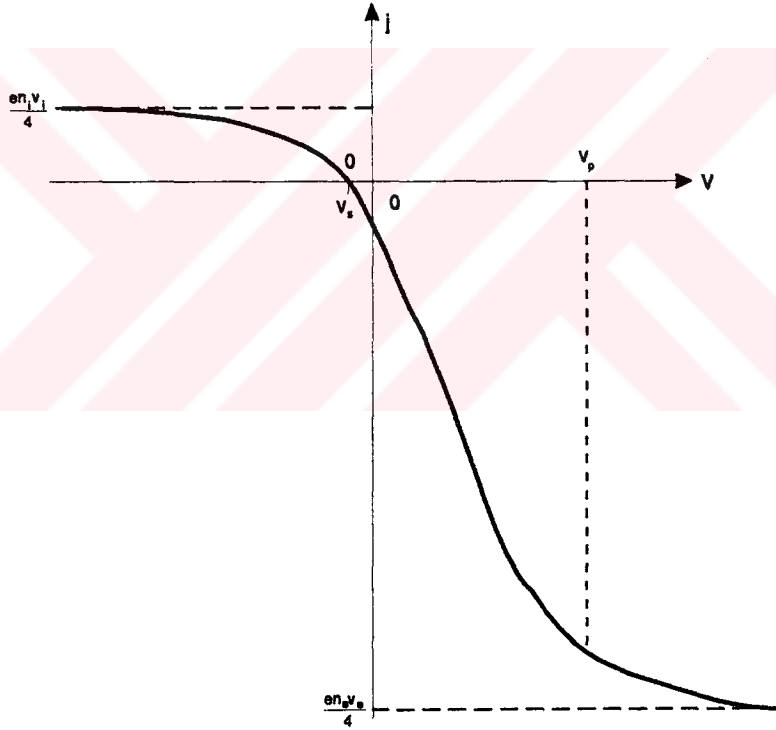
$V < V_P$ durumunda, elektrot üzerindeki net akım yoğunluğu ise j_i ve j_e 'nin toplamıdır.

$$j = \frac{en_i v_i}{4} - \frac{en_e v_e}{4} \exp\left(-\frac{e(V_P - V)}{kT_e}\right) \quad (2.70)$$

$V_P < V$ durumunda ise

$$j = \frac{en_i v_i}{4} \exp\left(-\frac{e(V_P - V)}{kT_e}\right) - \frac{en_e v_e}{4} \quad (2.71)$$

olarak elde edilir.



Şekil 2.10 Elektrodun akım yoğunluğu-voltaj karakteri

BÖLÜM 3 : DC ve RF UYARIMLI PLAZMALAR

3.1 Giriş

Bu bölümde, dc ve ac uyarımlı plazmaya kısaca giriş yapılacaktır ve ardından rf uyarımlı plazmanın özellikleri incelenecektir.

Plazmayı, elektrikselsel olarak yüklü ve yüksüz parçacıkların (elektronlar, pozitif iyonlar, negatif iyonlar, atomlar ve moleküller) oluşturduğu gaz olarak tanımlamıştık. Plazmayı oluşturmak ve sürekliliğini sağlayabilmek için bir enerji kaynağı gerekir, aşındırma sistemlerinde bu enerji ac veya dc güç kaynaklarından sağlanır. Gaza verilen enerji dolayısıyla bir tür faz değişimi meydana geldiğinden, plazma maddenin dördüncü hali olarak da adlandırılır.

Yüksüz gaz ortamında kozmik ışıma sonucu çok az miktarda elektron ve iyonlar vardır. Ortaya çıkan bu serbest elektronlar, elektrik alan etkisi altında, yüksüz parçacıklara doğru ivmelenerek çarpışırlar. Bu çarpışmaların büyük bölümü elastik çarpışmalardır. Bu çarpışmalarda, elektron kütlesi parçacığın kütlesine göre çok küçük olduğundan, elektronun enerjisi parçacığı uyarmaya yeterli değildir. Bu durumda, büyük ölçüde momentum transferi söz konusudur. Elektronun kütlesi, iyonlara göre çok küçük olduğundan, çarpışmada kinetik enerjisi hemen hemen korunur ve elektron saçılmaya uğrar. Çarpışmaların küçük bir bölümü ise inelastiktir. Bu tür çarpışmalarda elektron enerjisi parçacığı uyarmaya yeterlidir. Eğer bu enerji valans elektronu atomdan ayırmak için yetersizse, elektron daha yukarıdaki enerji seviyelerine yükseltgenir ve temel durumuna geri dönerken bir bölümü görünür bölgede

olmak üzere elektromanyetik ışıma yapar. Diğer durumda, uyarma enerjisi valans elektronu parçacıktan koparacak kadar yüksektir. Bunun sonucunda iyonlaşma meydana gelir. Gaz basıncı arttıkça, elektronların ortalama serbest yolları azalır ve elektronlar, elektrik alandan parçacıkları iyonlaştıracak yeterli enerjiyi almazlar. Bu yüzden gaz basıncı iyonlaşmaya izin verecek kadar düşük olmalıdır. İyonlaşma sonucu daha çok serbest elektron açığa çıkar , çarpışma sayısı ve dolayısıyla plazma yoğunluğu giderek artar. Buna karşılık, plazma yoğunluğunu azaltan ana mekanizma elektron-iyon birleşmesidir. İyonlaşma ve nötr hale geçme mekanizmalarının sonucu, ortalama plazma yoğunluğu sabit kalır. Buna dinamik denge adı verilir. Bu durumdaki plazma kararlı olarak adlandırılır.

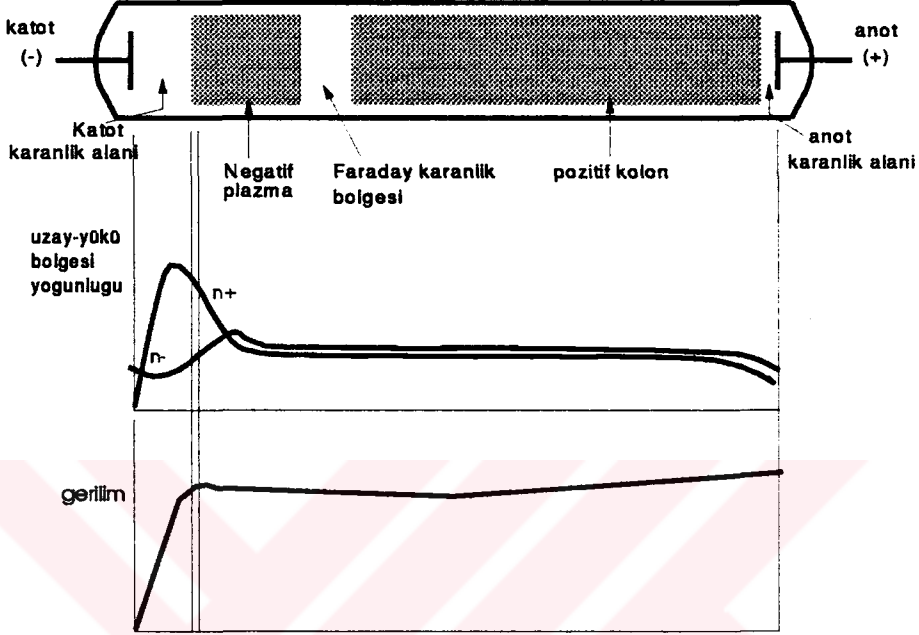
Eğer oluşan plazma içersine katı bir yüzey yerleştirilirse, bu yüzey her zaman plazma gerilimine göre daha düşük bir gerilimde kalır (bunun nedenleri ilerki bölümlerde ele alınacaktır). Oluşan bu gerilim farkı nedeniyle pozitif yüklü parçacıklar, yüzeye doğru ivmelenerek, burayı bombalarlar. Parçacıkların kinetik enerjilerine göre yüzeyde farklı olaylar meydana gelir. Düşük enerjilerde (10 eV), çoğu olay hedef malzemenin yüzeyinde oluşur. Çok düşük enerjilerin söz konusu olduğu durumlarda (5 eV), bu tür olaylar yalnızca parçacıkların yüzeyden yansması veya yüzeyde çok zayıf bağlar oluşturmaları ile sınırlıdır. Eğer parçacıkların enerjisi hedef malzemenin bağlanma enerjisini aşıyorsa (5-10 eV), yüzey göçü ve yüzeyde hasarlar oluşabilir. Yüksek enerjilerde ise (10 keV), çarpan parçacıklar hedef malzemenin içine gömülürler. Bu iki uç enerji noktası arasında, iki farklı etki daha gözlenir :

- 1) Çarpan iyonların enerjisinin bir kısmının yüzeye ısı eneji olarak aktarılmasından dolayı oluşan örgü hasarları,
- 2) Enerjinin diğer kısmının yüzeyden atomları kopartarak, gaz haline geçirmesi (Tozutma).

Kullanılan enerji kaynağına göre plazma dc ve ac uyarımlı olmak üzere ikiye ayrılır.

3.2 DC Uyarımlı Plazma

Plazmayı uyarmanın en basit yolu, bir oda içindeki iki iletken elektrot arasına dc bir gerilim uygulamaktır (Şekil 3.1).



Şekil 3.1 DC uyarımlı sistemde plazma oluşturma

DC uyarımlı plazmalarda en önemli elektron kaynağı, hedef yüzeyden olan ikincil elektron yayınıdır. Elektrotlara gerilim uygulandığında, düşük basınçtaki gazın içerisinde kozmik ışıma sonucu oluşan elektron ve iyonlar, elektrik alanı etkisinde ivmelendirilirler. Katoda iyonlar, elektrottan elektron koparırlar ve nötr hale geçerler. Bu birleşme sonucu parçacığın iyonizasyon enerjisi ile yüzeyin iş fonksiyonu arasındaki fark kadar bir enerjiye sahip olan foton yayınlanır. Yüzeyin iş fonksiyonundan daha yüksek bir enerjiye sahip olan bu foton, yüzeye çarparak elektron koparır (ikincil elektron yayını). Bu olaya Auger yayını (Auger emission) adı verilir. Yüksüz parçacıkların ve elektronların yüzeye çarpması sonucu ikincil elektron yayını olsa da, en baskın mekanizma Auger yayınıdır. Metal yüzeyler için, çarpan iyon başına yaklaşık olarak 0.1 ikincil elektron yayınlanırken, bu oran yalıtkan yüzeyler için oldukça yüksektir.

Oluşan plazmada negatif yüklü iyonların yoğunluğu ihmal edilebilecek kadar düşük olduğu için, pozitif yüklü iyonlar ve elektronların yoğunluğu eşit kabul edilebilir. Plazmaların çoğu elektriksel özelliği elektron ve iyon kütleleri arasındaki büyük farklılıktan ortaya çıkar. Yüksek hareket yeteneğine sahip, küçük kütleli elektronlar alan etkisi altında katottan uzaklaşırlar. Elektronca fakirleşen bu bölgede, iyonlaşma yok kabul edilebilecek kadar az olduğundan, plazma gözlenmez ve Crookes karanlık alanı olarak adlandırılır. Anot ile katot arasındaki gerilimin büyük bir kısmı bu karanlık bölgede düştüğü için, buradaki pozitif yüklü parçacıklar katota doğru hızlanırlar. Katota çarpan iyonlar tozutmaya ve ikincil elektron çıkışına neden olurlar. İkincil ve plazma içindeki elektronlar plazmanın devamını sağlarlar.

İtici alan etkisi altındaki pozitif yüklü iyonlar anottan uzaklaşırlar ve burada anot karanlık alanı oluşur. Ancak anoda doğru yoğun bir elektron akışı vardır. Anoda çarpan bu elektronlar plazmaya göre negatif yüklü bir yüzey oluşmasına neden olurlar ve pozitif iyonları çekerek uzay yükü bölgesi meydana getirirler. Sonuç olarak, anot karanlık alanı katot karanlık alanından daha küçüktür.

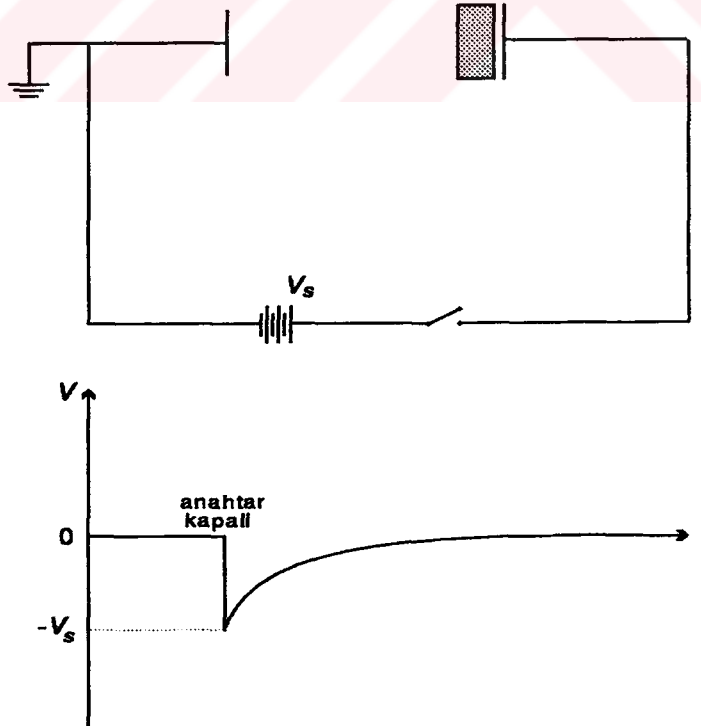
DC uyarımlı plazmada kullanılan elektrotlar iletken olmak zorundadır. Aksi takdirde yalıtkan elektrotta, elektrot potansiyelinden bağımsız olarak, negatif yük birikimi olur. Bu durum, elektrot akımının sıfıra düşerek iyonlaşmanın giderek azalmasına ve plazmanın sona ermesine neden olur.

3.3 RF Uyarımlı Plazma

DC uyarımlı plazmanın en önemli dezavantajlarından biri; elektrot olarak yalıtkan malzemeler kullanılamamasıdır. Bu durum, belirli aşındırma işlemleri için (örneğin; bu çalışmada SiO_2 'nin reaktif iyon aşındırılması sırasında örneğin yerleştirildiği elektrot kuartz ile kaplanmıştır) kısıtlayıcı bir unsurdur. Ayrıca iletken elektrot kullanılsa bile, eğer yalıtkan bir malzeme aşındırılıyor-

sa, elektrot üzerinde birikecek yalıtkan malzeme nedeniyle plazma sürekliliğini kaybeder ve söner.

Eğer dc uyarımlı plazmada elektrotlardan biri yalıtkan bir malzeme ile kaplanmışsa, plazma oluştuğu andan itibaren, yüzey, elektron ve iyon akım yoğunluğu eşitleninceye kadar negatif olarak yüklenir (Bölüm 2.2.2). Bunun sonucu pozitif yüklü iyonlar yüzeye doğru çekilirler ve burada elektronlarla birleşerek nötrale olurlar. Akım yoğunluğu yüzey üzerinde korunduğu için elektrotlardan akım çekmeye ihtiyaç kalmaz. Ayrıca yüzeyin pozitif iyonlarla bombalanması ve birleşmeler sonucu elektron kaybetmesi sonucu yüzey potansiyeli gittikçe plazma potansiyeline yaklaşır (Şekil 3.2). Bu da dc uyarımlı plazmanın kararlı kalabilmesi için gerekli en önemli mekanizma olan ikincil elektron yayımının son bulmasına neden olur. Daha öncede belirtildiği gibi, dc uyarımlı plazmada iyonlaşma ile sonuçlanan çarpışmaların büyük bölümü bu ikincil elektronlar tarafından yapılır. Plazma dc gerilimin ilk uygulandığı an oluşsada, İyonizasyon düzenli olarak azalması sonucu kararlılığını yitirerek, söner.



Şekil 3.2 Yalıtkan elektrodun yüzey yüklenmesi

Bu problemin çözümlerinden biri, plazmanın olusturulması için ac uyarımlı plazma kullanılmaktadır. Eğer kullanılan ac işaretin frekansı düşükse, periyot plazmanın dinamik dengeye gelebilmesi için gereken süreye göre yeterince uzundur. Elektrotların iletken olduğu düşünülürse, bu durumdaki ac uyarımlı plazma, akımın her yarı periyotta ters çevrilmesi dışında, dc uyarımlı plazma ile aynı özellikleri gösterir. İyonlar, yarı periyotta negatif gerilime sahip olan elektrodun önünde oluşan karanlık alan içerisinde hızlanır. Bu alanı, işaretin periyoduna göre kısa sürede geçebilen iyonlar, yaklaşık olarak ac gerilimin tepe değeri kadar bir enerji ile elektroda çarparlar.

Eğer yalıtkan bir elektrot kullanılıyorsa, periyot, yüzeyde yük birikmesine izin verecek ölçüde uzundur. Yalıtkan yüzey tamamen yüklenince akım kesilir ve plazma sürekliliğini kaybeder. Diğer yarı periyotta ise yalıtkan yüzey boşalır, akım ters yönde, bir sonraki yük birikimine kadar akmaya başlar. Bu durumda yalıtkan, plazma tarafından, değişen periyotlarda yüklenen bir sığa gibi davranır ve yalnızca akımın aktığı süre içerisinde plazma gözlenir. Eğer işaretin frekansı arttırılırsa, yük birikim zamanının, periyoda göre yeterince uzun olduğu noktadan itibaren (kritik frekans), akım tüm periyot boyunca akacaktır. Böylece elektrot cinsinden bağımsız olarak, plazmanın sürekliliği sağlanmış olur.

Bu kritik frekans değerini hesaplamak için sistemi bir sığa olarak düşünelim ve bu sığanın dolması için gerekli süreyi hesaplamaya çalışalım; Buradaki akım, sığa doldukça azalsada, biz bu akımın sabit kaldığını varsayalım. Bunun sonucu t saniye içerisinde $Q = it$ kadar yük toplanacaktır. Sığa bağıntısını kullanarak, kapasitenin dolması için gerekecek süreyi,

$$\begin{aligned} C &= \frac{Q}{V} \\ t &= \frac{CV}{i} \end{aligned} \quad (3.1)$$

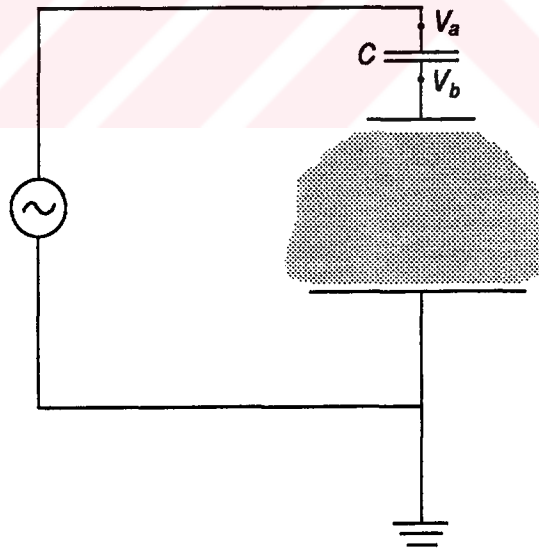
şeklinde yazarız. 0.3 cm'lik bir kuartzın sığası yaklaşık olarak $1 \frac{pF}{cm^2}$ 'dir. Eğer

1000 V'luk gerilim uygulanırsa, t yaklaşık olarak $1 \mu S$ 'dir. Buda kritik frekansın $1 MHz$ civarında olduğunu gösterir. Bu frekans değrinde sürekli plazma elde ederiz. Gerçekte yalıtkan malzeme bu kadar hızlı yüklenmez. Sürekli plazma elde etmek için $100 kHz$ üstündeki frekansların yeterli olduğu gösterilmiştir [5].

Bugün piyasada kullanılan birçok plazma aşındırma ve tozutma sistemi $13.56 MHz$ 'lik frekans kullanmaktadır. Bu değer, diğer haberleşme frekansları ile girişim yapmadığı için uluslararası haberleşme otoritesi tarafından benimsenmiştir.

3.4 RF Uyarımlı Plazmalarda Kendinden Kutuplama Gerilimi

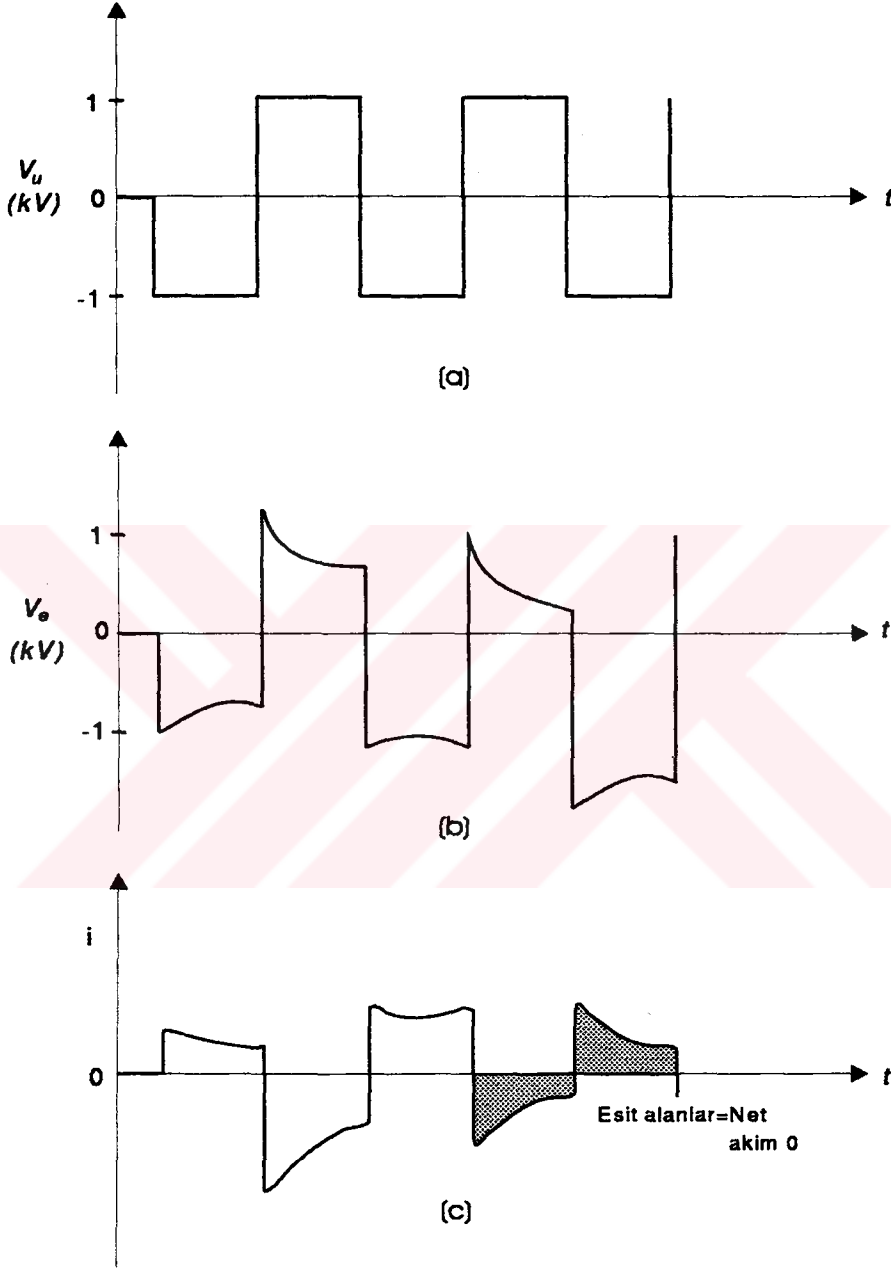
Bölüm 2.2.2'de de görüldüğü gibi plazma içersinde akımın büyük bölümü yüksek hareket yeteneğine sahip elektronlar tarafından taşınır ve bunun rf uyarımlı plazmalarda uygulamaları açısından önemli etkileri vardır.



Şekil 3.3 RF uyarımlı sistem

Bu etkiyi görmek için Şekil 3.3'deki gibi bir sistem düşünelim; C, yalıtkan malzemenin yada elektrotların her ikisinde iletken olduğu sistemlerde, elektrotlar üzerindeki kendinden-kutuplama gerilimini topraklanmasını engellemek

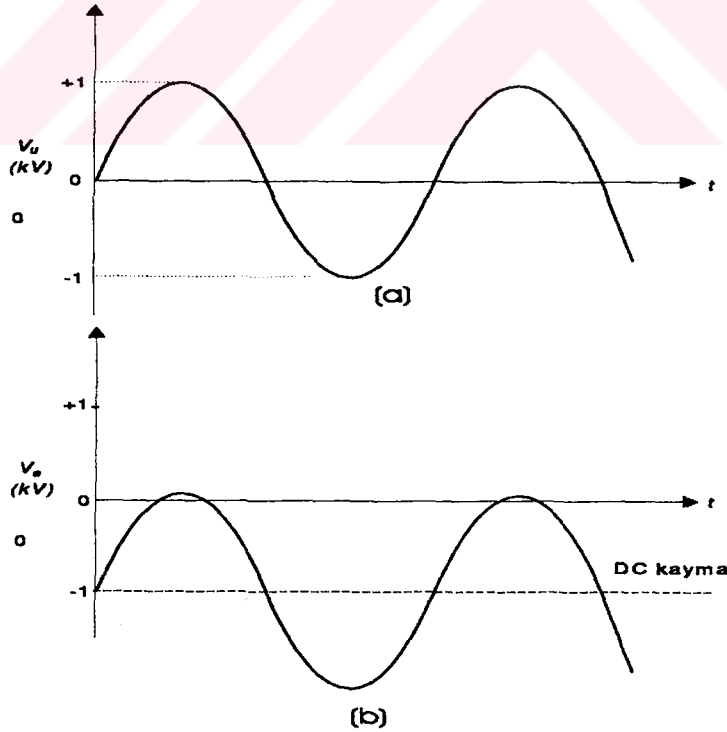
için kullanılan önleme sığasıdır. V_u bu sisteme uygulanan gerilimi ve V_e 'de elektrot üzerine düşen gerilimi gösterebilir. Bu çıkarım sırasında işleri kolaylaştırması açısından plazma gerilim 0 V olarak alınacaktır.



Şekil 3.4 RF ısıtılmış sistemde küçük elektrottaki gerilim ve akım dalga şekilleri

Bu sisteme genliği 2000 V olan rf kare dalga uygulayalım (Şekil 3.4a). Sığanın başlangıçta boş olduğunu varsayalım. $t = 0$ anında V_u , -1000 V'a giderken V_e 'de -1000 V'a gider ve plazma oluşur. Bu durumda elektrot pozitif iyonlarla bombalanır ve sığa pozitif olarak yüklenmeye başlar. V_e gittikçe

0'a doğru yaklaşır. Eğer uygulanan frekans yeteri kadar yüksekse, V_e fazla yükselmeye fırsat bulamadan uygulanan işaretin periyodu değişir. Burada -800 V'a kadar yükseldiğini varsayalım. V_u 2000 V arttığında V_e +1200 V'a ulaşır. Bu periyotta ise pozitif yüklenmiş olan elektrot yüksek elektron akımı çekmeye başlar. Elektron hareket kabiliyeti, iyonunkine göre çok daha yüksek olduğu için V_e , iyon bombardımanı durumunda olduğundan çok daha hızlı bir şekilde 0 V'a doğru yaklaşır. Periyodun sonunda bu değer +100 V olduğunu varsayalım ve V_u yeniden değiştiğinde V_e -1900 V olacaktır (Şekil 3.4b). V_e pozitif iyon bombardımanı sonucu yükselmeye başlayacaktır ama iyon akımı çok düşük olduğu için, fazla yükselemeden V_u yine değişecektir. Bir kaç periyot sonra V_e belli bir ortalama değer çevresinde salınmaya başlayacaktır. Bu ortalama değer, yüksek enerjili iyon akımını düşük enerjili elektron akımı ile karşılayabilecek kadar negatif bir gerilimdir (Şekil 3.4c). Burada temel ilke akımın korunmasıdır. Yani her bir periyotta akan akımın toplamalarının sıfır olması gerekir. Bunun sonucu olarak gerilimde negatif bir kayma gözleriz. Bu negatif gerilime kendinden kutuplama gerilimi adı verilir.



Şekil 3.5 a) Sinüzoidal uyarım dalga şekli b) Küçük elektrottaki gerilim dalga şekli

Şekil 3.5'de genellikle kullanılan sinüzoidal dalga için bu oluşum verilmiştir. Burada da görüldüğü gibi V_e , periyodun büyük bölümünde negatiftir. Buda iyonların düzenli olarak elektrodu bombalaması anlamına gelir. Böylece tozutma sırasında enerjili iyonların yada plazma aşındırma sırasında reaktif parçacıkların elektrot yüzeyine düzenli olarak ulaşması sağlanır. Bu uygulama açısından çok önemli bir sonuçtur.

3.5 RF Uyarımlı Plazmaların Kararlılığı

RF uyarımı, plazma oluşturmak ve kararlı kalmasını sağlamakta en uygun yöntemlerden biridir. Bunun anlaşılabilmesi için bu sistemlerde ki iyonlaşma mekanizmalarını incelemek gerekir. Ayrıca uyarım frekansı arttıkça plazma oluşturmak için gerekli en düşük basınç değeri azalır. 13.56 MHz'de bu değer 1mTorr altına iner. Buda rf uyarımlı plazmaları mikroelektronik endüstrisinde kullanmak için çok uygun bir hale getirir.

Frekansın arttıkça çalışma basıncının düşmesi yada sabit basınçta plazma empedansının azalması, elektron çarpması sonucu yeni bir iyonlaşma mekanizmasının devreye girdiğini gösterir. Bu etkiyi anlamak için, bir elektronun x ekseninde, genliği $\mathcal{E}_0$, açısal frekansı ω olan bir ac alan içersinde salındığını düşünelim. Elektrik alan,

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \cos \omega t \quad (3.2)$$

şeklinde yazılır. Elektronun hareket denklemi ise,

$$m_e \ddot{x} = -e\mathcal{E}_0 \cos \omega t \quad (3.3)$$

olarak yazılır. Buradan $\dot{x}$ ve x 'i,

$$\begin{aligned} \dot{x} &= -\frac{e\mathcal{E}_0}{m_e\omega} \sin \omega t \\ x &= \frac{e\mathcal{E}_0}{m_e\omega} \cos \omega t \end{aligned} \quad (3.4)$$

olarak hesaplanır.

Tablo 3.1'de 13.56 MHz için, alan şiddetine karşılık elektron genliği ve enerji değerleri verilmiştir. Gerçekte iyonlaşmayı sağlamak için bu hesaplanan değerlerin üstünde bir alan uygulamak gerekir.

Tablo 3.1 Çeşitli alan şiddetleri için elektron enerjileri

Alan Şiddeti (V/cm)	Genlik (cm)	Enerji (eV)	Hız (cm/s)
0.1	0.02	1.13×10^{-3}	2.1×10^6
1	0.24	0.11	2.1×10^7
10	2.42	11.3	2.1×10^8
100	24.2	1130	2.1×10^9
1000	242	1.13×10^5	2.1×10^{10}

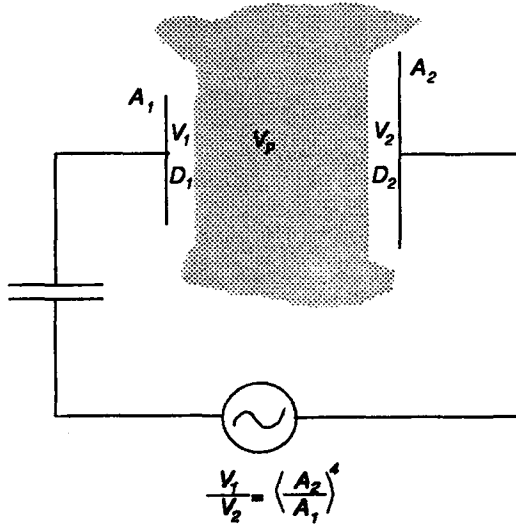
Düşük frekans değerlerinde ($f \leq 100kHz$), sistem dc gerilim uygulanmış gibi olur ve her iki elektrotta katot gibi davranır. Bu sistemlerde ana iyonlaşma mekanizması ikincil elektron yayını olduğunu belirtmiştik. Koenig ve Maissel [6] frekansın artmasıyla devreye giren iyonlaşma kaynağını, kütlelerini küçük olması nedeniyle rf frekansına cevap verebilen ve bunun sonucu yüksüz parçacıkları iyonlaştırmaya yetecek kadar enerji kazanan elektronlar olarak açıklamışlardır. Bir diğer açıklama ise odanın duvarlarından ve elektrotlardan yayılan ikincil elektrotların pozitif plazmaya doğru ivmelenerek, iyonlaşmaya neden olmalarıdır. Ayrıca bu mekanizma, uygulanan alanın yönünün değiştiği anda elektronun plazmaya doğru elastik olarak saçılması sonucu, hem kinetik hem de alandan soğurduğu enerjinin artması sonucu iyonizasyonla sonuçlanan çarpışmalarla desteklenir [7].

Keller ve Pennebaker [8] hızlı elektronların elektroda çarpması sonucu

meydana gelen ikincil elektron yayınına görüşüne karşı çıkmışlardır. Onlara göre, rf uyarımlı plazmada ana iyonlaşma mekanizması, rf frekansında salınan elektronların inelastik çarpışmaları ile sörfçü elektronların meydana getirdiği iyonlaşmadır. RF ile sürülen elektrot üzerinde oluşan karanlık alan, rf'in değişimi ile genişler ve daralır. Alanın kenarının bu genişleme ve daralma sonucu oluşan hızını v_a ile gösterelim. Bu alan kenarına, alanın itici etkisi altında ve alan kenarına göre dik hızı v_{el} olan bir elektronun (sörfçü elektron) yaklaştığını düşünelim. Elektron ve alan kenarının etkileşmesini bir parçacıkla, ona göre kütlesi çok daha büyük bir parçacıkla çarpışması olarak görebiliriz. Daha önce gösterildiği gibi (Bağıntı 2.17) bir parçacığın kendisine göre çok daha büyük parçacıkla elastik olarak çarpışması sonrası hızı ilk hızının iki katına çıkar. Bunu sonucu alan kenarı ile çarpışan ve plazma bölgesine geri doğru saçılan elektronun toplam hızı $v_{el} + 2v_a$ olacaktır. Buda elektronu iyonlaştırma çarpışması yapması için yeterli enerjiye çıkaracaktır. Ayrıca plazma bölgesinin diğer bütün yüzeylerden daha pozitif olduğunu biliyoruz. Dolayısıyla elektronlar bu bölge içersinde tuzaklanacaklardır. Plazma bölgesinden çıkmaya çalışan elektronlar her iki elektrodun önündeki karanlık alandan yansıtılacaklardır. Böylelikle sörfçü elektron etkisi her iki elektrot önünde desteklenmiş görülür.

3.6 RF Sistemlerde Gerilim Dağılımı

Koenig ve Maissel [9], rf uyarımlı plazmalar için gerilim dağılımını modellediler. Bu model, Şekil 3.6 gibi bir sistem için, elektrot alanları (A_1, A_2), elektrotlar üzerine düşen gerilimi (V_1, V_2) ve karanlık alan genişliği arasındaki (D_1, D_2) ilişkiyi tanımlamaktadır. Elektrot alanları eşit olduğu durumda, eğer plazmanın eşpotansiyelde olduğunu varsayarsak ve sistemde önleme sığası yoksa, elektrotlar üzerine düşen gerilim eşit ($V_1 = V_2$) olacaktır. Eğer bu sistemde elektrot boyutlarını değiştirip, küçük elektrot tarafına önleme sığası yerleştirirsek, sistem asimetrik hale gelecektir. Koenig ve Maissel bu durumu yorumlamak için bazı varsayımlar yapmışlardır:



Şekil 3.6 Önleme kapasitesi ile gerilim dağılımı

Kütleleri M_i olan pozitif iyonlar plazma bölgesinden karanlık alana, yüksümlü akım yoğunluğunda girerler ve burada çarpışma yapmazlar. Bu;

$$J_i = \frac{KV^{3/2}}{M_i^{1/2} D^2} \quad (3.5)$$

şeklinde yazılır. K bir sabittir.

Ayrıca akım yoğunluğu iki elektrotta da eşittir. Bu varsayımı 3.5 bağıntısı ile birleştirirsek;

$$\frac{V_1^{3/2}}{D_1^2} = \frac{V_2^{3/2}}{D_2^2} \quad (3.6)$$

elde ederiz.

Karanlık alanı bir sığa gibi düşünebiliriz ve bu sığanın değeri elektrotun alanı ile doğru orantılı, karanlık alan genişliği ile ters orantılıdır;

$$C \propto \frac{A}{D} \quad (3.7)$$

ve uygulana rf gerilimi elektrotlar üzerindeki sğalar oranında paylaşılır;

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{A_2}{D_2} \frac{D_1}{A_1} \quad (3.8)$$

bağıntısını elde ederiz. Bunuda 3.6 ile birleştirirsek;

$$\begin{aligned} \frac{V_1^{3/2}}{V_2^{3/2}} &= \frac{D_1^2}{D_2^2} = \left(\frac{A_1}{A_2} \frac{V_1}{V_2} \right)^2 \\ \frac{V_1}{V_2} &= \left(\frac{A_2}{A_1} \right)^4 \end{aligned} \quad (3.9)$$

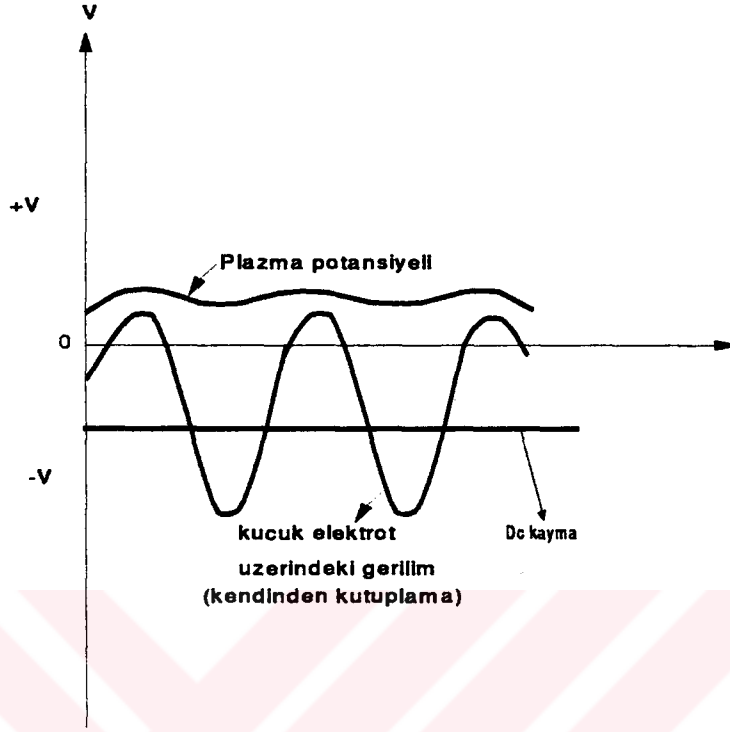
elde ederiz.

Bu sonuç; yüksek gerilimin küçük elektrot üzerine düştüğünü, asimetrik sistemlerin 4. dereceden güç ile davrandıklarını ve herhangi bir elektrot topraklansa da, elektrot üzerinde karanlık alan geriliminin oluştuğunu göstermektedir.

Gerçek sistemlerde yapılan sistemlerde yapılan ölçümler, verilen bir elektrot alan oranı için elektrot üzerindeki gerilim değişiminin doğrusal fakat güç bağımlılığının 2'ye yakın olduğunu göstermiştir.

Bu tür asimetrik sistemlerin mikroelettronik endüstrisinde önemli uygulamaları vardır. Elektrotlar arasındaki oran yeteri kadar büyük tutulursa, uygulanan gerilimin önemli bir bölümü küçük elektrot üzerine düşer, böylelikle reaktif iyon aşındırma sistemlerinde pozitif reaktif parçacıkların büyük bölümü aşındırılacak yüzeye doğru yönlendirilir. Bu sistemlerde küçük elektrot hariç tüm yüzeyler diğer elektrot haline getirilip topraklandığı için çok küçük karanlık bölge gerilimi oluşur, bundan dolayı da oda duvarlarına reaktif iyonların depolanması önlenmiş olur. Ayrıca bu özelliğinden dolayı toz tutma ile depolama sistemlerinde çok büyük uygulama alanı bulmuştur.

Şekil 3.7’de asimetrik sistemler için plazma ve küçük elektrodun üzerindeki gerilim dağılımı verilmiştir.



Şekil 3.7 Asimetrik sistemlerdeki plazma ve küçük elektrot gerilimi

BÖLÜM 4 : REAKTİF İYON AŞINDIRMA

Bu bölümde, ilk önce tümdevre üretim ortamında kullanılan aşındırma terimleri ve diğer aşındırma teknikleri kısaca anlatıldıktan sonra, reaktif iyon aşındırma tekniği ayrıntılı olarak ele alınacaktır.

4.1 Tümdevre Üretim Ortamında Aşındırma Terimleri

Aşındırma, silisyum taban (pul) yüzeyinin veya silisyum taban üzerindeki ince film tabakalarının inceltilmesi veya alınması işlemidir. Aşındırma sürecinde amaçlanan, maskede tanımlanan desenlerin yüksek doğrulukla pula aktarılabilmesidir. Aşındırma işlemi, tamamıyla kimyasal olan ıslak yöntemlerle ya da kimyasal ve fiziksel mekanizmaların birlikte işlediği kuru yöntemlerle gerçekleştirilir. Bu yöntemler, aşındırma ile ilgili temel kavramlar tanımlandıktan sonra, bir sonraki alt bölümde ele alınacaktır.

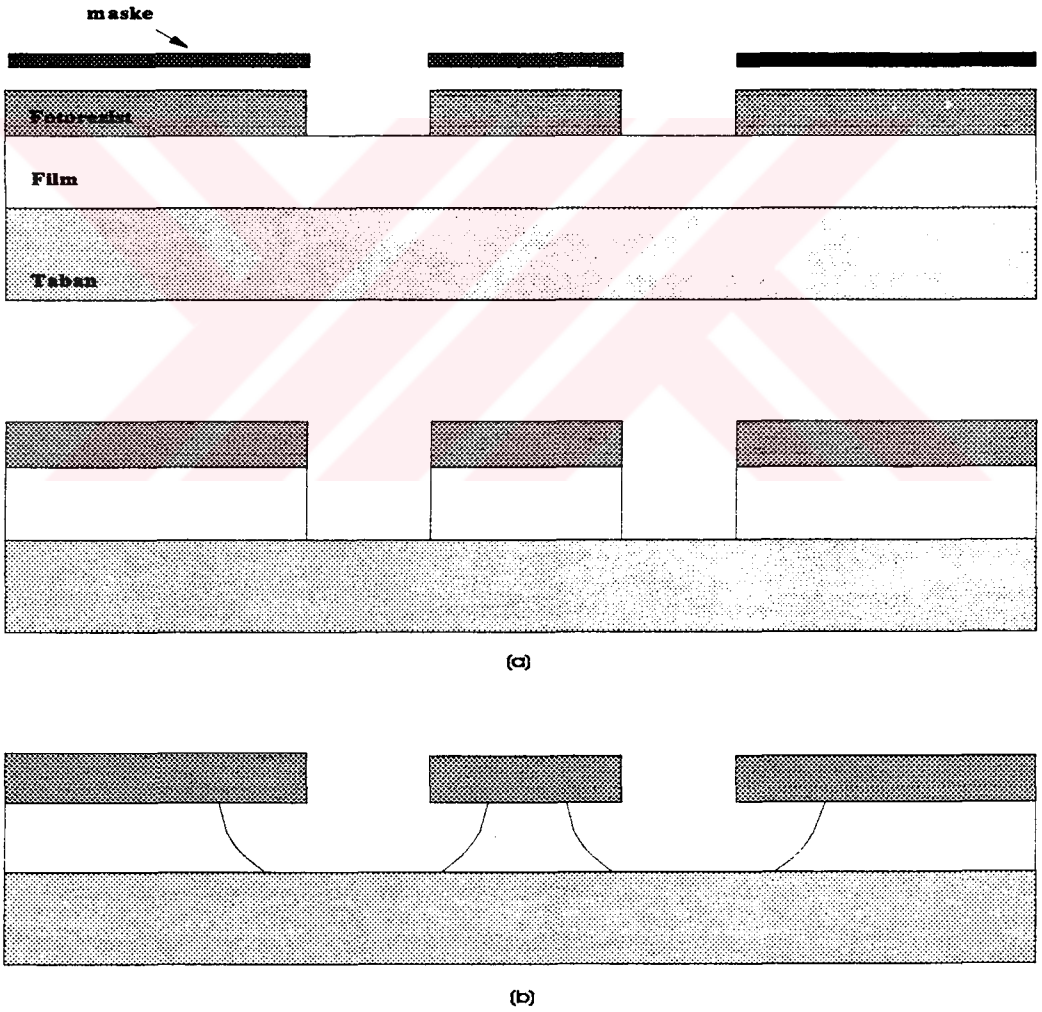
Aşındırma işlemlerini tanımlayan temel kavramlar; aşındırma hızı, seçicilik, yönbağımlılık ve yükleme etkisidir.

Aşındırma Hızı, birim zamanda yüzeyden alınan filmin kalınlığına denir. Aşınma, film yüzeyine dik ve/veya yatay yönlüdür. Yüksek aşınma hızı, daha fazla çıktı sağlayacağından istenen bir durum olmasına rağmen, bazı hallerde yatay aşınmayı kontrol etmek güçtür. Bu da pul üzerine aktarılan desen boyutunun kontrolsüz bir şekilde değişmesine neden olur. Yatay aşınma hızının dikey aşınma hızına oranı olarak tanımlanan yönbağımlılık faktörü L_R

geometrinin hangi doğrulukta aktarılabileceğinin ölçülerinden biridir.

$$L_R = \frac{\text{Yatay Aşındırma Hızı}}{\text{Dikey aşındırma Hızı}}$$

Aşınma tüm yönlerde aynı miktarda ise ($L_R = 1$) yönbağımsız (isotropic), yalnızca dikey yönde ise ($L_R = 0$) yönbağımlı (anisotropic) olarak adlandırılır. Aşındırmanın yönbağımlılık karakteri arttıkça, desenin pul üzerine aktarım doğruluğu da artar (Şekil 4.1).



Şekil 4.1 a) Yönbağımlı Aşınma, b) Yönbağımsız Aşınma

Seçicilik, aşındırılacak filmin aşınma hızının, gerek maskeleme malzemesine gerekse alttaki tabakanın aşınma hızına oranının bir ölçüsüdür. Maskeleme ve taban malzemesine karşı seçicilik, doğru desen transferi açısından önemli bir parametredir. Maskeleme malzemesine karşı seçicilik, aşındırılacak desenin boyutlarını kontrol etmekte, tabana karşı seçicilik de performans ve verim açısından belirleyici bir özelliktir. Aşındırılması istenen tabakanın üniform kalınlıkta olmaması ve/veya aşındırma hızının pul yüzeyinde bölgesel değişmesi sonucu meydana gelebilecek üniformsuzluklar fazla aşınma gereksinimini de beraberinde getirir. Seçicilik, fazla aşınmaya izin verecek ölçüde yüksek olmalıdır.

Aşınmayı etkileyen bir diğer parametre de yükleme etkisidir. Yükleme Etkisi, aşınma hızının aşındırılacak yüzeyin büyüklüğüne bağlı olarak değişmesine denir. Bu etki, aşındırıcı miktarının kısıtlı olması durumunda baskındır. Birim alan başına düşen aşındırıcı miktarı azaldığından, aşınma hızı yüzeyin büyümesi ile azalır.

4.2 Tümdevre Üretim Ortamında Aşındırma İşlemleri

Tümdevre üretim ortamında iki tane aşındırma tekniği vardır; Bunlar ıslak ve kuru aşındırmalardır. Bu teknikler alttaki bölümlerde ayrı ayrı anlatılacaklardır.

4.2.1 Islak Aşındırma

Islak aşındırma, pulun aşındırılacak filme göre seçilen uygun kimyasallara batırılmasıyla gerçekleştirilir. Bu işlem üç aşamada gerçekleşir ;

- 1) Aktif kimyasalın aşındırılacak yüzeye difüzyonu,
- 2) Reaksiyon ,
- 3) Reaksiyon ürünlerinin yüzeyden uzaklaşması.

Islak aşındırma, düşük maliyet, güvenilirlik, yüksek çıktı, maskeleme ve taban malzemesine karşı gösterdiği yüksek seçicilik nedeniyle 80'li yıllara kadar mikroelektronik üretim ortamında geniş bir kullanım alanına sahipti. Bu tarihten sonra küçülen boyutlar bu yöntemin kullanım alanını kısıtlamıştır, çünkü ıslak aşındırma yönbağımsız karakteristiğe sahip olduğundan, küçük geometrilerde ($\leq 5\mu m$, karşılaştırılabilir desen genişliği ve film kalınlığı) doğru desen aktarımı için uygun bir teknik değildir. Bu dezavantajının yanı sıra, kimyasal ile çalışan personelin zehirlenme olasılığının artması ve kimyasalların patlama riskinin olması, ıslak aşındırmayı daha az kullanılan bir teknik haline getirmiştir. Ancak ıslak aşındırma kritik boyut kontrolü gerektirmeyen işlem adımlarında halen kullanılmaktadır.

4.2.2 Kuru Aşındırma

Küçük geometrilerde, desenin pul üzerine doğru ve tekrarlanabilir olarak aktarılması, yukarıda bahsedilen nedenlerden dolayı, ancak yönbağımlı kuru aşındırma teknikleri ile mümkündür. Ayrıca bu yöntemler ıslak aşındırmaya göre daha temiz ve otomasyona uygundur. Bu tekniklerin başlıcaları ; iyon demeti ile mekanik aşındırma (ion milling), tozutma ile aşındırma (sputter etching), reaktif iyon demeti ile aşındırma (rective ion beam etching), plazma aşındırma (plasma etching), reaktif iyon aşındırmadır (reactive ion etching). Bu işlemlerin tamamı plazma desteklidir.

4.3 Reaktif İyon Aşındırma

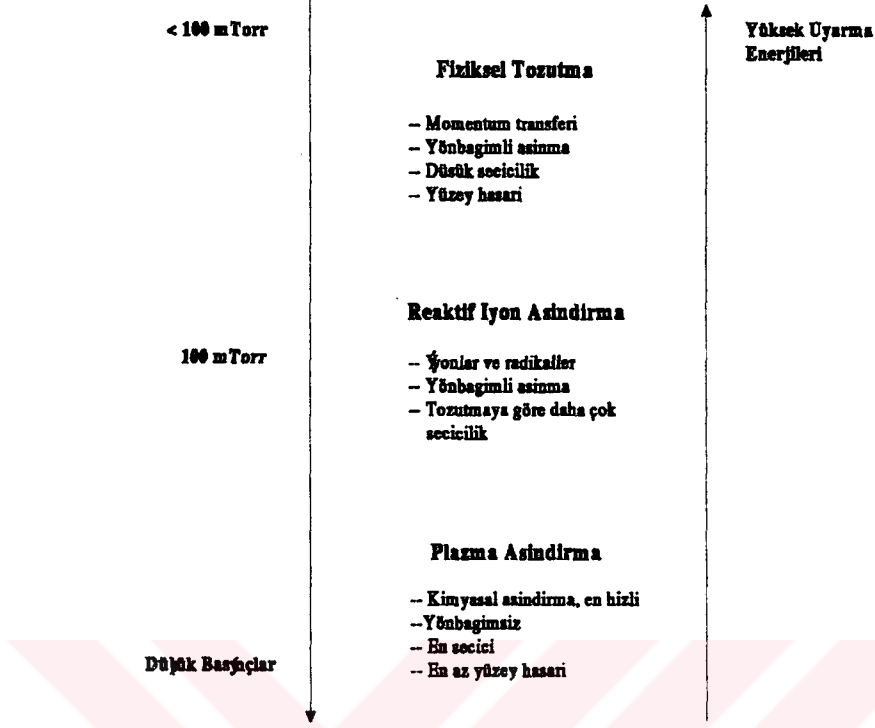
Reaktif iyonları kullanarak film aşındırma fikri, 1960'larda mikroelektronik endüstrisinde kullanılmaya başlandı. Şekillendirme sırasında kullanılan ışığa karşı direçli malzemenin (fotorezist), pul yüzeyinden alınması işleminde ilk olarak kullanıldı. Organik olan bu malzemenin yapısında bulunan katı fazdaki karbon ve hidrojenin oksijenle tepkimesi sonucu açığa gaz fazda karbonmonooksit, karbondioksit ve su buharı çıkar. Bütün bu uçucu ürünler

ortamdan vakum sistemi yardımıyla uzaklaştırılır. Fakat moleküler yapıdaki oksijen, oda sıcaklığında, ışığa karşı dirençli malzemenin atomlarıyla kolay kolay tepkimeye girmez. Plazma, moleküler yapıdaki oksijeni, kimyasal olarak çok daha aktif olan atomik hale çevrilmesinde kullanılır. Bu elektron çarpması sonucu iyonlaşma ile gerçekleşir ve, gösterilir. Atomik haldeki bu oksijen, ışığa dirençli malzemenin içindeki karbon ve hidrojenle kolayca reaksiyona girerek uçucu ürünler oluşturur. Bu teknik hala mikroelektronik endüstrisinde, ışığa duyarlı malzemenin yüzeyden alınması işleminde geniş bir şekilde kullanılmaktadır. Bu işleme plazma aşındırma işlemi adı verilir. Bu işlemde plazma yalnızca reaktif parçacıkların oluşturulmasında kullanılır. Plazma aşındırma reaktörleri genellikle simetrik sistemlerdir, böylelikle pozitif iyonların, hedefi bombalanması önlenmiş olur. Dolayısıyla aşındırma sırasında yapılan işlem tamamen kimyasal ve aşınmada tamamiyle yönbağımsızdır. Ayrıca aşındırılmak istenilen filmdeki atomların tamamı, kimyasal olarak aktif hale gelen gazla tepkimeye girmeyebilirler. Buda yüzeyde birikintilerin kalmasına neden olur.

Yönbağımlı aşındırmanın olması için fiziksel mekanizmanında devreye girmesi gerekir. Buda sistemin asimetrik hale getirilmesi ve daha düşük basınçta çalıştırılması ile sağlanır (Şekil 4.2). İşte reaktif iyon aşındırma, fiziksel tozutma mekanizması ile parçacıkların kimyasal tepkimelerinin bir bileşimi olarak tanımlanan, plazma destekli kuru aşındırma tekniğidir.

Tozutma ve kimyasal temelli aşındırmanın, ayrı ayrı işlediği kuru aşındırma teknikleri vardır. Ancak daha önce de belirtildiği gibi, kimyasal temelli kuru aşındırma (plazma aşındırma), yüksek seçici olmasına karşın, yönbağımsız bir karaktere sahip olduğundan, küçük geometriler için uygun değildir. Yalnızca tozutma yöntemi ile kuru aşındırma (tozutma ile aşındırma, iyon demeti ile mekanik aşındırma) yüksek derecede yönbağımlı olmasına rağmen, seçiciliğinin çok az olması, tozutulan parçacıkların yüzeye yeniden depolanması ve yüzey hasarları oluşturması nedeniyle tümdevre üretim ortamında yaygın bir

kullanıma erişememiştir.



Şekil 4.2 Kuru aşındırma spektrumu

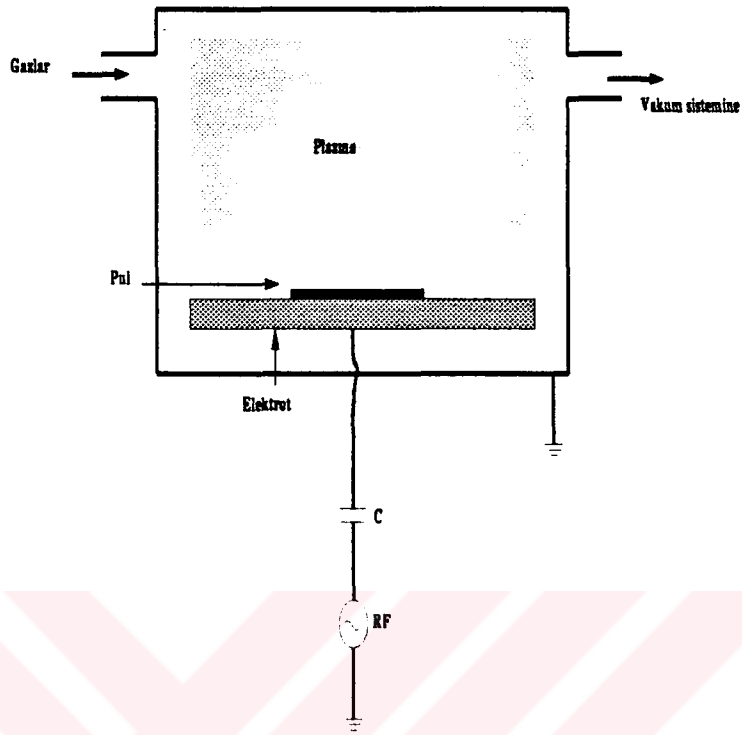
Bu iki mekanizmanın, tozutma ve kimyasal aşındırma, birlikte işlediği reaktif iyon aşındırmada kontrollu bir yönbagımlılık ve uygun bir seçicilik elde edilir.

4.3.1 Reaktif İyon Aşındırma Sistemleri ve Mekanizmaları

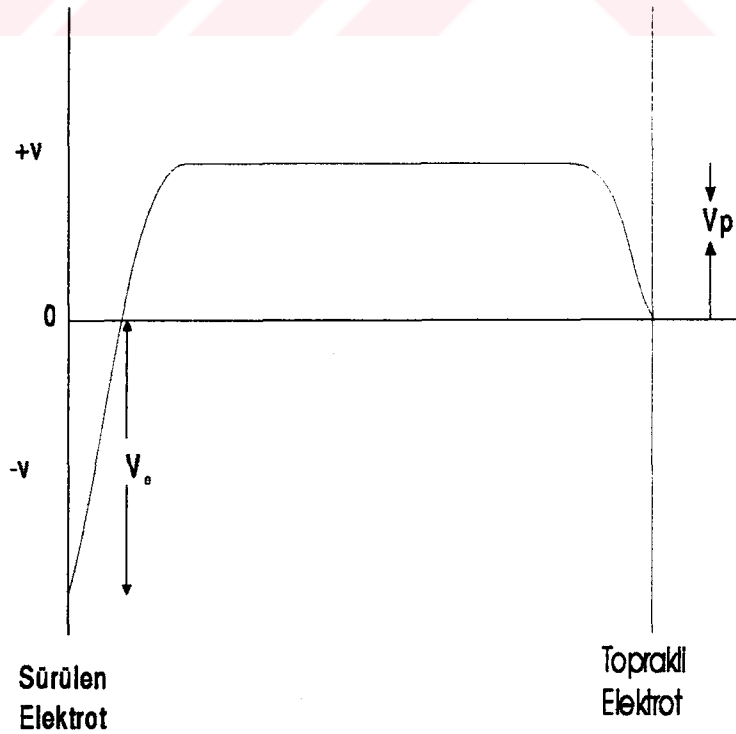
Reaktif iyon aşındırma sistemlerinde (asimetrik rf uyarımlı plazma sistemi), büyük elektrot topraklanır ve küçük elektrot sürülür (Şekil 4.3). Elektrotlar arasındaki potansiyel dağılımı Şekil 4.4'deki gibidir.

Kendinden kutuplama geriliminin tümü yaklaşık olarak, sürülen (küçük) elektrot üzerinde oluşur. Bu da küçük elektrotun iyonlar tarafından bombalanarak yönbagimli aşınmasına neden olur (tozutma). Uygun gazlar seçildiğinde, plazma içinde elektriksel olarak yüksüz ama tamamlanmamış bağları nedeniyle kimyasal olarak aktif parçacıklar (radikal) oluşur. Bu radikaller aşındırılacak

malzemenin yüzeyinde reaksiyona girerek uçucu ürünler oluşturur (kimyasal aşındırma).



Şekil 4.3 Reaktif İyon Aşındırma Sistemi



Şekil 4.4 RF plazma sisteminde elektrotlar arasındaki gerilim dağılımı

Bu aşındırma işlemi sırasında meydana gelen oluşumlar ise:

- a) Aktif parçacıkların oluşumu : Odaya gönderilen uygun gazların, rf işareti ile uyarılarak, ayrışma ve iyonlaşma sonucu, aşındırma için uygun gaz ortamının (plazma) oluşturulması. Bu plazma ortamında aktif parçacıklar, elektronlar, yüksüz parçacıklar pozitif ve negatif iyonlar bulunur.
- b) Kendinden-kutuplama geriliminin oluşması : Aşındırılacak malzeme sürülen küçük elektrot üzerine yerleştirilir. Elektron hareket yeteneği, iyon hareket yeteneğinden çok daha fazla olduğu için, plazma oluştuktan sonra, küçük elektrot üzerinde negatif bir yük birikmesi oluşur (kendinden-kutuplanma gerilimi). Bu bölgede hızlanan pozitif yüklü iyonlar elektrodu ve üzerindeki malzemeyi bombalarlar (tozutmaya).
- c) Oluşan aktif bileşenlerin (reaktant) plazma içersinden aşındırılacak malzeme yüzeyine taşınması : Bu olay difüzyon ile gerçekleşir. Bu difüzyon aşınma hızını kısıtlar.
- d) Aktif parçaların aşındırılacak yüzeyde tutunması : Bu aşama sırasında yüzeyde biriken aktif bileşenler, iyon bombardımanı ile uzaklaştırılır ve yeni gelen parçacıkların tutunması kolaylaşır. Aksi taktirde, yüzey pasive olarak, aşınma hızı düşer.
- e) Reaksiyon aşaması : Yüzey tarafından tutulan aktif parçacıklar ile aşındırılacak malzeme reaksiyona girerek uçucu ve uçucu olmayan reaksiyon ürünleri oluştururlar. İyon bombardımanı hem yüzeydeki bu yan ürünleri temizler hem de çarptığı yüzeydeki iyonlar arasındaki bağların bazılarını kırarak, aktif parçalarla etkileşmeye girme olasılığını (reaksiyon oranı) arttırır. Plazma ortamı içinde olmayan bu tür aşınmalarda reaksiyon oranı plazma içindeki aşınmalara göre çok daha düşüktür.
- f) Oluşan uçucu ürünlerin aşındırılacak yüzeyden uzaklaştırılması : Reaksiyon ürünlerinin gaz faza geçirilerek uzaklaştırılması, reaktif iyon aşındırmanın en kritik aşamalarından biridir. Oluşan uçucu ürünlerin plazma içersine difüzyonu ile gerçekleşir. Bu ürünlerin uzaklaştırılabilmesi, yüzey sıcaklığındaki (reaktif iyon aşındırmada bu 100°C altındadır) kısmi basınçlarının plazma basıncından büyük olmasına bağlıdır. Ayrıca yüzey bombardımanında bu ürünlerin uzaklaştırılma hızını büyük ölçüde arttırır.

g) Uçucu ürünlerin oda dışına pompalanması : Plazma içine difüze olan bu ürünler yüksek vakum pompaları ile dışarı atılır. Aksi taktirde, plazma içinde yeniden aktif hale gelerek yüzeyde birikirler.

Bu adımlardan a,c,g , gaz haldeki tepkimelerdir ve plazma içersinde meydana gelirler. Bu tür tepkimelere homojen tepkimeler adı verilir. d,e ve f adımları ise aşındırılacak yüzey üzerinde meydana gelirler ve bunlarada heterojen tepkime adı verilir. Bölüm 1'de ele alınan elastik mekanizmalarını çarpışmaların hepsi homojen reaksiyonlardır. Tablo 4.1'de ise, reaktif iyon aşındırma işlemi sırasında meydana gelen heterojen tepkimelere örnek verilmiştir.

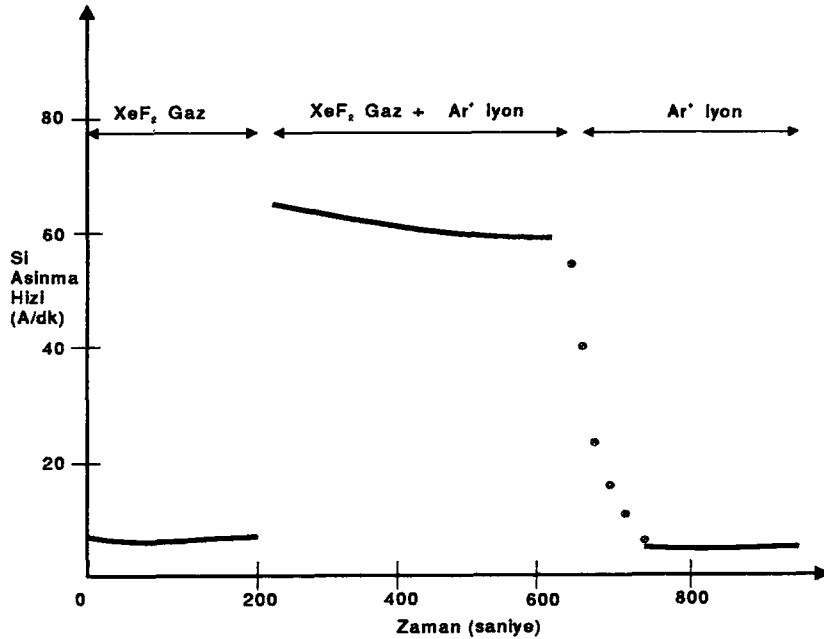
Tablo 4.1 Reaktif iyon aşındırma sırasındaki heterojen tepkimeler.

Atom Birleşmeleri : $B - A + A \longrightarrow B + A_2$

Aradurum Boşalmaları : $A + B^* \longrightarrow A + B$

Atom Değişmesi (Aşınma) : $A - B + C \longrightarrow A^* + BC$

Tozutmama (Aşınma) : $A - B + C^+ \longrightarrow A^+ + B + C$



Şekil 4.5 Si'un iyon destekli aşındırılması

Reaktif iyon aşındırma işleminde plazma yalnızca iyonların yüzeyi bombalamasında değil, aynı zamanda reaktif parçacıkların üretilmesinde de kullanılmaktadır.

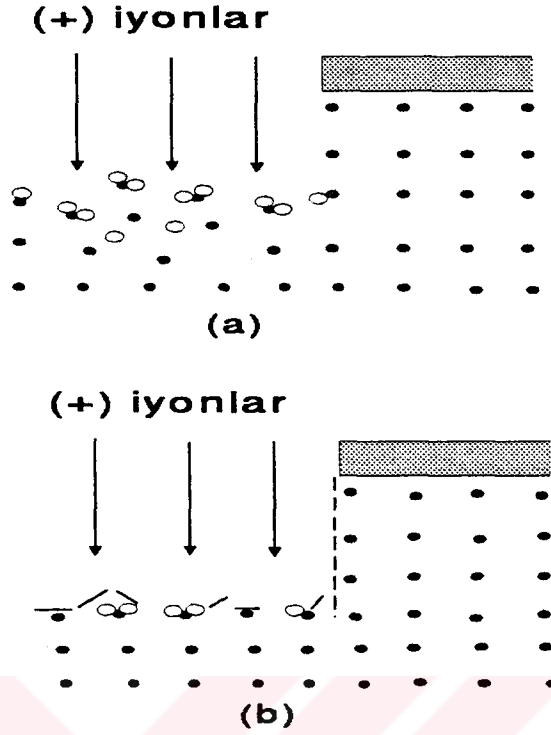
Yapılan gözlemler, reaktif iyon aşındırma işlemi sırasında oluşan reaktif parçacık yoğunluğunun, oluşan iyon yoğunluğundan daha fazla olduğunu göstermiştir. Buda yapılan aşınma işleminin büyük bölümünün kimyasal olduğunu ve iyon bombardımanı ile desteklendiğini göstermektedir (Şekil 4.5) [10].

Eğer yapılan aşındırma işlemi tamamıyla kimyasal olsaydı, aşınma yönbağımsız bir karakteristiğe sahip olacaktı ve plazmanın yalnızca reaktif parçacıkların üretmekten başka bir görevi olmayacaktı. Ama reaktif iyon aşındırma yüksek derecede yönbağımlı bir tekniktir. Reaktif iyon aşındırmanın yönbağımlı karakteristiğini açıklamak için iki mekanizma olduğu görüşü ortaya atılmıştır [11] (Şekil 4.6). Aşınmayı destekleyen iyon bombardımanının aynı zamanda yönbağımlı aşınmayıda sağladığı öne sürülmüştür. Bu iki idia;

a) Yüksek enerjiyle ($\geq 50\text{eV}$) yüzeye çarpan iyonlar, burada örgü hasarlarına neden oluştururlar. Örgü hasarları oluşan bu bölge, hasar oluşmayan bölgelere göre çok daha hızlı tepkimeye girer. Böylelikle buradaki aşınma hızı, diğer bölgelere çok daha hızlı olur.

b) Düşük enerjili ($\leq 50\text{eV}$) iyonlar, plazma içersinde çözünerek yada ışığa karşı dirençli malzemeden tozumuş polimer köklerinin yüzeye yapışmasını sağlar. Bu yüzeye yapışan polimer kökleri, özellikle aşındırılacak filmlerin yan duvarlarında kalın polimer filmler oluştururlar. Bu filmlerde, reaktif parçacıkların yan yüzeyle tepkimeye girmesini önler. reaktif iyon aşındırma sırasında, iyonlar yüzeye dik bir açı ile gelirler. Dolayısıyla yan yüzeyler hemen hemen hiç çarpışmaya maruz kalmaz yada çok az çarpışma olur. Bu nedenle yan yüzeylerde polimer film tabakası oluşurken, tabanda oluşan polimer film tabakası, enerjili iyonların çarpması sonucu yüzeyden tozutulur ve bu bölgeler reaktif parçacıklarla tepkimeye girerler. Sonuçta aşınmanın yön bağımlılığı sağlanmış

olur.



Şekil 4.6 a) Yüzey hasarı ve b) polimer oluşması mekanizmaları

4.4 Plazma Değişkenlerinin Aşındırma Üzerine Etkisi

Tekrar edilebilir ve kullanışlı bir reaktif iyon aşındırma işlemi, plazma değişkenlerinin iyi bir şekilde kontrolüne bağlıdır. Başlıca plazma değişkenleri güç, basınç ve gaz akışıdır. Bu değişkenlerin aşınmayı nasıl etkilediği kısaca ele alınacaktır:

4.4.1 Güç

Artan güç ile birlikte aşınma hızı da artar . Bunun iki nedeni vardır:

- 1) Gücün artması ile artan elektron miktarı plazma içerisindeki aktif parçacıkların miktarının artmasına neden olur.
- 2) Gücün artması kendinden kutuplama geriliminin ve dolayısıyla iyon bombardıman enerjisinin yükselmesine neden olur. Bu da aşınmanın fiziksel bileşeninin (tozutma) etkisini güçlendirir.

- 1) Genellikle pul boyunca aşınma üniformitesini artırır.
- 2) Buna karşın, maskeleme malzemesine ve alttaki tabakalara karşı seçiciliği azaltır.

4.4.2 Basınç

Basıncın artması ;

- 1) Aktif parçacıkların artmasına neden olur. Buda aşınmanın kimyasal bileşenini dolayısıyla aşınmanın yön bağımsız karakterini arttırır.
- 2) Kendinden kutuplama geriliminin düşmesine neden olur. Bunun sonucu aşınmanın fiziksel bileşeninin etkisi azalır.

Bütün bunlara karşın basıncın etkisini önceden tam olarak tahmin etmek güçtür.

4.4.3 Gaz akışı

Gaz akışının değişimi, sabit basınç altında, gaz moleküllerinin oda içersinde kalma süresini (residence time) değiştirir. Eğer aktif parçacıkların yaşama süresi, oda içersinde kalma süresinden büyükse, gaz akışındaki değişikliklerin aşındırma işlemi üzerine önemli bir etkisi yoktur. Buna karşın, aktif parçacıkların yaşama süreleri, oda içinde kalma sürelerinden küçükse, gaz akışı değişimi, yükleme etkisini değiştirir. Bu durumda gaz akışının azalması, sabit basınç altında, gazın oda içinde kalma süresini dolayısıyla reaksiyon olasılığını arttırır. Bu yükleme etkisini azaltır. Diğer durumda ise, artan gaz akışı, gazın oda içersinde kalma süresini azaltarak yükleme etkisini arttırır.

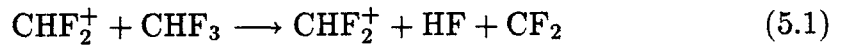
BÖLÜM 5:

KATKILI SiO₂ FİMLERİNİN CHF₃-O₂ PLAZMASI KULLANILARAK REAKTİF İYON AŞINDIRILMASI

Bu bölümde, CHF₃-O₂ gazı kullanılarak elde edilen plazma içerisinde, boron ve fosfor katkılı SiO₂ filimlerinin aşındırılması incelenecek ve işlem karakterizasyonu yapılacaktır.

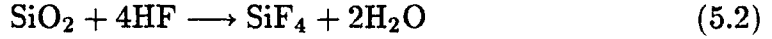
5.1 SiO₂ Filmlerinin CHF₃-O₂ Plazması İçersindeki Aşınma Mekanizması

Daha önceki çalışmalar, SiO₂ filmlerin, florokarbon içeren plazma ile hızlı bir şekilde aşındırılabilirliğini göstermiştir [12]. Aşınmaya neden olan reaktif parçacıklar pul yüzeyinde, iyon-molekül reaksiyonu sonucunda oluşurlar. Eğer yüksüz moleküllerin yüzeyde kalma süreleri 100 μ s'den fazla ise, yüzeyde sürekli olarak bir nötral molekül tabakası oluşur ve burada iyon-molekül reaksiyonu gerçekleşir. Oluşan parçacıklar çok reaktiftir ve yüzeyde hemen reaksiyona girerler [13]. CHF₃ gazı için bu reaksiyon,



şeklinde gerçekleşir. Açığa çıkan reaktif parçacıklardan HF, SiO₂ ile reaksiyona girip Si ile reaksiyona girmediği için, CHF₃ gazı ile yapılan aşındırma işlemlerinde SiO₂ / Si seçiciliği çok yüksektir. Açığa çıkan HF ile SiO₂'nin

reaksiyona girmesi sonucu,



ortaya çıkan ürünlerin uçucu olması, aşındırılan SiO_2 'nin tekrar yüzeye depolanma olasılığını azaltır.

5.2 Deney

Bu çalışma, Oxford Plasma Technology'nin Plasmalab $\mu 80$ reaktif iyon aşındırma sisteminde gerçekleştirilmiştir. Bu sistemde kullanılan gazlar, toprağa bağlı elektrot üzerinden (duşkafa) oda içerisine alınır. Gaz akışları, kütle akış ayarlayıcıları ile kontrol edilir. Pulların yerleştirildiği küçük elektrot, maksimum gücü 500 W olan 13.56 MHz'lik bir rf güç kaynağı ile sürülür. Büyük elektrot ile küçük elektrot arasındaki alan oranı 3:1'dir. İşlem parametreleri, sistem üzerindeki bir mikroişlemci aracılığıyla kontrol edilir. Bu parametreler çalışma basıncı, pompalama zamanı, akış oranları, odanın boşaltılması, işlem zamanı ve rf güç seviyesidir. Oda basıncı otomatik bir vana (throttle valve) tarafından ayarlanır ve kapasite manometresi ile ölçülür.

Aşındırma deneylerinde kullanılan örnekler, atmosferik basınç kimyasal buhar yoğunlaştırma (APCVD) tekniği ile hazırlanmıştır. Örnekler % 6 fosfor, % 3 bor oranında katkılı SiO_2 'dir (BPSG Borophosphosilicate glass). Pullar AZ4110 fotorezist kullanılarak GCA DSW 6300A adımlayıcısında (stepper) şekillendirilmiştir. Pulların son pişirme işlemi 120°C , 30 dk.'da yapılmıştır. Şekillendirilen en küçük desenin boyutu $3\mu\text{m} \times 3\mu\text{m}$ 'dir.

Aşındırma öncesi ve sonrası bütün SiO_2 ve fotorezist kalınlık ölçümleri Nanometrics-210XP sisteminde yapılmıştır. Bu sistem gönderdiği ışığın dalga boyundaki değişimleri kullanarak film kalınlıklarını hesaplar.

Bu çalışmada, değişen işlem parametrelerinin aşındırma üzerine etkisini için 3 ayrı deney grubu oluşturulmuştur :

- 1) Sabit gaz akışı altında değişen güç ve basıncın aşınma hızı ve seçicilik üzerine etkisi,
- 2) Sabit güç ve basınçta değişen gaz akışlarının aşınma hızı ve seçicilik üzerine etkisi,
- 3) Elektrot malzemesinin aşınma hızı ve seçicilik üzerine etkisi.

Bu deney grupları aşağıda ayrı ayrı incenecektir.

5.2.1 Değişen Güç ve Basıncın Etkisi

Bu denemeler 90 sccm CHF₃ ve 10 sccm O₂ sabit gaz akışında gerçekleştirilmiştir. Tablo(1-3)'de değişen basınç ve gücün aşınma hızları ile dc kutuplama gerilimi üzerine etkisi verilmiştir.

Tablo 5.1 Güç ve Basıncın Oksit Aşınma Hızına Etkisi

P(mTorr)	Oksit Aşınma Hızı (Å/dk)				
	100W	200W	300W	400W	500W
100	667	1234	1016	996	990
200	362	262	468	723	708
350	177	267	381	568	597
500	189	233	333	452	451
750	24	0	158	221	300
1000	13	58	83	192	234

Tablo 5.2 Güç ve Basıncın Fotorezist Aşınma Hızına Etkisi

	Fotorezist Aşınma Hızı (Å/dk)				
P(mTorr)	100W	200W	300W	400W	500W
100	553	1577	1164	612	544
200	192	243	289	498	317
350	244	93	127	353	125
500	0	281	526	29	166
750	37	0	67	115	267
1000	24	79	76	55	52

Tablo 5.3 Güç ve Basıncın DC Kutuplama Gerilimi Üzerine Etkisi

	DC Kutuplama Gerilimi (V)				
P(mTorr)	100W	200W	300W	400W	500W
100	220	400	450	530	585
200	120	200	280	320	400
350	180	200	230	280	280
500	120	200	220	250	270
750	40	100	140	200	220
1000	20	50	80	150	180

5.2.2 Değişen Gaz Akışlarının Etkisi

Bu denemelerin ilk kısmında sabit oksijen akışları (5 ve 10 sccm) için değişen CHF₃ akışının, SiO₂ ve fotorezist aşınma hızlarına etkisi incelenmiştir. Bu denemeler, 100 mTorr sabit basınçta ve gücün 200W ve 400 W değerleri için

leri için yapılmıştır. Deneme süreleri 5 dakikadır. İkinci kısmında ise, bu etki, sabit CHF₃ akışında (70 sccm), değişen oksijen akışı için incelenmiştir. Tablo(5-8)'de, değişen gaz akışlarının oksit ve fotorezist aşınma hızlarına etkisi verilmiştir.

Tablo 5.4 5 sccm O₂ ve değişen CHF₃ akışlarında oksit aşınma hızları

	Oksit Aşınma Hızı (Å/dk)			
Güç (W)	30 sccm	50 sccm	70 sccm	90 sccm
200	1057	1077	928	842
400	1272	1126	1012	893

Tablo 5.5 10 sccm O₂ ve Değişen CHF₃ akışlarında Oksit Aşınma Hızları

	Oksit Aşınma Hızı (Å/dk)			
Güç (W)	30 sccm	50 sccm	70 sccm	90 sccm
200	1125	1098	1080	750
400	1342	1254	1128	1015

Tablo 5.6 5 sccm O₂ ve değişen CHF₃ akışlarında fotorezist aşınma hızları

	Fotorezist Aşınma Hızı (Å/dk)			
Güç (W)	30 sccm	50 sccm	70 sccm	90 sccm
200	810	628	0	42
400	819	610	427	229

Tablo 5.7 10 sccm O₂ ve değişen CHF₃ akışlarında fotorezist aşınma hızları

	Fotorezist Aşınma Hızı (Å/dk)			
Güç (W)	30 sccm	50 sccm	70 sccm	90 sccm
200	936	718	536	221
400	1542	973	760	750

Tablo 5.8 70 sccm CHF₃ ve değişen O₂ akışlarında oksit ve fotorezist aşınma hızları

	Oksit Aşınma Hızı (Å/dk)				
Malzeme	5 sccm	10 sccm	15 sccm	20 sccm	25 sccm
SiO ₂	928	1080	718	762	738
Fotorezist	0	536	773	863	962

5.2.3 Elektrot Malzemesinin Etkisi

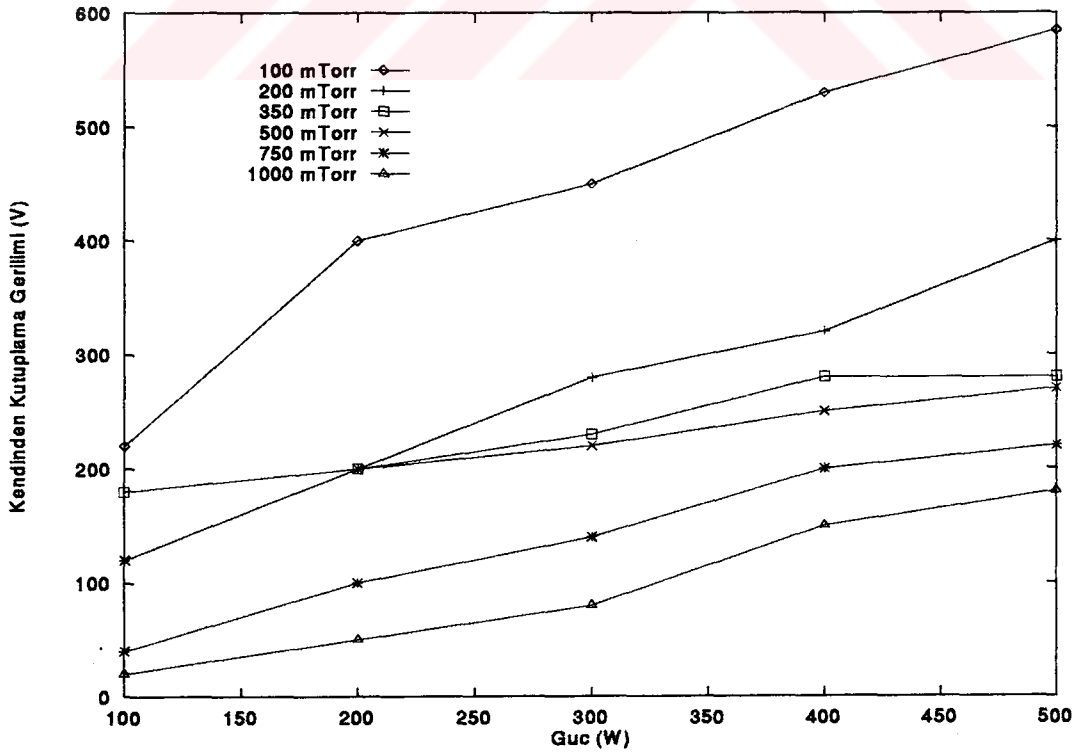
5.2.1 ve 5.2.2'de bahsedilen tüm deneyler anodize edilmiş alüminyum elektrot üzerine yerleştirilen kuartz taşıyıcı üzerinde gerçekleştirilmiştir. Elektrot malzemesinin aşınma hızı ve seçicilik üzerindeki etkisini gözleyebilmek amacıyla, 70 sccm CHF₃, 5 sccm O₂ ve 100 mTorr basınçta, pullar anodize edilmiş elektrot üzerine yerleştirilerek farklı güç değerleri için aşındırma hızı ölçülmüştür (Tablo 5.9).

Tablo 5.9 Farklı elektrot malzemelerinin oksit aşınması üzerine etkisi

	Oksit Aşınma Hızı ($\text{\AA}/\text{dk}$)		
Elektrot	200W	300W	400W
Kuartz	928	1086	1012
Anodize Al	1137	1300	1845

5.3 Sonuç

Bu çalışmada CHF_3 ve değişen O_2 gazı kullanılarak, elde edilen plazma içerisinde silisyum oksit ve fotorezist malzeme aşınmasının, sistem parametrelerinin (basınç, güç, gaz akışı ve elektrot malzemesi) değişmesiyle nasıl değiştiği incelenmiş ve buradan elde edilen sonuçlarla en hızlı ve yönbağımlı işlemi seçmek amaçlanmıştır. Silisyum oksit ile fotorezist malzemenin aşınma hızları ve hedef elektrot üzerinde oluşan kendinden kutuplama geriliminin değişimi, yorumlara temel olacaktır.

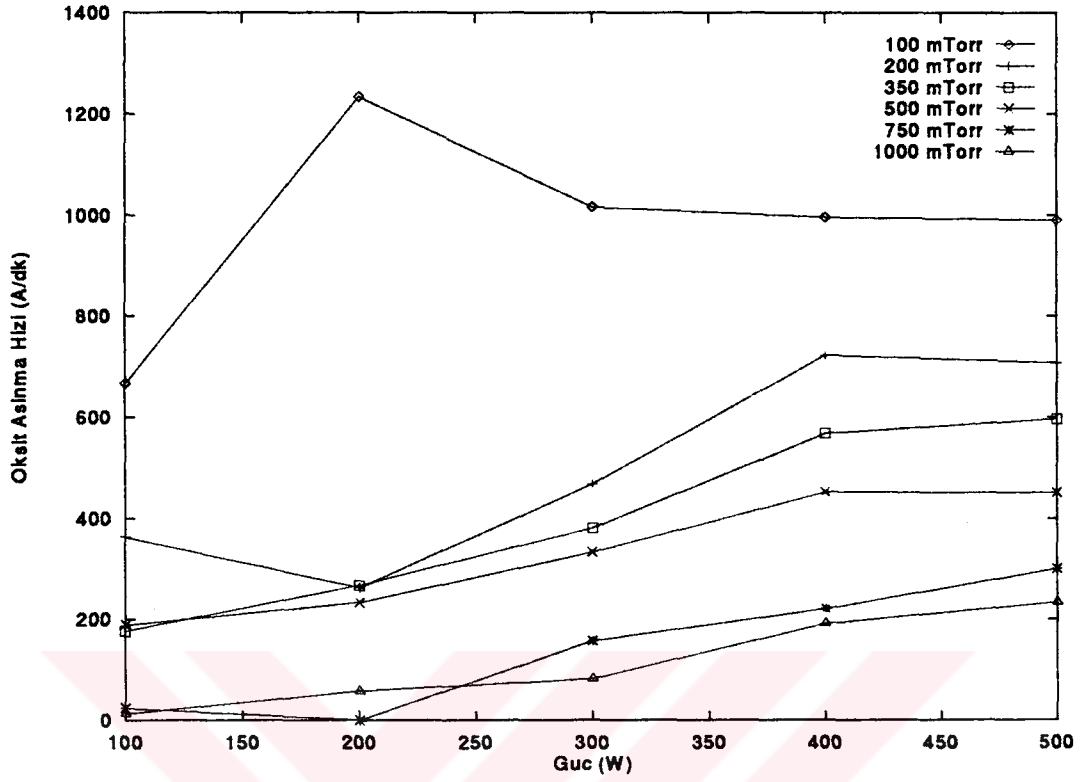


Şekil 5.1 Kendinden kutuplama geriliminin güce göre değişimi

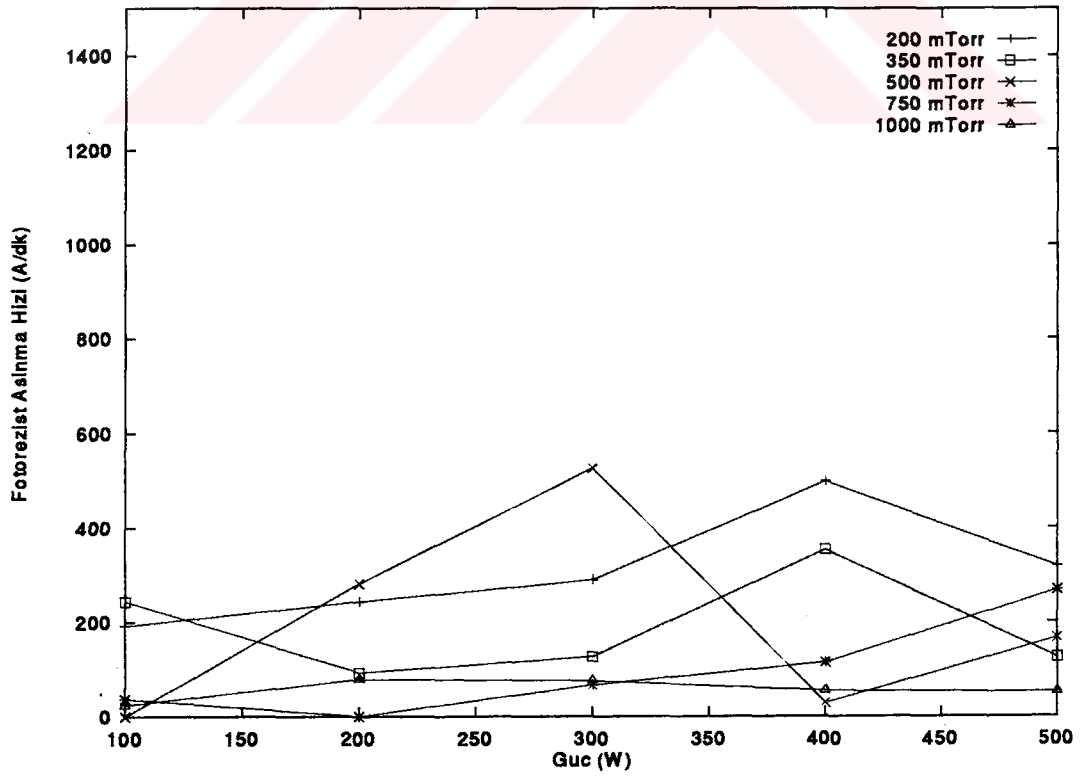
Gücün arttırılmasıyla birlikte, beklenildiği gibi, plazma içersindeki iyonlaşma oranı artar. Bunun sonucu olarakda; plazma bölgesinden karanlık bölgeye doğru olan elektron akım yoğunluğu (Bağıntı 2.55) artacaktır. Plazma içersindeki akımın net olarak 0'a gelebilmesi için elektrot yüzeyindeki negatif yüklenme ve bunun sonucu olarakta negatif dc kayma (kendinden kutuplama) gerilimi artacaktır (Şekil 5.1). İyonlaşmanın artması ile birlikte, plazma içersinde daha çok reaktif parçacık oluşacak ve buda oksit ve fotorezist malzemenin aşınma hızını artıracaktır (Şekil 5.2 ve 5.3). Fakat Şekil 5.2 ve 5.3'den de görüldüğü gibi, aşınma hızı belli bir noktaya kadar artmış ve buradan sonra yaklaşık olarak sabit kalmıştır. Bunun nedeni kendinden kutuplama geriliminin artmasıyla, iyonlar daha yüksek enerji ile örnek yüzeyine çarpmakta ve tozutmaya neden olmaktadır. Tozuyan bu parçacıklar ise uçucu ürün olmadığı için yüzeye yeniden depolanmaktadır. Buda aşınmanın hızını sınırlamaktadır. Ayrıca buna ek olarak; yüzeyde oluşan tepkime ürünlerinin uzaklaştırılmaması aşınmayı sınırlayan bir diğer etkidir. Yüzeyden ayrılarak, plazma içersine difüze olabilecek kadar yeterli kısmi basınçla ulaşamayan tepkime ürünleri, ya iyon bombardımanı sonucu yeniden aktif hale gelirler yada yüzeye yeniden depolanırlar.

Gücün artmasıyla, kendinden kutuplama geriliminin arttığını ve pozitif iyonların yüzeye daha büyük bir enerji ile çarptığını söylemiştik. Bu durum aşınmanın yönbağımlı karakterini arttırır. Buna karşın, denemeler sırasında yüksek güçte (500W) fotorezist malzemenin bozulduğu ve şeffaflığını kaybederek grileştiği gözlenmiştir.

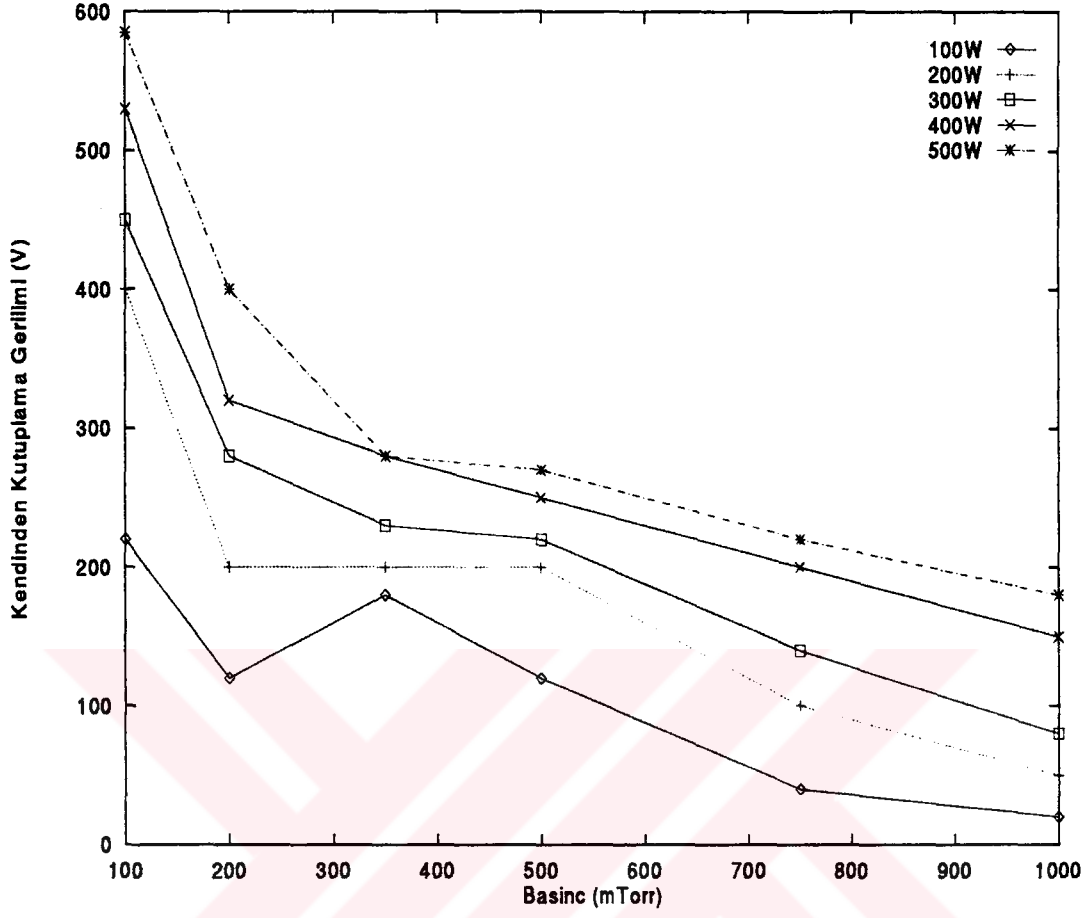
Basıncın artmasıyla, parçacıkların ortalama serbest yolu azalır (Tablo 2.1), bunun sonucu olarak, iyonlaşmaya neden olacak kadar yeterli enerjiye ulaşamayan elektronlar, atom ve moleküllerden elastik olarak saçılırlar. Böylece plazma içersindeki iyonlaşma oranı, buna bağlı olarakta, elektron ve iyon akım yoğunluğu azalır. Yukarda belirttiğimiz nedenden dolayı, kendinden kutuplama gerilimi, artan basınçla birlikte azalır (Şekil 5.4)



Şekil 5.2 Oksit aşınma hızının güce göre değişimi

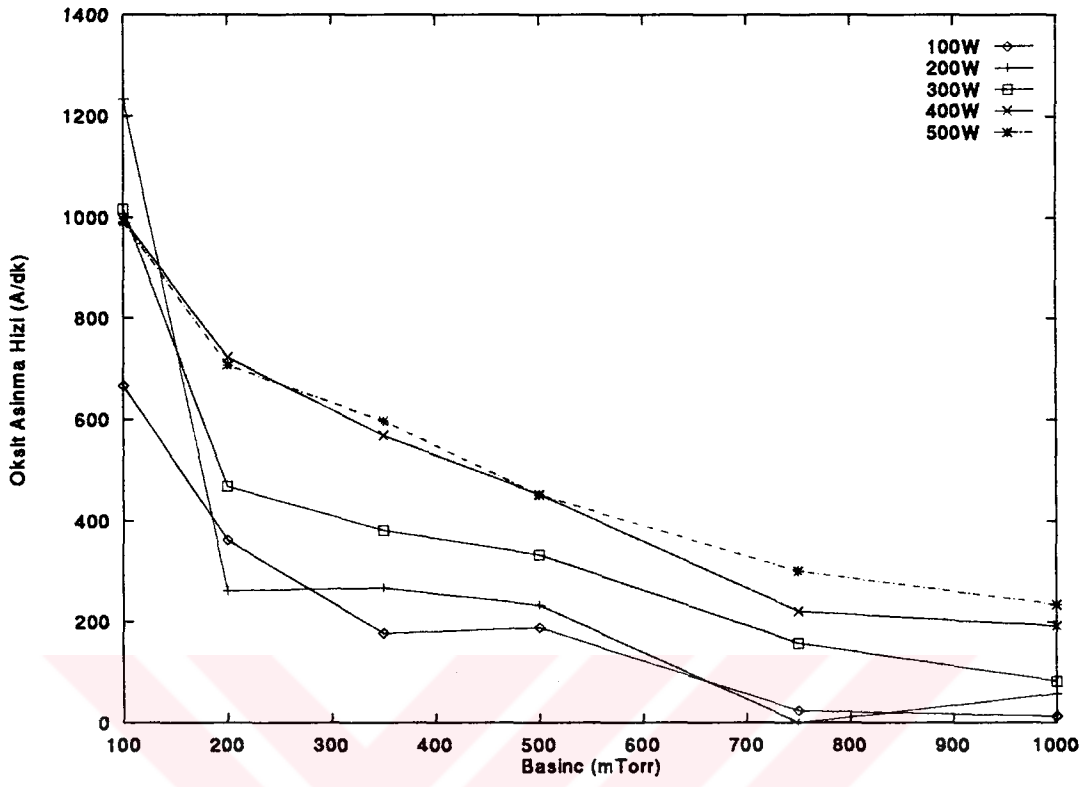


Şekil 5.3 Fotorezist aşınma hızının güce göre değişimi

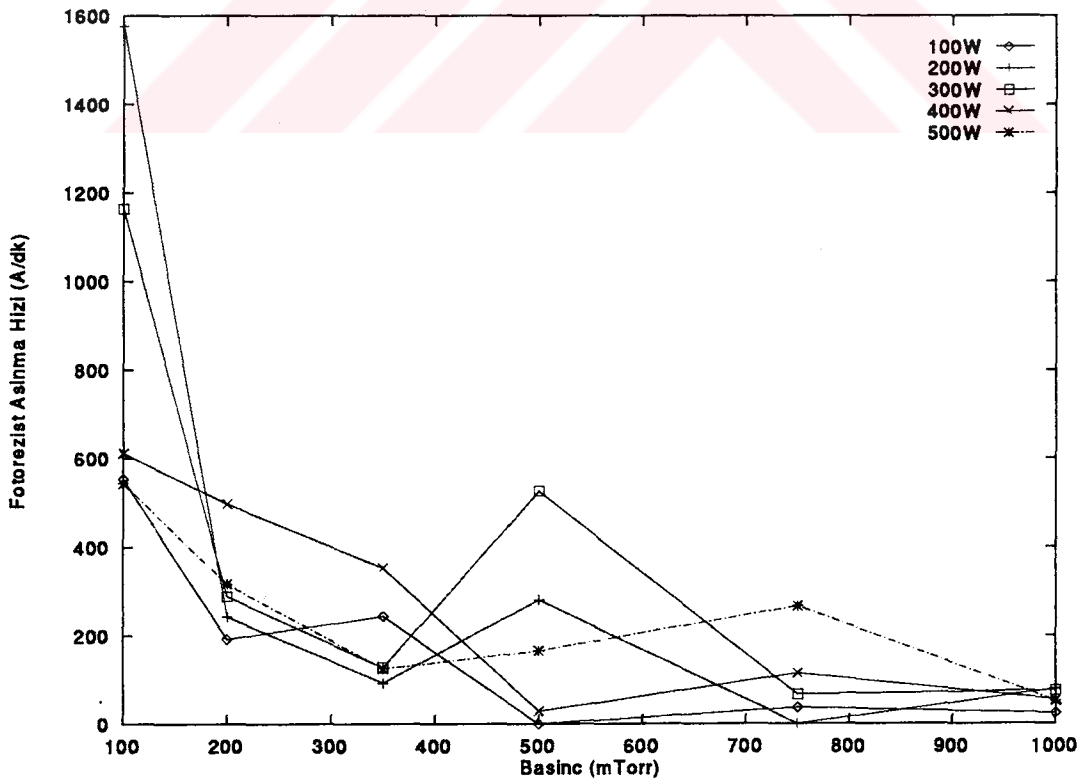


Şekil 5.4 Kendinden kutuplama geriliminin basınca göre değişimi

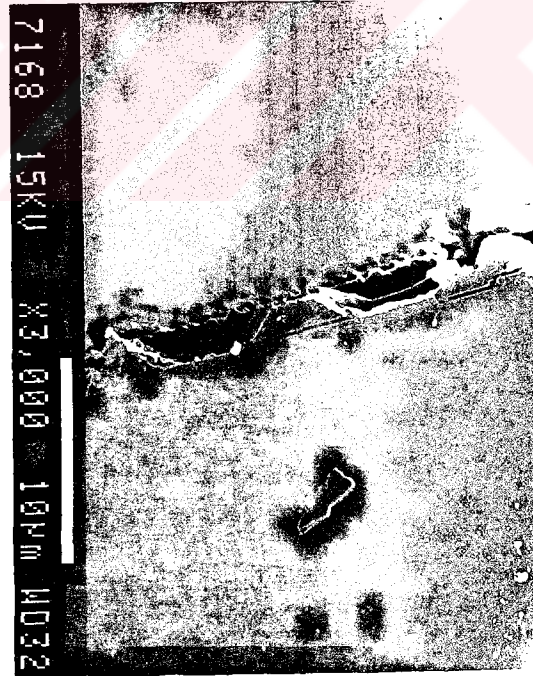
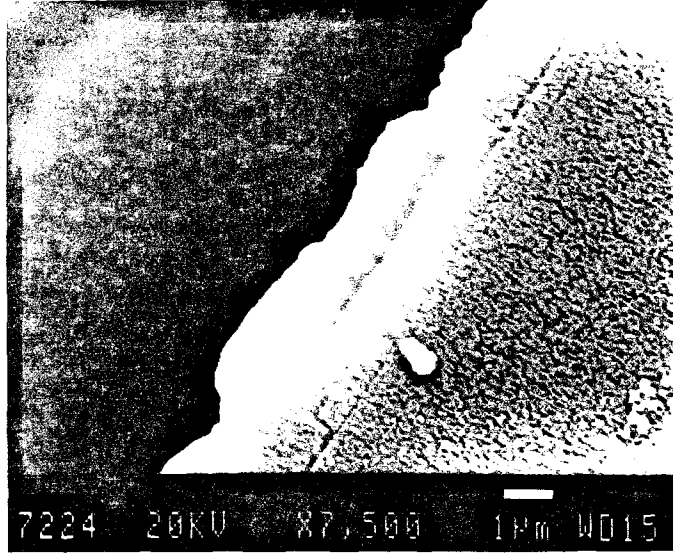
Basıncın artmasıyla birlikte, plazma içersinde oluşan reaktif parçacıkların yoğunluğuda azalır. Buda silisyum oksit ve fotorezist malzemenin aşınma hızlarının azalmasına neden olur (Şekil 5.5 ve 5.6). Ayrıca kendinden kutuplama gerilimi azaldığı için pozitif iyonlar yüzeye yeterli enerji ile çarpamazlar. Buda aşınmanın yönbağımlı olmasını sağlayan yüzey hasarlarının daha az oluşmasına neden olur. Bu nedenle basınç arttıkça aşınmanın yönbağımsız karakteristiği artar (Şekil 5.7).



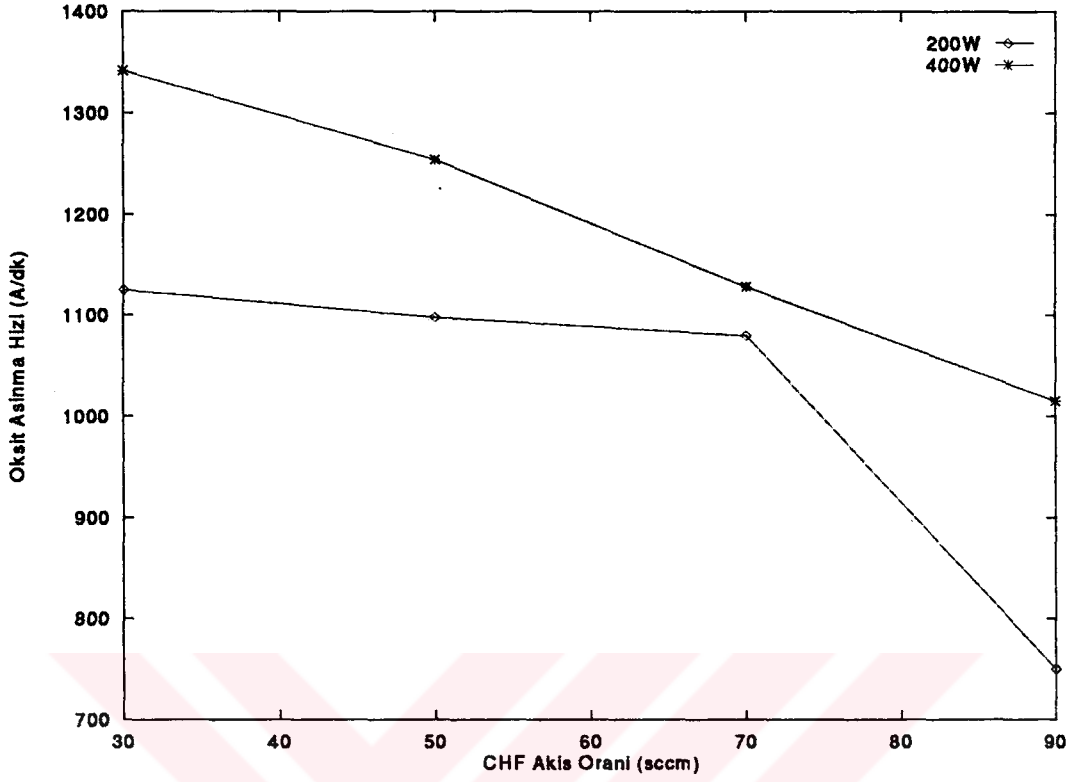
Şekil 5.5 Oksit aşınma hızının basınca göre değişimi



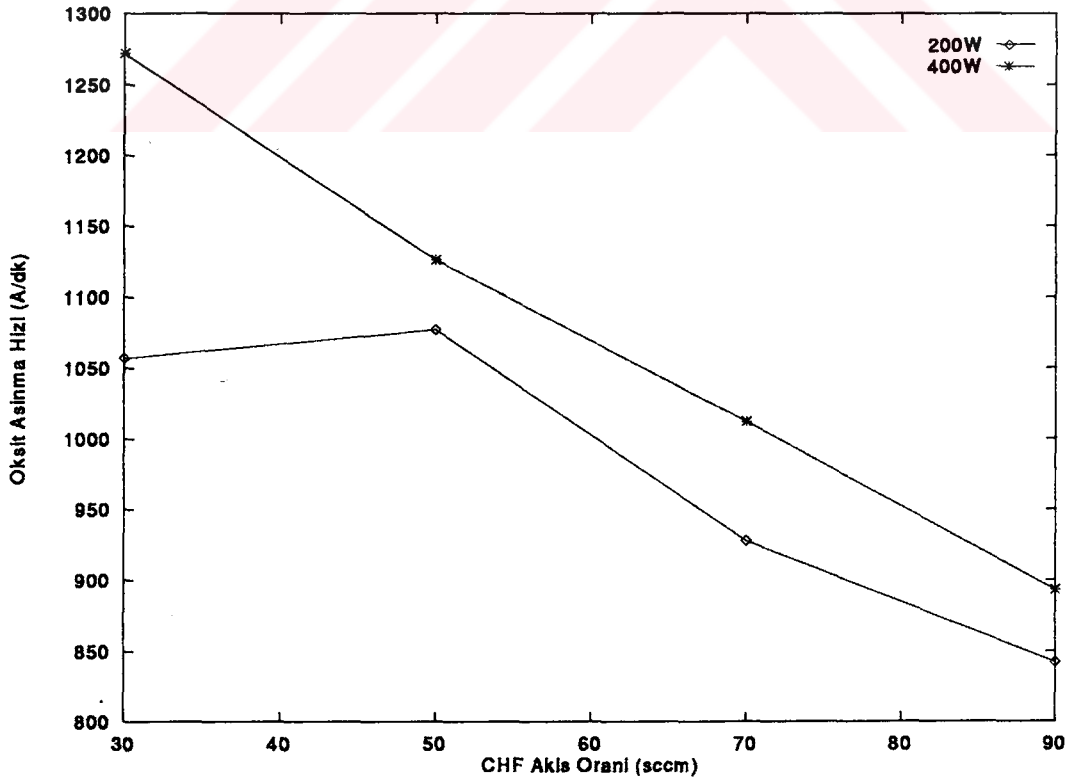
Şekil 5.6 Fotorezist aşınma hızının basınca göre değişimi



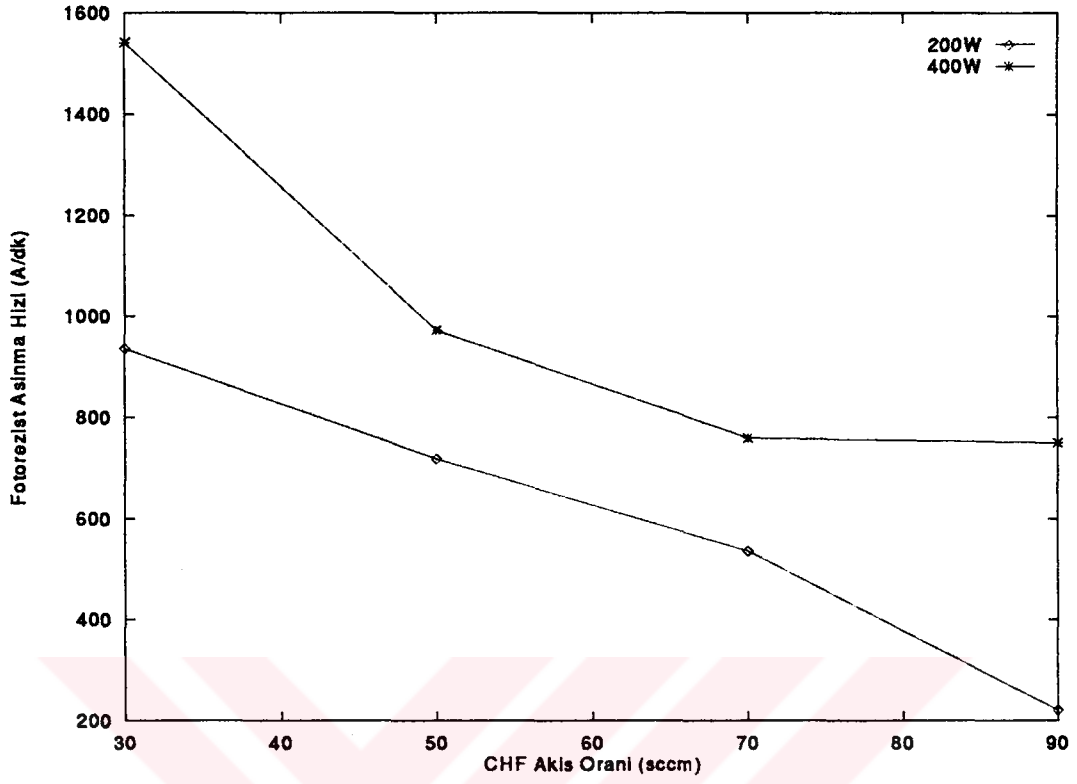
Şekil 5.7 SiO_2 'nin yönbağımsız aşınması



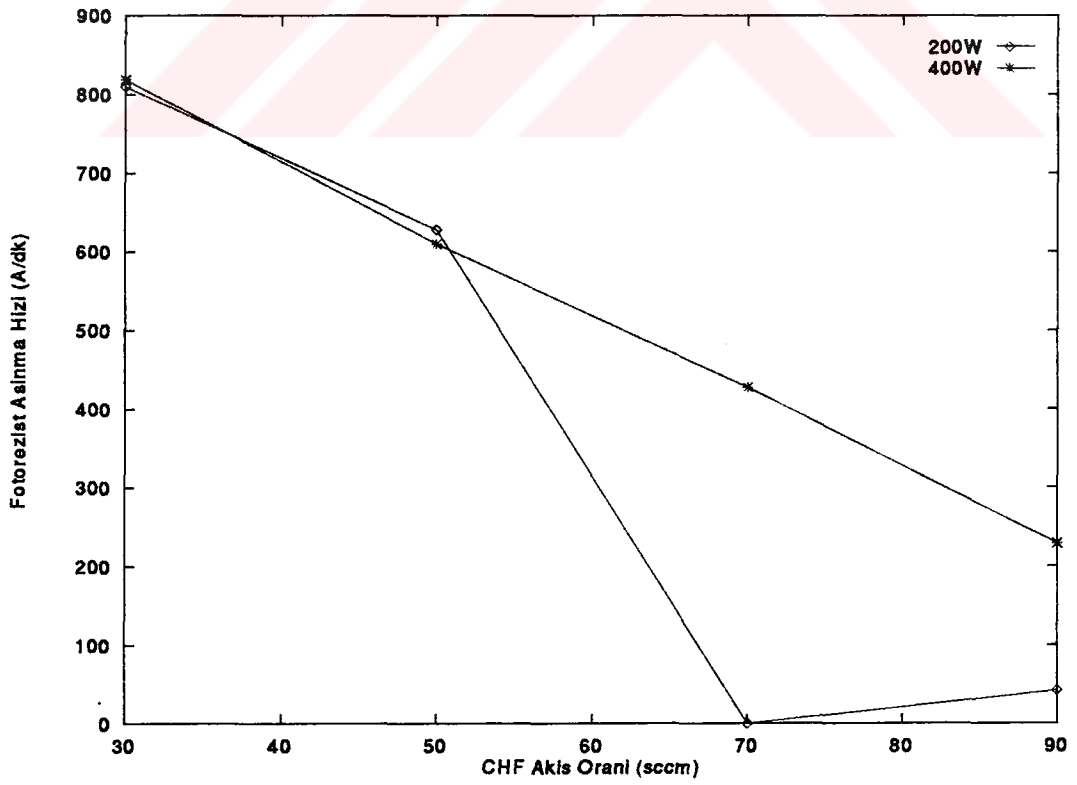
Şekil 5.8 Oksit aşınma hızının 10 sccm O₂ ve değişen CHF₃ akışı ile değişimi



Şekil 5.9 Oksit aşınma hızının 5 sccm O₂ ve değişen CHF₃ akışı ile değişimi



Şekil 5.10 Fotorezist aşınma hızının 10 sccm O_2 ve değişen CHF_3 akışı ile değişimi

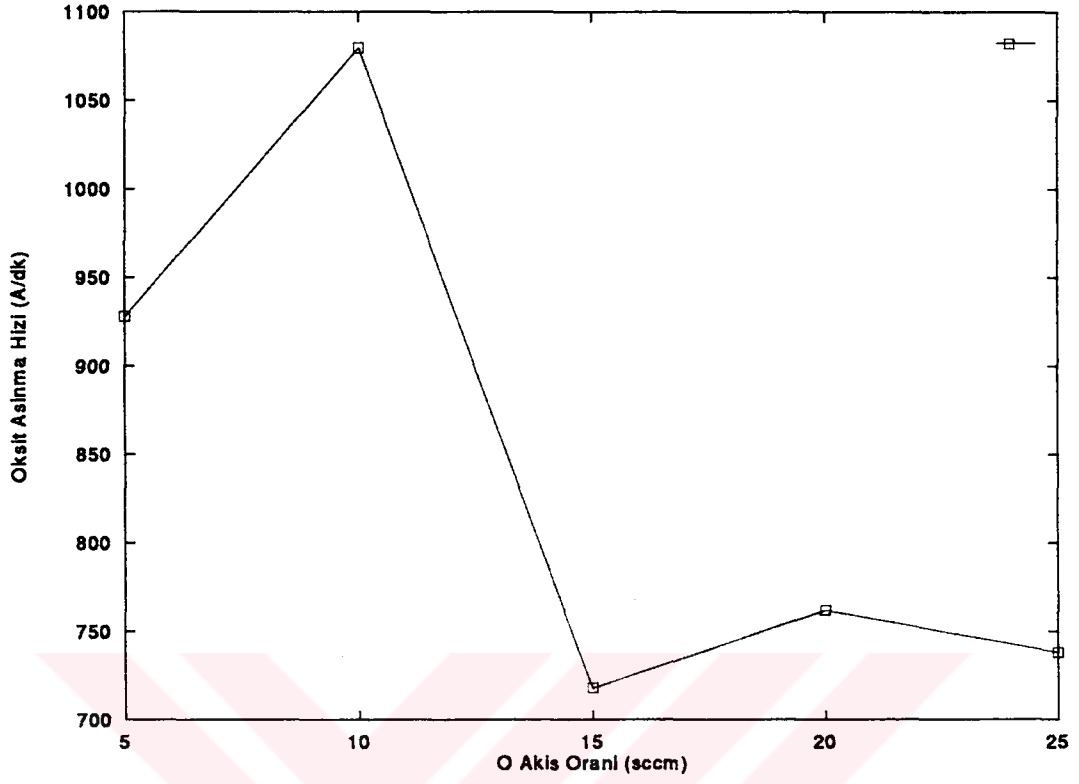


Şekil 5.11 Fotorezist aşınma hızının 5 sccm O_2 ve değişen CHF_3 akışı ile değişimi

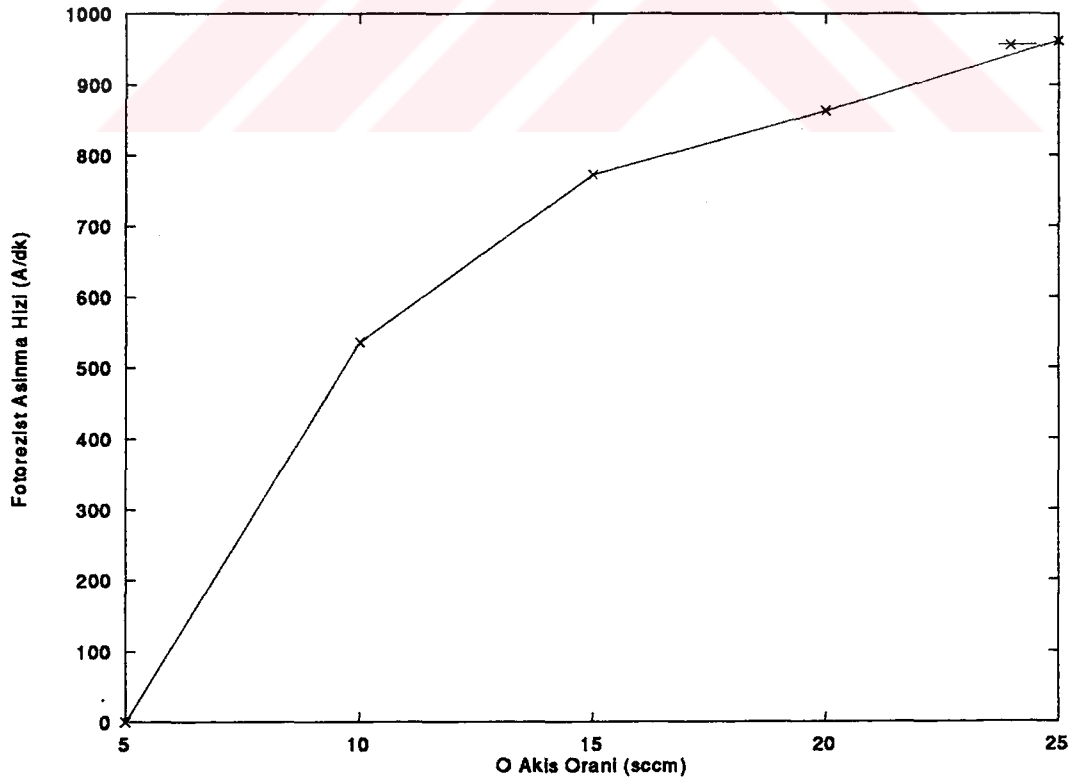
Aşınmanın hızını ve karakteristiğini etkileyen bir diğer etki ise gaz akış oranıdır. İlk olarak sabit oksijen akışında (5 ve 10 sccm) değişen CHF_3 akış oranı için bu etki incelenmiştir (Şekil 5.8, 5.9, 5.10 ve 5.11). Şekillerden de görüldüğü gibi artan CHF_3 akış oranı ile birlikte oksit ve fotorezist malzemenin aşınma hızları azalmaktadır. Daha öncede belirtildiği gibi, hem fotorezist malzemedeki hemde CHF_3 'ün yapısındaki C ve H atomları yüzeyde polimer bir tabaka oluşmasına neden olurlar. Reaktif parçacıkların oksit yüzeyine ulaşabilmesi için bu tabakanın kimyasal olarak aktif oksijen ve/veya enerjili iyonlar tarafından yüzeyden alınması gerekir. Aktif oksijen, polimerle tepkimeye girerek, CO , CO_2 ve su buharı oluşturur ve tabakayı aşındırır. CHF_3 akış oranının artması ile bu polimer tabakanın kalınlığı artar ve silisyum oksit ile fotorezist malzeme aşınma hızının azalmasına neden olur. Şekil 5.8'de ki oksit aşınma hızının Şekil 5.9'dekine göre daha hızlı olmasının nedeni, buradaki oksijen miktarını fazla olmasıdır.

Bu denemeler sabit basınçta (100 mTorr) yapılmıştır. Buda, artan gaz akışına karşın basıncı sabit tutabilmek için gazın dışarı pompalanma hızını arttırmıştır. Böylece oluşan reaktif parçaların içerde kalma süreleri ve bağlı olarak bu parçacıkların yüzey ile tepkimeye girme olasılığı azalır. Buda gaz akışının artmasıyla, aşınma hızının azalmasına neden olan bir diğer etkidir.

Gaz akışının etkisini anlamak için, ikinci olarak, sabit CHF_3 akışında (70 sccm), değişen oksijen akış oranı için silisyum oksit ve fotorezist malzeme aşınma hızları gözlenmiştir. Oksijen akışının artmasıyla birlikte oksit aşınma hızı belli bir noktaya kadar artmış ama buradan sonra azalmıştır (Şekil 5.12). Oksit aşınma hızının, artan oksijen akışı ile artmasını, oksit yüzeyinde oluşan polimer tabakanın daha hızlı olarak aşındırılması sonucu olarak açıklayabiliriz. Belli bir noktadan (oksijene doyma) sonra azalmasını ise artan oksijen akışına karşın sistem basıncının sabit kalabilmesi için dışarı pompalama hızının artması ve bunun sonucu reaktif parçacıkların sistem içersinde kalma sürelerinin azalması olarak açıklayabiliriz.



Şekil 5.12 Oksit aşınma hızının 70 sccm CHF_3 ve değişen O_2 akışı ile değişimi



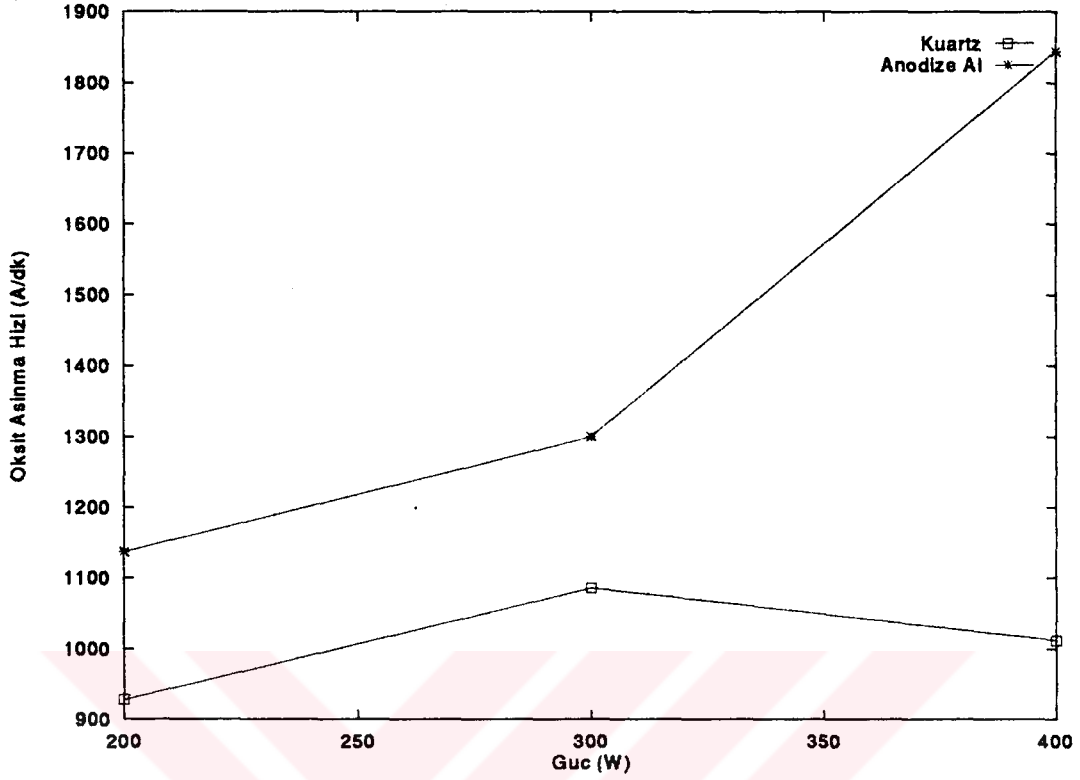
Şekil 5.13 Fotorezist aşınma hızının 70 sccm CHF_3 ve değişen O_2 akışı ile değişimi

Fotorezist malzeme, organik olduğu için, reaktif haldeki oksijenle çok çabuk olarak tepkimeye girer. Buda artan oksijen akışı ile birlikte, fotorezist malzemenin aşınma hızının artmasına neden olur (Şekil 5.13).

Son olarak, aynı şartlar altında ($\text{CHF}_3 = 70 \text{ sccm}$, $\text{O}_2 = 5 \text{ sccm}$, basınç = 100 mTorr ve güç = 200W) iki farklı elektrot malzemesi ile çalışılarak, bunun silisyum oksit aşınma hızı üzerine etkileri incelenmiştir (Şekil 5.14). Anodize alüminyum elektrot üzerinde yapılan silisyum oksit aşındırma işlemi, kuartz elektroda göre çok daha hızlı olduğu gözlenmiştir. Plazma içerisinde oluşan ve silisyum oksidi aşındıran HF molekülleri, kuartz taşıyıcı ile de reaksiyona girerek aşınmaya neden olurlar. Buda aşındırılacak yüzeyin kenarlarında oluşan HF'in tutulmasına ve difüzyon sonucu aşındırılacak yüzeye ulaşmasına engel olur. Buna karşın anodize alüminyumla tepkimeye girmeyen HF molekülleri, kenardan , aşındırılacak yüzey üzerine hızla difüze olarak, yeni bir reaktif parçacık kaynağı gibi davranır. Buda silisyum oksit aşınma hızını önemli ölçüde artırır. Anodize alüminyum üzerinde yapılan silisyum oksit aşındırma işlemi çok hızlı olmasına karşın, fotorezist malzemenin bozulmasına neden olmuştur.

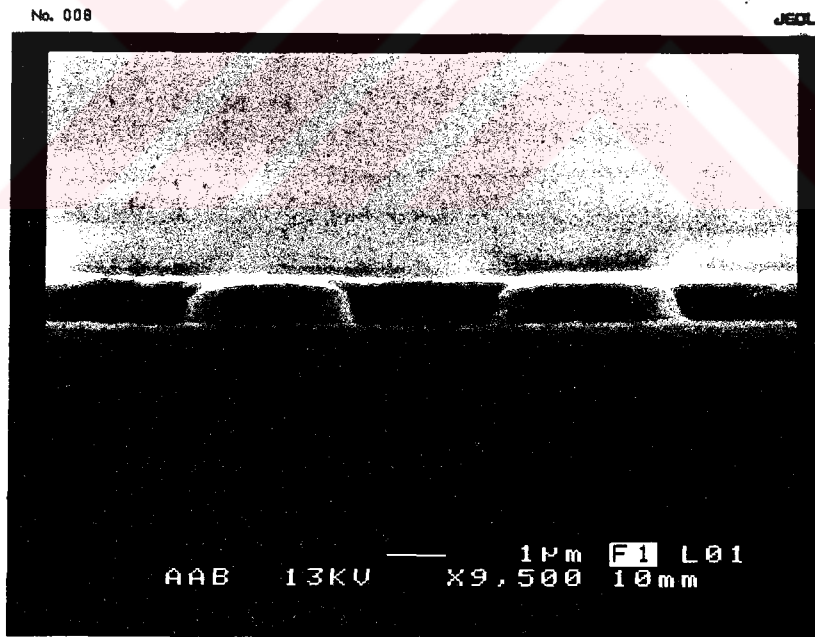
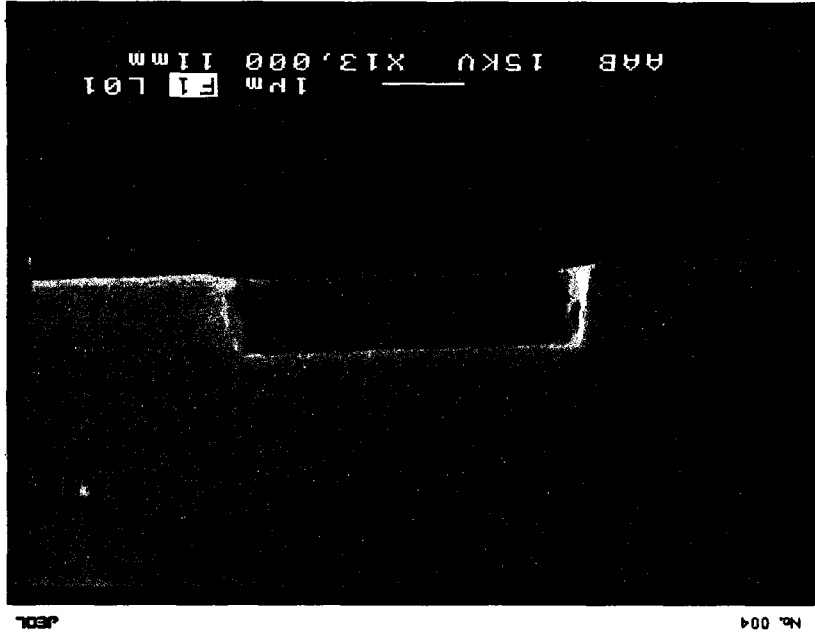
Bu denemelerden sonra aşağıdaki sonuçlara ulaşılmıştır:

- 1) Artan güçle birlikte, aşınma hızı ve yönbağımlı karakteristiği artmasına karşın, fotorezist malzemenin bozulur.
- 2) Artan basınç, aşınma hızının azalmasına ve yönbağımsız karakteristiğin artmasına neden olur.
- 3) Artan CHF_3 akış oranı, oksit yüzeyinde daha kalın bir polimer tabakası birikmesine neden olur, buda aşınma hızını azaltır. Buna karşın aşındırılacak kenarlarda biriktiği için aşınmanın yönbağımlı karakterini artırır.
- 4) Artan O_2 akış oranı, belli bir noktaya kadar (oksijen doyumu) aşınma hızını artırır. Buna karşın fotorezist aşınma hızında artırır.
- 5) Anodize edilmiş alüminyum elektrot hızlı bir aşınma sağlamasına karşın, fotorezist yüzeyinde bozulmalara neden olmuştur.



Şekil 5.14 Elektrot malzemesinin oksit aşınması üzerine etkisi

Bu sonuçlar ışığında, hızlı ve seçici bir aşındırma işlemi için; 70 sccm CHF_3 , 5 sccm O_2 akışında, 100 mTorr basınçta, 300W güşte ve kuartz taşıyıcı koşulları seçilmiştir. Bu koşullarda yapılan oksit aşındırma işleminin hızı yaklaşık olarak 800 Å/dk ve fotorezist malzemenin aşınma hızı yaklaşık olarak 400 Å/dk 'dır. Bu koşullarda, silisyum oksit üzerinde açılan pencereler Şekil 5.15'de gösterilmiştir. SEM fotoğraflarından da görüldüğü gibi pencerenin yan duvarları diktir. Buda aşınmanın büyük ölçüde yönbağımlı karakterde olduğunu gösterir.



Şekil 5.15 SiO_2 'nin yönbağımlı aşındırılması

SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışmada yarıiletken teknolojisinde desen aktarımında kullanılan tekniklerden biri olan reaktif iyon aşındırma ile CHF_3 ve O_2 gazı kullanılarak, elde edilen plazma içersinde silisyum oksit ve fotorezist malzeme aşınmasının, sistem parametrelerinin (basınç, güç, gaz akışı ve elektrot malzemesi) değişmesiyle nasıl değiştiği incelenmiştir. Ayrıca bu değişkenlerin plazma koşulları üzerine olan etkisi tartışılmıştır. Buradan elde edilen sonuçlarla, en hızlı ve yönbağımlı işlem seçilmiştir.

Reaktif iyon aşındırma işlemlerinde kullanılan gazlar mutlaka yüksek saf-
lıkta olmalıdır ve sistem düzenli aralıklarla oksijen veya argon plazması kulla-
nılarak, oda duvarlarına biriken polimer tabakaların temizlenmesi gerekmektedir. Ayrıca sistemde kullanılan basınç ve kütle akış ölçerlerin düzenli aralıklar-
la sıfır ayarlarının yapılması önerilir. Bunlar yapılmadığı zaman, aynı basınç,
güç ve gaz akışı altında farklı aşınma ve plazma koşulları elde edilebilir.

KAYNAKLAR

- [1] HOWATSON, A.M., An Introduction to Gas Discharge,
Pergamon Press p. 8 (1965)
- [2] GOLANT, V.E., Fundamentals of Plasma Physics,
John Wiley and Sons p. 27 (1977)
- [3] MASSEY, H.S.W., Electronic and Ionic Impet Phenomena Vol.1,
Oxford University Press, London and New York, (1969)
- [4] CHAPMAN, B., Glow Discharge Processes,
John Wiley and Sons p.52 (1980)
- [5] ANDERSON, G.S., Sputtering of Dielectrics by High Frequency Fields,
J.Appl.Phys 33, 2991(1962).
- [6] KOENING, H.R., Application of RF Discharges to Sputtering,
IBM J.Res.Devlop 14, 168(1970).
- [7] HOLLAND, L., Vacuum Manual, Spon, London, (1974)
- [8] KELLER, J.M., Electrical Properties of RF Sputtering System,
IBM J.Res.Devlop 23, 3(1979).
- [9] KOENING, H.R., Application of RF Discharges to Sputtering,
IBM J.Res.Devlop 14, 168(1970).
- [10] COBURN, J.W., Ion- And Electron-Assisted Gas-Surface Chemistry-
An Impotant Effect in Plasma Etching,
J.Appl.Phys 50, 3189(1979).

- [11] FLAMM, D.L., Basic Chemistry and Mecchanisms of Plasma Etching,
J.Vac.Sci.Technol.B 1(1) Jan.-Mar. 1983.
- [12] COBURN, J.W., Plasma Etching - A Disution of Mechanisms,
J.Vac.Sci.Technol 16(2), Mar.- Apr. 1979.
- [13] LEHMAN, H.W., Profile Control by Reactive Sputter Etching,
J.Vac.Sci.Technol 15(2), Mar.- Apr. 1978.

ÖZGEÇMİŞ

Yazar 1967 yılında İstanbul'da doğdu. Kabataş Erkek lisesi'den mezun olduktan sonra, 1985 yılında Orta Doğu Teknik Üniversitesi Matematik Bölümüne girdi. 1987 yılında aynı üniversitenin Fizik Bölümüne geçti. 1991 yılında İstanbul Teknik Üniversitesi'nde yüksek lisans öğrenimine başladı. 1993 yılında TÜBİTAK Marmara Araştırma Merkezin'de araştırma görevlisi olarak göreve başlayan yazar ingilizce bilmektedir.