

**İNCE FİLMLERDE PLAZMA TABANLI İYON
AŞINDIRMA ve Au FİLME UYGULAMASI**

Melik GÜL

**Yüksek Lisans Tezi
Nanobilim ve Nano Mühendislik Ana Bilim Dalı
Prof. Dr. Hasan EFEOĞLU**

2014

Her hakkı saklıdır

**ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**İNCE FİLMLERDE PLAZMA TABANLI İYON AŞINDIRMA ve Au
FİLME UYGULAMASI**

Melik GÜL

NANOBİLİM ve NANO MÜHENDİSLİK ANA BİLİM DALI

**ERZURUM
2014**

Her hakkı saklıdır



T.C.
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



TEZ ONAY FORMU

**İNCE FİLMLERDE PLAZMA TABANLI İYON AŞINDIRMA ve Au FİLME
UYGULAMASI**

Prof. Dr. Hasan EFEOĞLU danışmanlığında, Melik GÜL tarafından hazırlanan bu çalışma 18/02/2014 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Nanobilim ve Nanomühendislik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans tezi olarak ~~oybirliği/oy çokluğu~~ (..../....) ile kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Hasan EFEOĞLU

İmza :

Üye : Prof. Dr. Ümit DEMİR

İmza :

Üye : Doç. Dr. Tevhit KARACALI

İmza :

Yukarıdaki sonucu onaylıyorum

Prof. Dr. İhsan EFEOĞLU
Enstitü Müdürü

Bu çalışma Tübitak PN:111T217 ve BAP PN:2011/127 kapsamında desteklenmektedir.

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaklardan yapılan bildirişlerin, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak olarak kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

İNCE FİLMLERDE PLAZMA TABANLI İYON AŞINDIRMA ve Au FİLME UYGULAMASI

Melik GÜL

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Nanobilim ve Nano Mühendislik Ana Bilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Hasan EFEOĞLU

Bu çalışmada vakum ortamında Si alttaş üzerine termal buharlaştırma ile oluşturulan Au ince filmin plazma tabanlı ve kontrollü plazma tabanlı aşındırma çalışması gerçekleştirildi. Filmin kalınlığı AEP NanoMap500 profilometresi ile 194 nm ölçüldü. Au ince film tabakası düşük basınçta 600 V DC gerilim altında oluşturulan Ar plazma ile 1-12 dk arasında 11 farklı süre ile aşındırılarak Au için deneysel aşınma oranları elde edildi. Her numune için aşındırıcı iyon yoğunluğu akım/alan ilişkisinden hesaplanarak Ziegler, Yamamura & Tawara ve Matsunami teorik saçtırma modellerinden saçtırma verimi hesaplanmasında kullanıldı. Au için saçtırma verimi ve plazma akım yoğunluğu ile deneysel verilere karşılık teorik saçtırma derinlikleri hesaplandı. Deneysel aşınma derinliği ile teorik hesaplanma sonuçları karşılaştırıldığında deneysel sonuçlarımızla en uyumlu modelin Matsunami'ni teorik saçtırma modeli olduğu görüldü.

2014, 106 sayfa

Anahtar Kelimeler: Saçtırma, İyon Aşındırma, Plazma Aşındırma, Au

ABSTRACT

Master Thesis

PLAZMA BASED ION ETCHING OF THIN FILMS AND AN APPLICATION TO Au FILM

Melik GÜL

Atatürk University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Nanoscience and Nano Engineering

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Hasan EFEOĞLU

In this study, thermal deposition of Au thin films onto Si substrate and plasma based etching studied. The thickness of Au film was 194 nm as measured by AEP NanoMap500 profiler. Thin gold film etched with a time duration between 1-12 min using Ar plasma obtained by 600 V under low pressure condition and for each time duration etching rate are obtained. Etching on density for each sample are calculated from process parameters and compared with Ziegler, Yamamura&Tawara and Matsunami models. The experimental and theoretical etching depths are compared and good agreement obtained with the Matsunami model.

2014, 106 pages

Keywords: Sputter, Ion etching, Plasma Etching, Au

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışma; Atatürk Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü Nanoteknoloji Katıhal Elektronik Araştırma Laboratuvarında gerçekleştirilmiştir.

Öncelikle tezimi hazırlamamda gerekli bilgi, destek ve yardımlarını esirgemeyen danışmanım çok değerli hocam Sayın Prof. Dr. Hasan EFEOĞLU'na sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Hayatımın her anında yanımda olup tüm imkânlarını seferber eden sevgili aileme ve çalışmalarım boyunca desteğini esirgemeyen abim Ahmet GÜL'e çok teşekkür ederim.

Melik GÜL

Şubat, 2014

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	x
ÇİZELGELER DİZİNİ	xv
1. GİRİŞ.....	1
1.1. Saçtırma‘ın Tarihsel Gelişimi	1
1.2. Çalışmanın Amacı ve Kapsamı	3
2. KURAMSAL TEMELLER.....	4
2.1. Plazma	4
2.2. Saçtırma ve Saçtırma Modelleri	7
2.2.1. Saçtırma süreci	8
2.2.2. Saçtırma modelleri	13
2.2.3. Sigmund’un toplam saçtırma verimi	14
2.2.4. Yamamura ve Tawara yarı deneysel toplam verim formülü	16
2.2.5. Belli açı ile gelen iyonun toplam verim modelleri	18
2.2.6. Diferansiyel saçtırma verimi ve modellemesi	20
2.2.7. Saçtırma veriminin yarı deneysel klasik formülü	23
2.2.8. Lineer çağılayan çarpışma teorisi	25
2.3. İyon Enerjisi	31
2.3.1. Gelen iyonlar ve hedef malzemeler	37
2.3.2. Gelen iyonların açısal etkileri.....	40
2.4. Saçtırılan Atomlar	42
2.4.1. Saçtırılan atomların özellikleri	42
2.4.2. Saçtırma mekanizması.....	42
2.4.3. Saçtırmada çarpışmalar	43
2.5. Aşındırma Süreçleri.....	45
2.5.1. Islak aşındırma	46

2.5.2. Elektrokimyasal aşındırma	48
2.5.3. Plazma aşındırma	48
2.6. Malzemelerin Üretim Süreci	52
2.7. İyon Aşındırma.....	58
2.7.1. FIB'nın fonksiyonları	61
2.7.2. Görüntüleme	61
2.7.3. Basit iyon aşındırma	62
2.7.4. Tekrardan birikme ve bekleme süresi	63
2.7.5. Geliştirilmiş bir aşınma ile iyon aşındırma	65
3. MATARYEL VE YÖNTEM	69
3.1. Saçtırma Verim Ölçüm Metotları.....	69
3.1.1. Toplam saçtırma verimi.....	69
3.1.2. Rutherford geri saçılması	71
3.1.3. Kütle kaybı	72
3.1.4. Derinlik profili.....	72
3.1.5. Gaz faz spektroskopisi.....	77
3.2. Kuvars Kristal Mikroterazi.....	79
3.3. Numunenin Hazırlanması.....	83
4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMALAR.....	86
5. SONUÇ.....	101
KAYNAKLAR	102
ÖZGEÇMİŞ	106

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

A	Aktif Kristalin Alanı
A_1	Pozlandırma Deseninin Alanı
a_1	Lindhard Görüntüleme Uzunluğu
a_h	Bohr Yarıçapı
$B(E)$	Yoğunluk Fonksiyonu
B, f_y	Açıya Bağlı Saçtırma Veriminde Değişkenler
c	Işık Hızı
$C=1$	Sabit
C_0	İkinci Kapasitans
C_m	Kapasitans
C_f	Kuvarz Kristal İçin Bir Sabit
E	Gelen Parçacığın Enerjisi
E_d	Latiste Bulunan Bir Atomun Sökülmesi İçin Gerekli Enerji
E_{th}	Atomların Yüzeye Bağlanma Enerjisi
$\mathcal{E}$	Lindhard-Scharff-Schiott Azalım Enerjisi
x_{iz}	Plazma İyonizasyon Kesri
α'	Hedef İle Gelen Parçacığın Kütlesine Bağlı Bir Değişken
α^*	Hedef İle Gelen Parçacığın Kütlesine Bağlı Bir Değişken
ρ_c	Kristalin Yoğunluğu
I	Absorblanan Işığın Hareket Ettiği Uzunluk
I_0	Gelen Işının Yoğunluğu
I_t	Absorplanan Minimum Işık Yoğunluğu
J_B	İyon Akım Yoğunluğu
k	sabit (1.67×10^{-11} m/eV)
λ	Gelen Atomların Dalga Boyu
L	Optik Kavite Uzunluğu
L_m	İndüktans
M_1	Gelen Parçacığın Atomik Kütlesi
M_2	Hedefin Atomik Kütlesi

m_f	Hedefin Son Kütlesi
m_i	Hedefin İlk Kütlesi
M_t	Hedefin Atomik Kütlesi
N	Absorblanan Partiküllerin Yoğunluk Sayısı
n_0	Birim Hacimdeki Atom Sayısı
N_A	Avogadro Sayısı
n_e	Elektron Yoğunluğu
n_g	Nötral Gaz Yoğunluğu
n_i	İyon Yoğunluğu
N_{ion}	Yüzeye Çarpan İyon Sayısı
N_z	Z Eksen Boyunca İnce Filmin Yoğunluğu
q	Elektronik Yük
$Q(Z_2)$	YT Deneysel Parametresi
R	Çarpışma Çapı
R_h	Rydberg enerjisi
$S(E)$	Toplam Durdurma Kesit Alanı
$s(Z_2)$	YT Deneysel Parametresi
$S_e(E)$	Elektronik Durdurma Kesiti
$S_n(E)$	Nükleer Durdurma Kesiti
T	Termal Denge Sıcaklığı
T_e	Elektronun Sıcaklığı
T_i	İyonun Sıcaklığı
T_m	Enerji Transfer Değişkeni
U_b	Hedef Atomlarının Yüzeye Bağlanma Enerjisi
V	Saçtırma Edilen Numunenin Hacmi
$W(Z_2)$	YT Deneysel Parametresi
$Y(E)$	Saçtırma Verimi
$Y(\alpha, \theta)$	Diferansiyel Saçtırma Verimi
Z_1	Gelen Parçacığın Atom Numarası
Z_2	Hedefin Atom Numarası
Δt	Saçtırma Zamanı
θ	Gelen İyonların Gelme Açısı

λ	Ortalama Serbest Yol
Φ	Faz Farkı
$V(r)$	Born-Mayer Potansiyeli
ν	Gelen İyonların Enerjisi
ρ	Hedefin Yoğunluğu
σ	Absorblanama Kesiti
τ	Bozunum Katsayısı (Radyoaktiflik Sabiti)
Δf	Rezonans Ferekansı
Δm	Kütle Değişimi

Kısaltmalar

AES	Auger elektron spektrometresi
CRDS	Kavite Right Down Spektrometresi
DC	Doğru Gerilim
DRIE	Derin Reaktif İyon Aşındırma
ECE	Elektrokimyasal Aşındırma
ESCA	Kimyasal Analizler İçin Elektron Spektroskopisi (XPS Olarak Da Bilinir)
FIB	Odaklanmış İyon Demeti
IC	Entegre Devre
LIF	Lazer Destekli Flüoresans
MEMS	Mikro Elektronik Mekanik Sistem
NEMS	Nano Elektronik Mekanik Sistem
ODE	Yönelime Bağlı Aşındırma
PECVD	Kimyasal Destekli Kimyasal Buhar Biriktirme
PIXE	Foton Destekli X-Ray Emisyonu
PKAs	İlk Zincir Atomları
QCOM	Kuvarz Kristal Osilatör Mikroterazi
QMC	Kuvarz Kristal Mikroterazi
RBS	Rutherford Geri Saçılma Spektroskopisi

rf	Radyo Frekansı
RIBE	Reaktif İyon Aşındırma
RIE	Reaktif İyon Aşındırma
SEM	Elektron Tarama Mikroskopi
SIMS	İkicil İyon Spektrometresi
SNMS	İkincil Nötr Kütle Spektrometresi
Th	Thorium
W	Tungsten
YT	Yamamura & Tawara

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1. Grove tarafından kullanılan ilk saçtırma aygıtının diyagramı (Grove 2003) ..1	
Şekil 2.1. Şematik gösterim a) plazma ve b) deşarj (Lieberman et al. 2005)4	
Şekil 2.2. $\log T_e$ karşı $\log n$ karşı gelen uzay ve laboratuvar plazma diyagramı (After Book 1987).....6	
Şekil 2.3. Düşük basınçlı kapasitif rf deşarjında çeşitli türlerin yoğunluk ve enerjileri (Lieberman et al. 2005)7	
Şekil 2.4. Çarpışma çağlayanının iki boyutlu diyagramı (Behrisch1981)8	
Şekil 2.5. İyon bombardımanın olası etkileri (Wilbur 2005).....10	
Şekil 2.6. Saçtırma rejimlerinin iki boyutlu diyagramı (Betz et al. 1994).....11	
Şekil 2.7.TRIM simülasyonunda 500 eV ile 900 eV enerji aralığında Ar gazı kullanılarak Au filmi aşındırılarak tek zincir rejiminin gösterilmesi (TRIM-2008)12	
Şekil 2.8. TRIM simülasyonunda 100 eV ve 299 eV enerji aralığında Ar gazı ile Au film aşındırılarak lineer çağlayan rejim modelinin gösterilmesi (TRIM 2008)12	
Şekil 2.9. TRIM simülasyonunda 400 eV ve 1 MeV enerji aralığında Ar gazı ile Au film aşındırılarak spike rejiminin gösterilmesi (TRIM 2008).....13	
Şekil 2.10. β açısına bağlı tanımlama (Sigmund 1969)18	
Şekil 2.11. Açıya bağlı olarak toplam verimin grafik olarak gösterimi (Nakles 2004)..19	
Şekil 2.12. f parametresi, $E > 5$ keV için $m=1/2$ ve $E < 5$ keV için $m=1/3$ (Sigmund 1969)19	
Şekil 2.13. α , β ve θ 'nın bir tanımlanması olarak 3D kürenin bir diferansiyel verimin dağılımı (Yalin et al. 2006)21	
Şekil 2.14. Sigmund'a göre α değerleri (Sigmund 1969)27	
Şekil 2.15. Sigmund teorisi ile karşılaştırılan çeşitli elementler için saçtırma verimi (Sigmund 1969).....28	
Şekil 2.16. Sigmund tarafından hesaplanan saçtırma verimi (Sigmund 1969).....29	
Şekil 2.17. Yüksek sıcaklıklarda enerji dağılım değişimleri (Thomson et al. 2002).....31	

Şekil 2.18. Gelen iyon enerjisine bağlı saçtırma verimindeki değişimler (Wasa et al. 2003)	32
Şekil 2.19. Eşik enerjinin ölçülmesi için deneysel gaz deşarj tüpü (Stuart et al. 1962) .	33
Şekil 2.20. Düşük enerji bölgesinde saçtırma verimi (Stuart et al. 1962)	34
Şekil 2.21. Gelen iyon enerjisinin bir fonksiyonu olarak saçtırma verimi (Sigmund 1969)	36
Şekil 2.22. Saçtırma ölçümleri için Wehner'in deneysel aleti (Wehner 1956)	37
Şekil 2.23. Ar +, Ne +ve Hg + atomlarının çarpmasıyla farklı atom numarasına sahip elementlerin saçtırma verimi (Stuart et al. 1962).....	39
Şekil 2.24. Belli açı ile gelen iyonların saçtırma verimi (Anderson et al. 1981).....	40
Şekil 2.25. 60° açı ile 3 keV enerjili Ar + iyonları ile bombardıman edilerek sökülen Si atomlarının açısal dağılımları (Okutani et al. 1980)	41
Şekil 2.26. Açısal dağılımın ölçülmesi için kullanılan basit saçtırma düzeneği (Wehner et al. 1960).....	41
Şekil 2.27. Farklı aşındırma metotlarından çukur profillerin kesitlerinin sonuçları (Maluf et al. 1998).....	46
Şekil 2.28. Silikonun (100) yöneliminde kavitelerin isotropik olmayan aşındırma ile oluşumu (Maluf et al. 1998).....	47
Şekil 2.29. Bosch işlemi kullanarak bir DRIE yapısının profili (Maluf et al. 1998).....	50
Şekil 2.30. Paralel tabakalar arasından aktif iyon aşındırma sistemi (Bosch-Charpenay 2002)	52
Şekil 2.31. Tek kristal üzerinde plazma süreci ile oluşturulan çukur (genişliği 0,2 µm ve derinliği 4 µm). Oluşturulan bu çukurlar aygıtların yalıtımında ve bütünleşmiş devrelerde yük depolama kapasitörleri olarak kullanılır (Lieberman et al. 2005).	53
Şekil 2.32. Bir bütünleşmiş devrenin üretiminde biriktirme ve desen transferi a) metal biriktirme; b) fotorezist biriktirme; c) bir desen boyunca ışığa maruz bırakılması; d) fotorezistin son durumu; e) isotropik olmayan plazma aşındırma; f) geri kalan fotorezistin uzaklaştırılması (Lieberman et al. 2005)	54
Şekil 2.33. Entegre aygıt üretiminde plazma aşındırma a) izotropik aşındırmaya örnek; b) fotorezist kenar duvarlarının aşındırma anizotropik film aşındırma	

kayıplarına neden olur; c) iyon bombardımanında anizotropik aşındırmanın rolü gösterilmiştir; d) anizotropik aşındırmada kenar duvarlarının etkisizleştirme rolü gösterilmiştir. (Lieberman e al. 2005)	55
Şekil 2.34. İyon destekli plazma aşındırmanın deneysel gösterimi (Coburn and Winters 1979)	58
Şekil 2.35. FIB gerçekleştirilen şua aşındırma alan boyutu, çakışma ve piksel boyutunun şematik gösterim (FIB manual for FEI 200 (1996)).	61
Şekil 2.36. Ga + iyonlarının yüzey ile etkileşmesiyle oluşan elektronlar, iyonlar ve malzemenin aşındırılması (FIB manual for FEI 200 (1996)).....	62
Şekil 2.37. Düşük hızda FIB aşındırma sürecinin şematik gösterimi (FIB manual for FEI 200 (1996)).....	64
Şekil 2.38. Malzemede çakışan çarpışma çağlayanı öğütmenin artmasına neden olur (FIB manual for FEI 200 (1996)).....	65
Şekil 2.39. Aşınma oranı gaz iyon oranına göre değişmektedir. Gaz iyon oranı en yüksek seviyeye ulaştığında ise aşınma oranı en yüksek seviyede olur (FIB manual for FEI 200 (1996)).	66
Şekil 2.40. Farklı metallerin iyodürlerinin erime ve kaynama noktaları (Handbook of physics and chemistry (1195))	68
Şekil 3.1. RBS spektrumunda saçılan parçacıkların enerjisi ($E_1 > E_2 > E_3$, gibi) (Fine, 1980)	73
Şekil 3.2. Saçtırılan alanın profilometre ile ölçülmesi (Wafer Bumping)	75
Şekil 3.3. Saçtırılan alanın derinlik ölçümü için ayarlanan lazer interferometresi (Fine 1980)	76
Şekil 3.4. Kalınlığı bilinen A filmin Δt zamanında saçtırılması.....	76
Şekil 3.5. Basitleştirilmiş CRDS gösterimi (Surla 2004).	77
Şekil 3.6. Kuvars kristal (gri) ve yerleştirilen elektrot (altın) tipik bir mikro terazi kullanımı (İNANO, http://www.inano.dk/sw2524.asp).	80
Şekil 3.7. QCM'in elektriksel modeli (Stanford Research Systems)	81
Şekil 3.8. Kesilmiş AT kristali (Tel Aviv Üniversitesi)	81
Şekil 3.9. Kesilmiş AT kristalinde sıcaklık değişimlerine karşın sürüklenme frekansları (International Crystal Manufacturing Co).....	82

Şekil 3.10 İnce film uygulamalarından sıcaklık öncesi QCM'in frekans kayması ve sonrası ince film uygulamaları (Narine et al. 1998).....	83
Şekil 3.11. Vakum tüpü içerisinde Au altın ince filmin 600V DC gerilim altında oluşturulan Ar plazma ile aşındırılması	84
Şekil 3.12. Vakum tüpü	85
Şekil 3.13. AEP NanoMap 500 profilometresi	85
Şekil 4.1. 600V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazma ile 1 dakika boyunca Au ince filmin aşındırılması.....	87
Şekil 4.2. 600V DC gerilim altında Au ince filmin Ar plazma ile 1 dakika boyunca aşındırılmasının AEP NanoMap 500 profilometresinde görüntülenmesi	88
Şekil 4.3. 600V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazma ile 2 dakika boyunca Au ince filmin aşındırılması.....	88
Şekil 4.4. 600V DC gerilim altında Au ince filmin Ar plazma ile 2 dakika boyunca aşındırılmasının AEP NanoMap 500 profilometresinde görüntülenmesi	89
Şekil 4.5. 600V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazma ile 3 dakika boyunca Au ince filmin aşındırılması.....	89
Şekil 4.6. 600V DC gerilim altında Au ince filmin Ar plazma ile 3 dakika boyunca aşındırılmasının AEP NanoMap 500 profilometresinde görüntülenmesi	90
Şekil 4.7. 600V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazma ile 4 dakika boyunca Au ince filmin aşındırılması.....	90
Şekil 4.8. 600V DC gerilim altında Au ince filmin Ar plazma ile 4 dakika boyunca aşındırılmasının AEP NanoMap 500 profilometresinde görüntülenmesi	91
Şekil 4.9. 600V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazma ile 5 dakika boyunca Au ince filmin aşındırılması.....	91
Şekil 4.10. 600V DC gerilim altında Au ince filmin Ar plazma ile 5 dakika boyunca aşındırılmasının AEP NanoMap 500 profilometresinde görüntülenmesi	92
Şekil 4.11. 600V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazma ile 6 dakika boyunca Au ince filmin aşındırılması.....	92
Şekil 4.12. 600V DC gerilim altında Au ince filmin Ar plazma ile 6 dakika boyunca aşındırılmasının AEP NanoMap 500 profilometresinde görüntülenmesi	93
Şekil 4.13. 600V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazma ile 7 dakika boyunca Au ince filmin aşındırılması.....	93

Şekil 4.14. 600V DC gerilim altında Au ince filmin Ar plazma ile 7 dakika boyunca aşındırılmasının AEP NanoMap 500 profilometresinde görüntülenmesi	94
Şekil 4.15. 600V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazma ile 8 dakika boyunca Au ince filmin aşındırılması.....	94
Şekil 4.16. 600V DC gerilim altında Au ince filmin Ar plazma ile 8 dakika boyunca aşındırılmasının AEP NanoMap 500 profilometresinde görüntülenmesi	95
Şekil 4.17. 600V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazma ile 9 dakika boyunca Au ince filmin aşındırılması.....	95
Şekil 4.18. 600V DC gerilim altında Au ince filmin Ar plazma ile 9 dakika boyunca aşındırılmasının AEP NanoMap 500 profilometresinde görüntülenmesi	96
Şekil 4.19. 600V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazma ile 10 dakika boyunca Au ince filmin aşındırılması.....	96
Şekil 4.20. 600V DC gerilim altında Au ince filmin Ar plazma ile 10 dakika boyunca aşındırılmasının AEP NanoMap 500 profilometresinde görüntülenmesi	97
Şekil 4.21. 600V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazma ile 11 dakika boyunca Au ince filmin aşındırılması.....	97
Şekil 4.22. 600V DC gerilim altında Au ince filmin Ar plazma ile 11 dakika boyunca aşındırılmasının AEP NanoMap 500 profilometresinde görüntülenmesi	98
Şekil 4.23. Teorik saçtırma modelleri ile deneysel sonuçların karşılaştırılması.....	100

ÇİZELGELER DİZİNİ

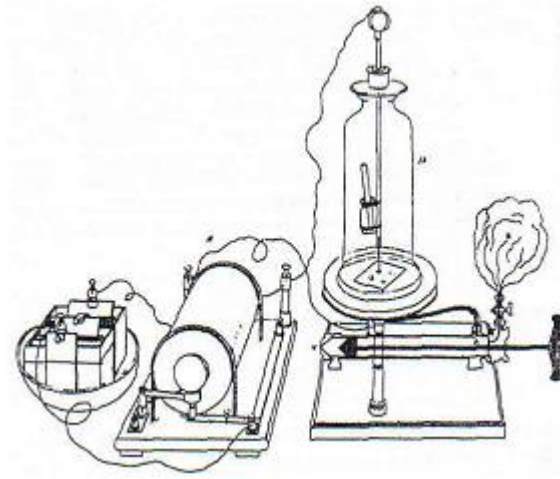
Çizelge 2.1. Saçtırma rejimleri (Betz et al. 1994).....	11
Çizelge 2.2. Yamamura ve Tawara modelinde U_b , $s(Z2)$, $Q(Z2)$, $W(Z2)$ değerleri (Yamamura et al. 1996).....	17
Çizelge 2.3. Thomas-Fermi etkileşimleri için azalan nükleer durdurma kesit alanlarının değerleri (Sigmund 1969).....	28
Çizelge 2.4. Bazı elementlerin yüzey bağlanma enerjisi (Gschneidner et al. 1964)	29
Çizelge 2.5. Çeşitli malzemeler için saçtırma eşik enerjisi ve verimleri (Harrison et al. 1961; Stuart et al. 1962)	35
Çizelge 2.6. İkincil elektron katsayıları γ (Brown 1959).....	38
Çizelge 2.7. 40 mA/cm ² akım yoğunluğu ile 500 eV Ar iyonları ile malzemelerin aşınma oranları (Kaufman et al. 1987).....	59
Çizelge 2.8. Farklı iyon akımlarına karşılık gelen aşınma büyüklükleri (FIB manual for FEI 200 (1996))	60
Çizelge 2.9. Basit iyon aşındırma ile farklı malzemelerin aşınma oranları (FIB manual for FEI 200 (1996))	63
Çizelge 2.10. İyon destekli aşındırma ve basit iyon aşındırma kullanılarak Al, Cr ve Si aşınma oranları (FIB manual for FEI 200 (1996))	67
Çizelge 2.11. Farklı metallerin iyodürlerinin kaynama ve erime noktaları (Handbook of physics and chemistry (1195))	68
Çizelge 4.1. Vakum tüpü içerisinde 600 V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazmanın gaz akış hızı, ilk basınç, son basınç ve iyon akısının her bir numune için ölçülen değerlerin gösterimi	87
Çizelge 4.2. Au ince film tabakasının 600 V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazma ile aşınma miktarları ve ölçülen akım değerlerinin deneysel sonuçları	98
Çizelge 4.3. Ziegler, Matsunami, Yamamura & Tawara ve deneysel sonuçlardan elde edilen Au ince film tabakasının 600 V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazma ile zamana bağlı aşındırma oranları görülmektedir.	99

1. GİRİŞ

1.1. Saçtırma‘ın Tarihsel Gelişimi

Saçtırma, enerjili parçacıklarla yüzey bombardıman edilerek yüzeyden atom sökülmesi olarak tanımlanır. J.J Thompson tarafından türetilen bu terim bir vakum tüpü içerisinde katottun aşınması olarak tanımlanmıştır. 1920’lerin başlarına kadar I. Langmuir ve Genaral Elektirik Labaratuarlarından K.H. Kingdon kendi yayınlarında kullanana kadar saçtırma (sputter) kelimesinin anlamın ne olduğu bilinmiyordu (Mattox 2003).

1982 yılında W.R Grove “On the Electro-Chemical Polarity in Gasas” makalesinde ilk saçtırma çalışmasını yayımladı ve çalışmasında yüzeyi oldukça parlatılmış gümüş bir tabakanın (Grove 1952) yüzeyinin aşındırılması olarak tanımlamıştır (Şekil 1.1). Edison 1902’de balmumu fonograf silindir üzerine altın bir tabaka koyarak bir saçtırma biriktirme süreci için patent aldı (American Vacuum Society 2003).



Şekil 1.1. Grove tarafından kullanılan ilk saçtırma aygıtının diyagramı (Grove 2003)

Son zamanlardaki saçtırma deneyleri 1 Torr (1 mm Hg) basınçta parlak gaz deşarjları oluşturularak yapılmaktadır. 1920 ve 1930 yıllarında Guenther Schulze (Stocker 1961) tarafından yoğun saçtırma çalışmaları yapıldı. 1920’lerde Kingdom ve Langmuir

saçtırma teorisi üzerine çalışmalar yaptılar ve Stark gibi saçtırma için bir momentum transfer teorisini önerdiler. 1926'da A. Von Hippel termal buharlaştırma saçtırma teorisini önerdi (Keywell 1955), burada yüksek enerjili bir iyon hedef ile etkileştiğini, yüksek sıcaklıklarda hedef materyalin sınırlı bir alanının buharlaşmasıyla sonuçlanmıştır (saçtırılan parçacık kaynağının oluşturulması).

Termal süreç teorisinde aşındırma doğrultusunun seçilemeyeceği öne sürülmesine rağmen momentum teorisinde ise böyle bir tercihin var olduğu öngörülmektedir (Keywell 1955). 1935 yılında Seeliger ve Sommermeyer tarafından oluşturulan saçtırma deneyinde açrıya bağılı deneysel sonuçlarında bu iki teorisin doğruluğı kanıtlandı. Tercihli olmayan doğrultularda kosinüs benzeri bir dağılım sergilediğı görülmüştür, oysaki tercihli bir durum buharlaştırma teorisıyla açıklanmaktadır. 1956'da Gottfried Wehner tek kristal hedef üzerine saçtırma deneylerini oluşturarak ve saçtırılan parçacıklar kaplama desenlerini oluşturduğunu gözlemlediler (Wehner 1956). Elde ettiğı sonuçlar tercihli saçtırma doğrultularının seçilebileceğini göstermiştir, böylece tercih edilen bir teori olarak momentum teorisini tekrardan önemli hale getirmiştir. 1960'ın sonlarında Thompson, Lindhard ve Sigmund ayrı ayrı olarak momentum transfer teorisini tekrar tanımladılar. "Theory of Sputtering I" (Sigmund 1981) kitabında Sigmund modelindeki değişkenler bu gün kabul edilen standart saçtırma modelinin temelini oluşturmaktadır. 1980 ve 1990'larda Yamamura, Matsunami, Eckstein ve Bodhansky herhangi bir iyon ve hedef birleşimini kullanarak deneysel bir formül (teorik varsayımlara dayalı) oluşturmak için çalışmalar yaptılar. Bununla birlikte, 40 yıl önce geliştirilen Monte Carlo bilgisayar benzetim programı saçtırma sürecini anlatan bir ürün olarak geliştirildi, özellikle SRIM/TRIM, 1980'lerin başlarında Ziegler ve Biersack tarafından ilk olarak geliştirildi.

Günümüzde saçtırma süreci yüksek enerji fiziğı, uzay araştırmaları ve uygulamalarında önemli bir alan oluşturmaktadır. En önemli uygulama, yüzey özellikleri farklı yeni yapıların elde edilmesi ve saçtırılan parçacıklar ile ince film kaplamalarının oluşturulmasıdır. İnce film kaplamaları, yarıiletkenlerin üretiminde yoğun bir şekilde kullanılmaktadır; örneğin optik camlar, camların mimarisi ve sanayi gereçleri. Bugün

çoğu tüketici ürünleri saçtırılan atomlarla kaplıdır (örneğin dekoratif elmaslar, göz lensleri). Saçtırma aynı zamanda mikro yüzeylerin oluşturulmasında ve temizlenmesinde de kullanılmaktadır, böylece MEMS ve NEMS aygıtlarının fabrikasyonunda önemli bir süreç oluşturmaya başladı. Mikroskopik ve spektroskopik uygulamalarda bir numunenin yüzeyi saçtırılarak elde edilir ve saçtırılan parçacıkların kütleleri tanımlanabilir (ikincil iyon kütle spektrometresi, SIMS). Saçtırma kaynaklı yüksek enerjili solar parçacıklar atmosferin dışında kalan astronomik yapıların oluşum süreçleri hakkında önemli bilgiler vermektedir.

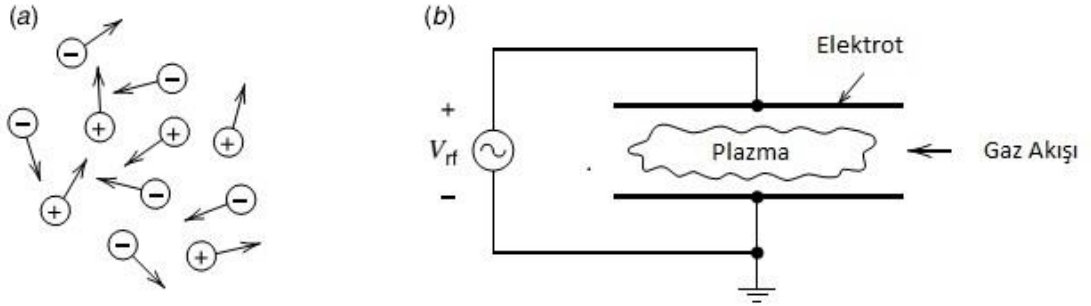
1.2. Çalışmanın Amacı ve Kapsamı

Bu çalışmada Si alttaş üzerine oluşturulan Au ince film tabakasının 600 eV Argon plazma ile zamana bağlı olarak tabaka tabak uzaklaştırılmasının kontrolünü sağlamak. Deneysel sonuçlar ile teorik saçtırma modelleri arasında karşılaştırma yapılarak en uygun saçtırma modelini belirlemek.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Plazma

Plazma rastgele doğrultularda hareket eden serbest yüklü partiküllerin toplamıdır ve elektriksel olarak nötrdürler (Şekil 2.1.a görüldüğü gibi). Zayıf iyonize plazma deşarjı aşağıdaki özelliklere sahiptir: 1) partiküllerin hareketleri elektrik yükleri gibidir; 2) nötral gaz molekülleri ile çarpışan yüklü partiküller çok önemlidir; 3) sınırlardaki yüzey kayıpları önemlidir; 4) nötrallerin iyonizasyonu sabit bir plazmada sürdürülebilir ve 5) elektronlar iyonlar ile termal dengede değildirler.



Şekil 2.1. Şematik gösterim a) plazma ve b) deşarj (Lieberman *et al.* 2005)

Şekil 2.1.b’de basit bir deşarjın şematik gösterimi gösterilmiştir. İki elektrot ya da iki iletken arasında düşük basınçlı gaz boyunca bir gerilim uygulanır. Zayıf iyonize olmuş gaz plazmayı oluşturmak için ayrışır böylece plazma yoğunluğu nötral gaz yoğunluğunun küçük bir kesrini oluşturur.

Plazma, maddenin dördüncü hali olarak da bilinir. Termal dengedeki katı madde sabit basınçta sıcaklığı artırılarak sıvı durumuna geçer. Sıvı durumda sıcaklık artırılır ise gaz durumuna geçer. Yeteri kadar yüksek bir enerjide gaz formuna geçen moleküller rastgele doğrultularda hareket eder. Sıcaklık artmaya devam ederse, pozitif yüklü iyonlar ve elektronlar oluşur böylece madde plazma duruma geçer. Bu durum denge sıcaklığında $T_e = T_i = T$ partiküllerin yoğunluğu $n_e \approx n_i \approx n$ partikül/ m^3 olacak şekilde

karakterize edilir. Saf madde yaklaşık olarak 4000 K sıcaklığında termal denge sağlanarak kolayca iyonize olurlar He ise 20000 K de çok zor iyonize olur. Plazmanın iyonizasyon kesri,

$$x_{iz} = \frac{n_i}{n_g + n_i} \quad (2.2.1)$$

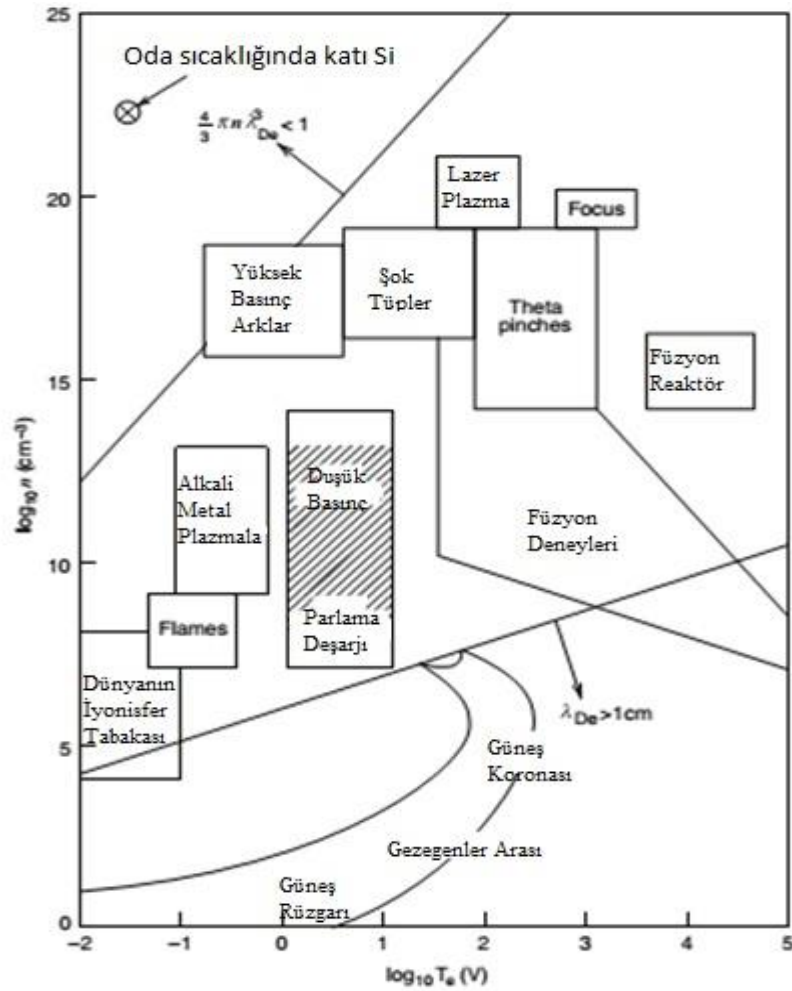
Burada n_g nötral gaz yoğunluğu, x_{iz} tamamen iyonize olmuş plazma için yakın bir değer ve $x_{iz} \ll 1$ için zayıf iyonize olmuş plazmadır.

Şekil 2.2 de $\log T_e$ karşı $\log n$ karşı gelen farklı plazma türleri tanımlanmıştır. Deşarj sürecinin iki önemli şekli gösterilmiştir. Düşük basınçlı deşarjlar $T_e \approx 1 - 10 V$ da karakterize edilir, $T_e \gg T_i$, ve $n \approx 10^8 - 10^{13} cm^{-3}$. Bunlar alttaş yüzeyi ile kimyasal ya da fiziksel olarak etkileşirler. İyonlarla bombardıman edilirken enerji alttaşa iletilir, enerji akısı alttaş ile kimyasal olarak etkileşir alttaşın sıcaklığı artmaz. Bu deşarjlardaki gaz basıncı düşüktür, $p \approx 1 \text{ mTorr} - 1 \text{ Torr}$.

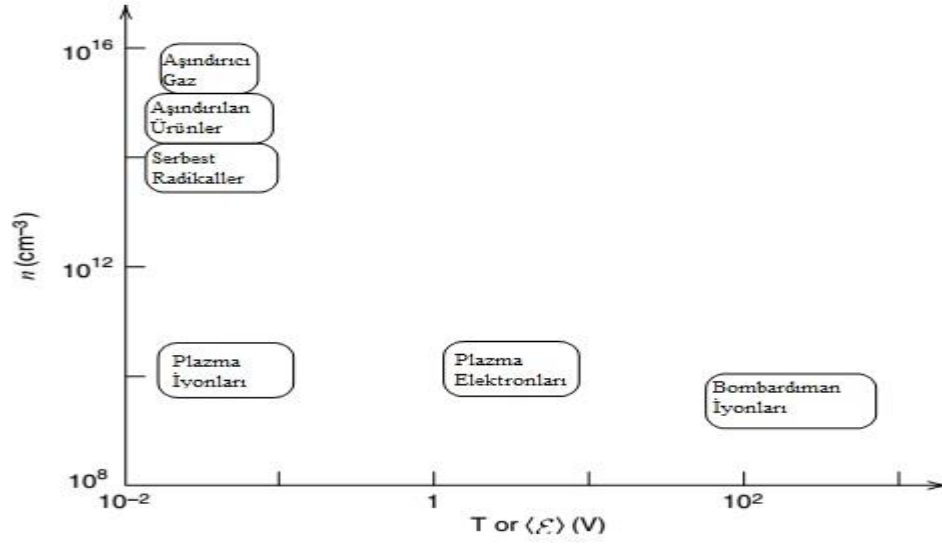
Yüksek basınçlarda ark deşarjı süreçleri için kullanılmaktadır. Bu deşarjlar $T_e \approx 0.1 - 2 V$ ve $n \approx 10^{14} - 10^{19} cm^{-3}$ sahip ve ışık ve ağır partiküller termal dengeye çok yakındır, $T_e \gtrsim T_i$. Bu deşarjlar temel olarak alttaşa ısı transferinde kullanılır, örneğin yüzey reaksiyon oranı, erime, silikat tortusu ya da buharlaşan malzeme oranlarını artırır. Çalışılan basınç genellikle 760 Torr basınçtır.

Şekil 2.3'te rf ile sürdürülen kapasitif bağlanmış düşük basınçlı deşarjda çeşitli partiküller için sıcaklık ve yoğunluk diyagramı gösterilmiştir; örneğin CF_4 kullanılarak silikonun aşındırılabilir. Aşındırıcı F ve ürün SiF_4 yoğunlukları CF_4 yoğunluğunun önemli bir kesrini oluşturur fakat iyonizasyon kesri çok düşüktür: $n_i \sim 10^{-5} n_g$. Elektron sıcaklığı T_e iyonun sıcaklığından T_i birkaç kat daha büyüktür. Düşük sıcaklıklarda iyonlar plazmanın olduğu ince tabaka bölgesine doğru hızlanır ve alttaşın yüzeyi tüm deşarj sürecinin merkezi bölgesinde yer alır.

n_i ve n_e değerleri n_g 'den birkaç merteye düşük olmasına rağmen yüklü partiküller süreçte ve deşarjın devamında önemli bir rol oynar. Çünkü $T_e \gg T_i$, elektronlar geri beslenen gazları çözerek serbest radikaller, aşındırıcı atomlar ve birikim öncülerini yaratırlar. İyonize elektron gazı altaşın bombardımanı sırasında pozitif iyonları yaratır. Enerjili iyon bombardımanı sonucu yüzey kimyasal reaksiyon hızı ve malzemenin fiziksel aşındırma hızı ya da yüzey iyon implantasyon hızı artar.



Şekil 2.2. $\log T_e$ karşı $\log n$ karşı gelen uzay ve laboratuvar plazma diyagramı (After Book 1987)



Şekil 2.3. Düşük basınçlı kapasitif rf deşarjında çeşitli türlerin yoğunluk ve enerjileri (Lieberman *et al.* 2005)

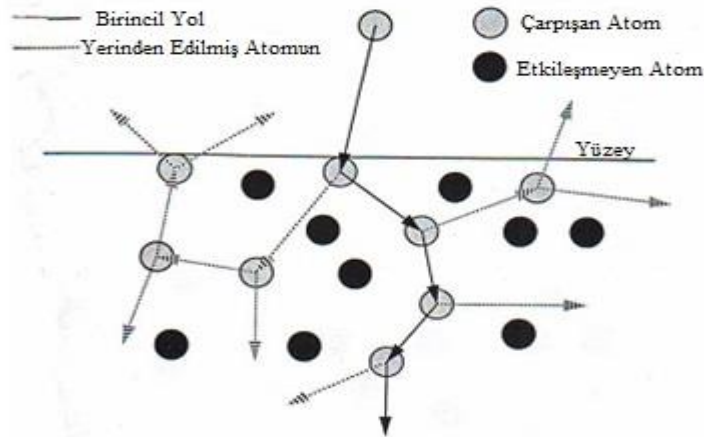
2.2. Saçırma ve Saçırma Modelleri

Burada saçırmanın temel sürecini, etkileşimlerinin sayısal ve deneysel modelleri tanımlanacaktır. Çarpışma çağlayanında saçırma verimini değiştiren temel faktörler tanımlanacak. Elektronik ve nükleer durdurma güçlerinin kavramları açıklanacak. Sigmund'un saçırma modelindeki tanımlamalar ve birkaç değişkeni, Yamamura'nın yarı-deneysel modelinin içerikleri hakkında bilgiler verilecektir. Diferansiyel saçırma verimi tanımlanacak. Gösterilmiş modellerin normal acı ile gelen parçacıkların toplam saçırma verimini, belli acı ile gelen parçacıkların ve hem normal hem de belli bir acı ile gelen parçacıkların diferansiyel veriminin analiz yapılacaktır.

2.2.1. Saçtırma süreci

Temel olarak saçtırma olayı enerjili parçacıkların bir hedefin yüzeyindeki atomlara çarpmasıyla başlar. Gelen enerjili parçacıklar iki mekanizma üzerinde hedeften enerji kaybederler: elastik nükleer çarpışmalar (kinetik enerji korunumu, atom-atom çarpışmalar) ve elastik olmayan elektronik kayıplar (elektronik uyarımlar, iyonizasyon, elektronik-elektronik çarpışmalar). Gelen parçacıkların çarpışma doğrultusundaki atomlar ilk geri tepenler (ilk zincir atomları, PKAs) olarak ifade edilir. Bu ilk geri tepen atomlar genellikle hedef yüzeyin atomlarının bulundukları latis bölgelerinde yüzey atomların yerlerini değiştirir (latisleri yerinden etme enerjilerini aştıklarında U_d) ve çarpışma çağlayanı olarak adlandırılan bu çarpışma sürecinde hedefteki diğer atomlarla çarpışacaktırlar. Çarpışma çağlayanı katıdaki diğer atomları yerinden edeceği düzeyin altına düşene kadar bu şekilde devam edecektir. Tüm bu süreç birkaç piko saniye içinde olmaktadır.

Yüzeye yakın atomlar yerlerinden edilmeye başladığında hedefteki atomlar saçtırılmaya başlar, yani yeterli kinetik enerjiye sahip olan iyonlar yüzey atomlarını yüzeyden uzaklaştırmaya başlar. Saçtırılan atomlar gaz fazına gelip uzaklaştıklarından dolayı hedef yüzeyindeki diğer atomlar ile uzun süre etkileşmeye girmezler. Saçtırma süreci, çarpışma çağlayanı Şekil 2.4’de gösterilmiştir.



Şekil 2.4. Çarpışma çağlayanın iki boyutlu diyagramı (Behrisch 1981)

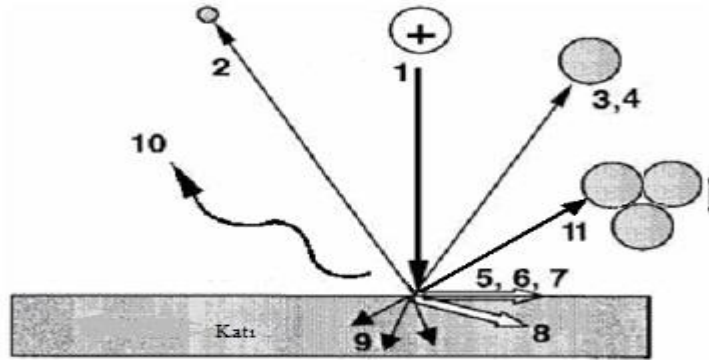
Saçtırma olayında, toplam saçtırma verimi (Y) olarak sayısalılaştırılabilir ve gelen paręacık başına saçtırılan atomların istatıksel sayısı olarak tanımlanır böylece saçtırma verimi Şekil 2.1’de gösterildiği gibi $Y=3$ ’tür. Saçtırma verimi gelen bir tek paręacıęın Y değerinden çok veya daha az atomun sağtırılmasının istatıksel ölçümüdür fakat grup halinde N tane paręacıęın saçtırma verimi $Y*N$ olacaktır. Saçtırma iyon, nötral atomlar, nötronlar, elektronlar, moleküller ya da enerjili fotonlar olarak tanımlanır.

10 keV’den daha az enerjili bir iyon hedefin yüzeyinde $4-6 A^0$ ’luk bir derinlikte nötralize olur, $10 A^0$ ’luk derinlikte çarpışma etkileri oluşmaz (Duchemin 2001). Bundan dolayı gelen paręacıkların tamamı nötral atomlardır. Yüksek enerjilerde belirtilen bu iyonlar bir yüzeye çarparak iyonize olmuş paręacıklar haline gelirler.

Saçtırma verimi hedef materyal ile gelen iyonun birkaç faktörüne bağlıdır. Bu faktörler iyon kütlesi, iyon enerjisi, gelen iyonların açısı, hedef atomların atomik kütlesi, hedefin atomik yapısı (kristal yönelimi ya da latis sistemi veya hedef polikristal, amorf ya da tek kristalden oluşması), hedef atomların yüzeye bağlanma enerjisi ve hedefin yapısal özelliğini içerir (Behrisch 1981). Saçtırma verimi gelen iyon kütlesine bağlı olarak artar (Smentkowski 1999). Eşik enerji altında iyon E_{th} gelirse, saçtırma olayı başlamayacaktır. E_{th} üzerinde, saçtırma verimi gelen iyonun enerjisi ile birlikte genellikle artar. 0.1 MeV’de verim merkezden saçtırılan paręacıkların çoğu gelen iyonun enerjisine bağlı olarak yüzey tabakasından uzak yerlerde birikmeye başladığında azalacaktır (Behrisch 1991). Saçtırma verimi hedef elementin periyodik cetveldeki konumlarına bağlı olarak atom kütlelerinin artmasıyla değişmektedir. Normal açısı ($\beta=0$) ile gelen paręacık yaklaşık olarak $\beta=60^\circ$ açısıya ulaştığıda saçtırma verimi artacak açısı sıfırdan $\beta=90^\circ$ ulaştığı anda ise verim azalmaya başlayacaktır. Gelme açısının artmasına bağlı olarak enerjili iyonların çoğu yüzeye yakın yerde birikmeye başlar (Sigmund 1969).

Saçtırma, enerjili iyonların bir yüzeyle etkileşmeye başladığında birçok olay meydana gelmektedir. Diğer olası etkiler Şekil 2.5’te görüldüğü gibi: ikincil elektron emisyonu (2), saçtırılan hedefteki atomlar ya uyarılmış ya da iyonize olmuştur (3), desorbe

edilmiş atom (4), yüzeye tutunma (adsorpsiyon) (5), yüzeyde difüzyon (6), yüzey reaksiyonları (7), gelen parçacıkların implantasyonu (8), ısınma (9), foton emisyonu (10) ve saçtırılan atom kümeleri (11). Saçtırılan parçacıklar (2,3,11), yaklaşık %80-95 nötral hedef atomlarıdır, %5-20 hedefteki atom kümeleridir, %1 iyonize olmuş hedef atomlarıdır (Betz *et al.* 1994). Gelen iyonların çoğu (1) yüzeyin hemen altında on nanometre derinlikte yüzeyde implante olarak kalırlar. Diğer iyonlar ise yüzeyden yansır ya da adsorblanır. Gelen iyonlar kimyasal olarak aktif ise hedef yüzeyindeki atomlar ile etkileşmeye girebilir (gelen asal gaz iyonları kimyasal olarak etkileşmeye girmez fakat yüzeye yakın bölgelerde içeri girer ve yüzeyden emilir). Gelen iyonların yarattığı çarpışmalarda fotonik emisyon oluşabilir (10), uyarılmış elektronlar bulundukları seviyeye tekrardan geri dönerler (2). Gelen partiküllerin enerjisi çarpışmalarla birlikte yüzeyin ısınmasına (9) neden olur.

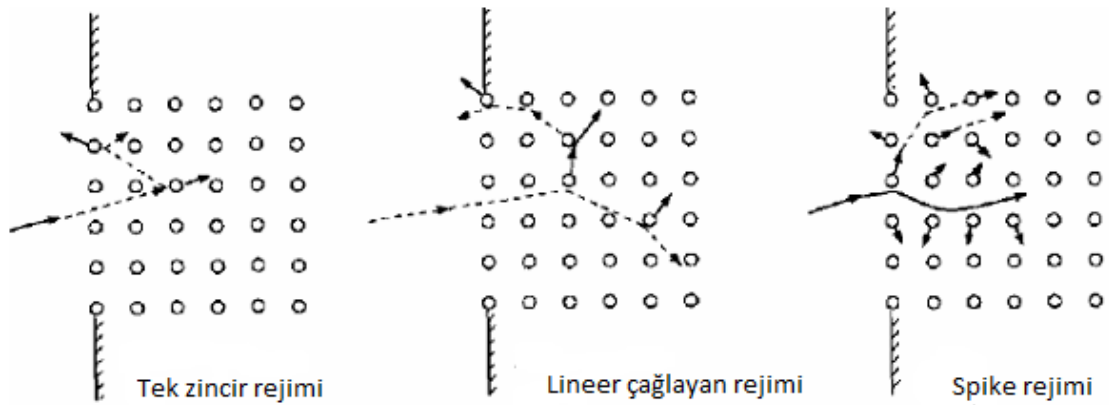


Şekil 2.5. İyon bombardımanın olası etkileri (Wilbur 2005)

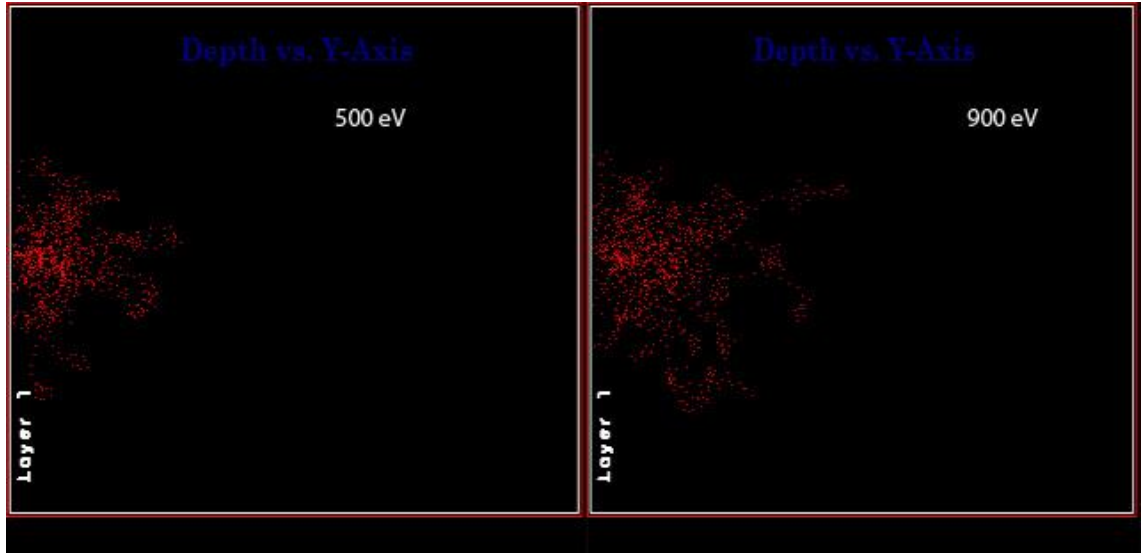
Sigmund (Sigmund 1981) gelen iyonların enerjilerini sınıflandırarak üç saçtırma rejimini tanımladı (Çizelge 2.1, Şekil 2.6). Tek zincir rejiminde çarpışma çağlayanı oluşmaz. Parçacıklar, gelen iyonların yüzeydeki atomlar ile etkileşime girerek oluşur ve yüzey doğrultusu boyunca çok küçük çarpışma katsayısına sahiptirler. Lineer çarpışma çağlayanı hedef atomlarının iki etkileşmesi ihmal edildiğinde çarpışma çağlayanı üretilmesiyle karakterize edilir. Spike rejim çarpışma çağlayanında oluşur, hareketli atomlar arasındaki etkileşimler ihmal edilir fakat hedef atomlar arasındaki etkileşimler ihmal edilmez. Tek zincir rejim kapsamlı teorik temellere sahiptir (Betz *et al.* 1994) ve bu rejimde verimlerin deneysel ölçülmesi oldukça zordur.

Çizelge 2.1. Saçtırma rejimleri (Betz *et al.* 1994)

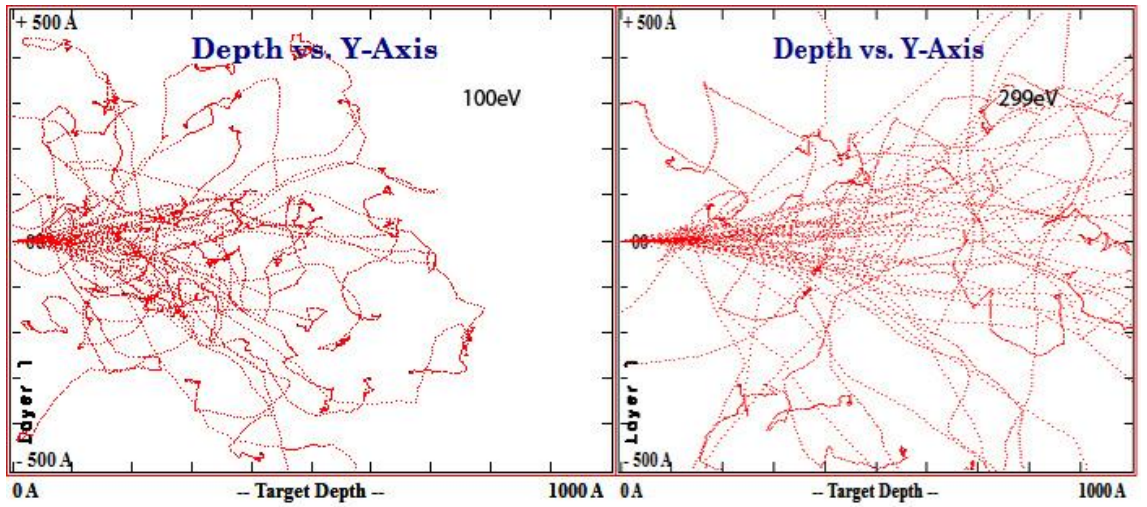
Rejimler	Yaklaşık enerji aralığı	Karakteristikleri
Tek zincir	< 1 keV	Yüzeye gelen iyonlar ilk geri tepen atomların oluşmasını sağlar.
Lineer çağlayan	1 keV – 300 keV	Art arda gelen iyonlar yüzeydeki atomlar ile etkileşerek yerlerinden eder. Bu atomlar yüzeydeki diğer atomlar ile etkileşerek oluşan ikinci, üçüncü atomlar geri tepen atomları oluşturur.
Spike	>100 keV, ayrıca iyonlar yüksek akılarda vardıklarında düşük enerjilerde de oluşurlar.	Çarpışma çağlayanının etkilediği alanda tüm atomlar yerlerinden edilmiş olur ve çarpışmalar bu atomlar arasında meydana gelir.

**Şekil 2.6.** Saçtırma rejimlerinin iki boyutlu diyagramı (Betz *et al.* 1994)

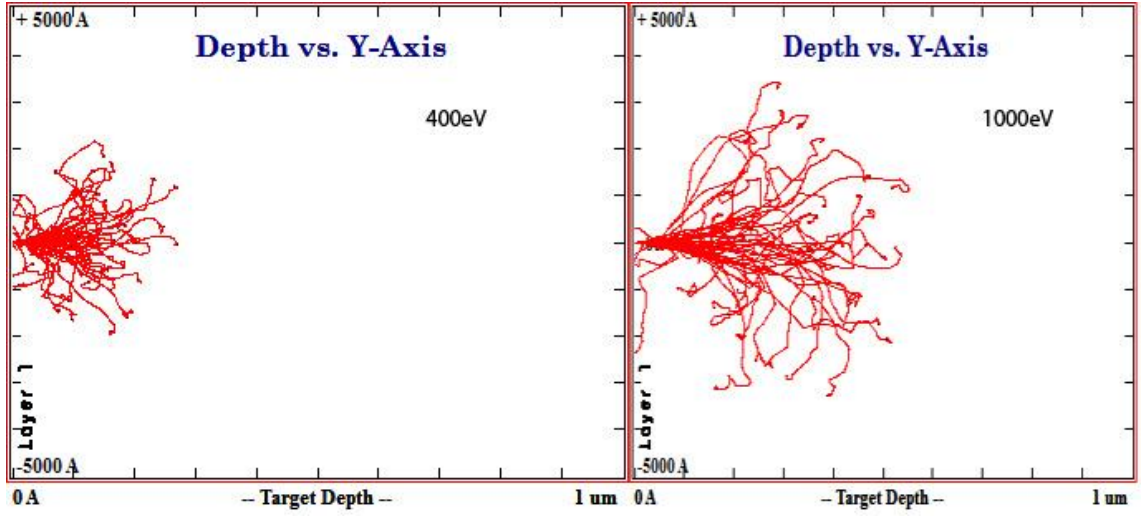
Zigler'in oluşturduğu TRIM programında bu üç saçtırma rejimi şekillerde görüldüğü gibidir.



Şekil 2.7. TRIM simülasyonunda 500 eV ile 900 eV enerji aralığında Ar gazı kullanılarak Au filmi aşındırılarak tek zincir rejiminin gösterilimi (TRIM-2008)



Şekil 2.8. TRIM simülasyonunda 100 eV ve 299 eV enerji aralığında Ar gazı ile Au film aşındırılarak lineer çağlayan rejim modelinin gösterilimi (TRIM 2008)



Şekil 2.9. TRIM simülasyonunda 400 eV ve 1 MeV enerji aralığında Ar gazı ile Au film aşındırılarak spike rejiminin gösterilmesi (TRIM 2008)

2.2.2. Saçtırma modelleri

Farklı çalışma alanları için geliştirilmiş birçok farklı saçtırma modeli vardır. Burada yaygın olarak kullanılan saçtırma modelleri ve çok az bilinen saçtırma modelleri hakkında genel bilgiler verilecektir. Saçtırma sürecinin nicelik analizi için temel bir algoritma dört parçadan oluşur. (1) yüzeye yakın gelen parçacıkların yüzeyde biriktirdikleri enerji miktarının hesaplanması; (2) bu birikim enerjisinde kaç tane geri yansıyan atomun oluştuğunun belirlenmesi; (3) geri tepen atomların kaç tanesi yüzeyden geldiğinin belirlenmesi; (4) yüzeyde geri tepen kaç atomun yüzeye bağlanma enerjisini aştığının belirlenmesi. Bu değerlerin belirlenmesindeki en önemli kavramda kesit alanıdır. Olası kesit alanlarının (σ) durumu bir parçacık ile diğer parçacığın oluşum etkileşmesidir.

Kesit alanları enerjili parçacıkların ve parçacık/hedef türlerinin bir fonksiyonu olarak değişir. Yüksek enerjili iyon ve atomların saçılma kesit alanları (1) ve (2) şartlarının sağlanmasıyla elde edilir, düşük enerjili atomların saçılma kesit alanlarının belirlenmesi de (2) ve (3) bölümlerinin belirlenmesi gerekir. Saçtırmada kesit alanı iki temel kategoriye ayrılır: ilki nükleer durdurma kesiti olarak ifade edilen elastik nükleer

çarpışmaları içerir, $S_n(E)$, diğeri ise elektronik durdurma kesiti olarak adlandırılan elastik olmayan elektronik etkileşimleri içerir, $S_e(E)$. Bu kesit alanlarının toplamı (durdurma kesit alanı, $S(E)$) hedef boyunca birim uzunluk başına enerjisini kaybeden iyonları tanımlar:

$$S(E)N = S_n(E)N + S_e(E)N = \frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_n + \left(\frac{dE}{dx}\right)_e \quad (3.1.1)$$

Kesit alanını tahmin etmeye yarayan birkaç metot vardır ve her bir metot yalnızca bir ya da iki saçırma rejiminde geçerli olabilir. Bazıları deneysel temellere dayanırken, diğerleri teorik temeller dayanır. Diğer bir durum ise her iki kombinasyonu içerir. Elektronik durdurma kesit alanları için, Lindhard-Scharff (Sigmund 1981; Duchemin 2001) ve ZBL (Ziegler *et al.* 1985) metotları yaygın olarak kullanılmaktadır.

2.2.3. Sigmund'un toplam saçırma verimi

Sigmund formülü (Sigmund 1981) toplam verimin elde edilmesinde yaygın olarak kullanılmaktadır ve lineer çağlayan rejimde en doğru sonuçları vermektedir. Hedef malzemenin amorf ya da polikristal olduğu varsayılır, iyonların normal açı ile gelmesi ve Boltzmann iletim teorisinin (momentum uzayında elektronların dağılımının nasıl olacağını tanımlar) temellerine dayanır.

$$Y(E) = \frac{0.042\text{\AA}^2}{U_b} \alpha' S_n(E) \quad E > 1\text{keV için} \quad (3.1.2)$$

$$Y(E) = \frac{3}{\pi^2} \frac{\alpha'}{U_b} \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E \quad E > 1\text{keV için} \quad (3.1.3)$$

M_1 ve M_2 sırasıyla hedefin atomik kütlesi ve gelen parçacığın atomik kütlesidir, U_b yüzeye bağlanma enerjisi (eV). Denklem (3.1.2) lineer bir yaklaşımdır.

a_1 Lindhard görüntüleme uzunluğu ve $\mathcal{E}$ ise Lindhard-Scharff-Schiott azalım enerjisi olmak üzere:

$$a_1 = \frac{0.468 \text{Å}}{\left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}\right)^{1/2}} \quad (3.1.4)$$

Z_1 gelen parçacığın atom numarası, ve Z_1 hedefin atom numarası,

$$\mathcal{E} = \frac{M_2 E (eV)}{M_1 + M_2} \frac{a_1}{Z_1 Z_2 e^2} \quad (3.1.5)$$

Burada $e^2 = 14.4 \text{ eV-Å}$

$$\alpha' = 0.15 + 0.13 \frac{M_2}{M_1} \quad (3.1.6)$$

$\mathcal{E} > 1$ için (Sigmund 1981). Eğer $\mathcal{E} < 1$ ise Sigmund (Sigmund 1981) tarafından sağlanan denklemler kullanılır:

Sigmund (Sigmund 1981) yüksek enerjiler için Thomas-Fermi nükleer kesit formülünü kullanarak ($\mathcal{E} > 1$):

$$S_n(E) = 4\pi a_1 Z_1 Z_2 e^2 \frac{M_1}{M_1 + M_2} s_n(\epsilon) \quad (3.1.7)$$

Bohdansky, Thomas-Fermi nükleer kesit formülünü geliştirerek denklem (3.1.8)'i:

$$s_n(\epsilon) = \frac{3.411\sqrt{\epsilon} \ln(\epsilon + 2.718)}{1 + 6.355\sqrt{\epsilon} + \epsilon(6.882\sqrt{\epsilon} - 1.708)} \quad (3.1.8)$$

$\epsilon > 1$ için Sigmund'un formülünün basit değişkenleri Zalm (Zalm 1983) tarafından önerilerek:

$$Y(E) = \frac{(Z_1 Z_2)^{5/6}}{3U_b} \left[\frac{\frac{1}{2} \ln(1 + \epsilon)}{\epsilon + 0.14\epsilon^{0.42}} \right] \quad (3.1.9)$$

Denklem (2.2.9)'daki denklemi geliştirdi.

2.2.4. Yamamura ve Tawara yarı deneysel toplam verim formülü

Yamamura ve Tawara (YT) yarı deneysel formülü (Yamamura *et al.* 1996) Sigmund'un teorik modelinin temeline dayanarak, düşük enerjiler için geliştirilmiştir ve deneysel/simülasyon verileri ile uyumludur. Yamamura ve Tawara'nın geliştirdiği deneysel formül aşağıdaki gibidir.

$$Y(E) = 0.42 \frac{Q(Z_2) \alpha^* (M_2/M_1)}{U_b} \frac{S_n(E)}{1 + \frac{W(Z_2)}{1 + (M_1/7)^3} k_e \epsilon^{0.3}} \left[1 - \sqrt{\frac{E_{th}}{E}} \right]^s \quad (3.1.10)$$

Burada $s(Z_2)$, $Q(Z_2)$, $W(Z_2)$ deneysel parametrelerdir (çizelge 2.2) ve hedef malzemenin fonksiyonları. $S_n(E)$, ϵ ve $s_n(\epsilon)$ denklem (2.2.7), (2.2.5) ve (2.2.8) verilmiştir.

$$\alpha^* = \begin{cases} 0.0875 \left(M_2/M_1 \right)^{-0.15} + 0.165 \left(M_2/M_1 \right) & M_2 \leq M_1 \\ 0.249 \left(M_2/M_1 \right)^{0.56} + 0.0035 \left(M_2/M_1 \right)^{1.5} & M_2 \geq M_1 \end{cases} \quad (3.1.11)$$

$$E_{th} = \begin{cases} 6.7 \frac{U_b}{\gamma} & M_2 \leq M_1 \\ \left(\frac{1+5.7(M_1/M_2)}{\gamma} \right) U_b & M_2 \geq M_1 \end{cases} \quad (3.1.12)$$

$$\gamma = \frac{4M_1M_2}{(M_1+M_2)^2} \quad (3.1.13)$$

$$k_e = 0.079 \frac{(M_1+M_2)^{3/2}}{M_1^{3/2}M_2^{1/2}} \frac{Z_1^{2/3}Z_2^{1/2}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/4}} \quad (3.1.14)$$

Çizelge 2.2. Yamamura ve Tawara modelinde U_b , $s(Z_2)$, $Q(Z_2)$, $W(Z_2)$ değerleri (Yamamura *et al.* 1996)

Hedef	Z	U	Q	W	S
Berilyum	4	3.32	1.66	5.32	2.5
Bor B	5	5.77	2.62	4.39	2.5
Karbon	6	7.37	1.7	1.84	2.5
Alüminyum Al	13	3.39	1	2.17	2.5
Silis Si	14	4.63	0.66	2.32	2.5
Titanyum Ti	22	4.85	0.54	2.57	2.5
Vanadyum V	23	5.31	0.72	2.39	2.5
Krom Cr	24	4.1	0.93	1.44	2.5
Manganez Mn	25	2.92	0.95	0.88	2.5
Demir (Ferrum) Fe	26	4.28	0.75	1.2	2.5
Kobalt Co	27	4.39	1	0.73	2.5
Nikel Ni	28	4.44	0.94	1.33	2.5
Bakır (Cuprum) Cu	29	3.49	1	1.33	2.5
Germanyum Ge	32	3.85	0.59	2.08	2.5
Zirkonyum Zr	40	6.25	0.54	2.5	2.8
Niyobyum Nb	42	7.57	0.93	2.65	2.8
Molibden Mo	42	6.82	2.85	2.39	2.8
Rutenyum Ru	44	6.74	1.31	2.36	2.5
Rodyum Rh	45	5.75	1.14	2.59	2.5
Palladyum Pd	46	3.89	0.85	1.36	2.5
Gümüş (Argentum) Ag	47	2.95	1.08	1.03	2.8
Kalay Sn	50	3.14	0.47	0.88	2.5
Terbiyum Tb	65	4.05	0.9	1.42	2.5
Tulyum Tm	69	2.42	0.65	0.85	2.5
Hafniyum Hf	72	6.44	0.65	2.25	2.5
Tantal Ta	73	8.1	0.56	2.84	2.8
Tungsten (Wolfram) W	74	8.9	0.72	2.14	2.8
Renyum Re	75	8.03	1.03	2.81	2.5
Osmiyum Os	76	8.17	1.11	2.86	2.5
İridyum Ir	77	6.94	0.96	2.43	2.5
Platin Pt	78	5.84	1.03	3.21	2.5
Altın (Aurum) Au	79	3.81	1.08	1.64	2.8
Toryum Th	90	6.2	0.63	2.79	2.5

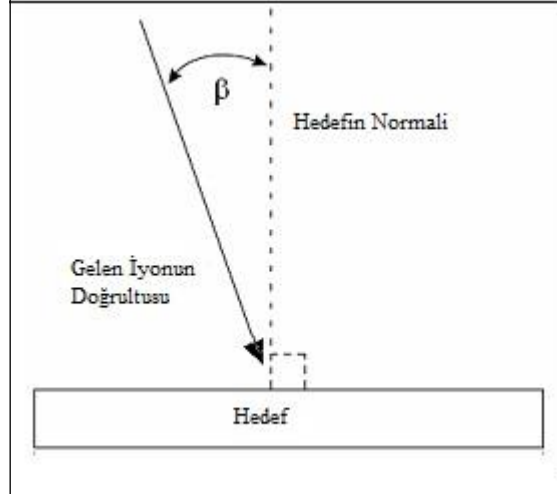
Uranyum U	92	5.55	0.66	2.78	2.5
-----------	----	------	------	------	-----

2.2.5. Belli açı ile gelen iyonun toplam verim modelleri

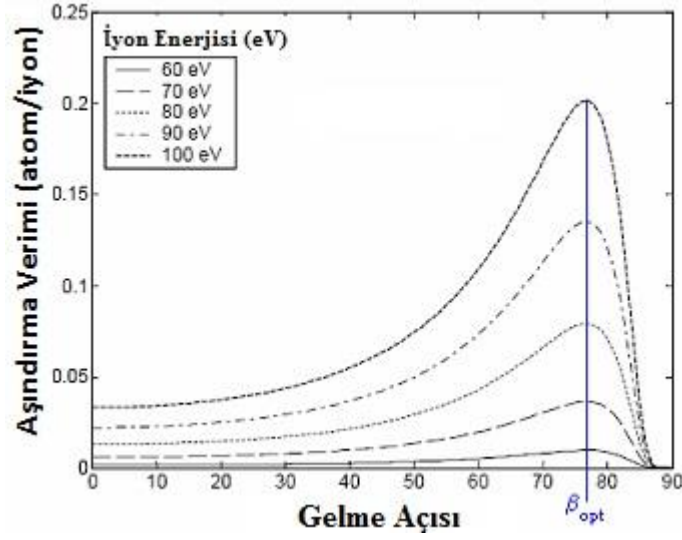
Normal saçırma dışında (Şekil 2.10) toplam verim, gelen iyonların açısının artışıyla ilgili olarak gelen iyonların enerjisi yüzeye yakın bölgelerde maksimum olduğundan dolayı artacaktır ve daha sonra β açısı sıfırdan 90° ulaştığında verim hızlıca düşecektir (Şekil 2.11). Sigmund'un analizi (Sigmund 1969) $0 < \beta < 70^\circ$ için aşağıdaki modeli önermiştir.

$$Y(\beta) = Y(0)\cos^{-f}(\beta) \quad (3.1.15)$$

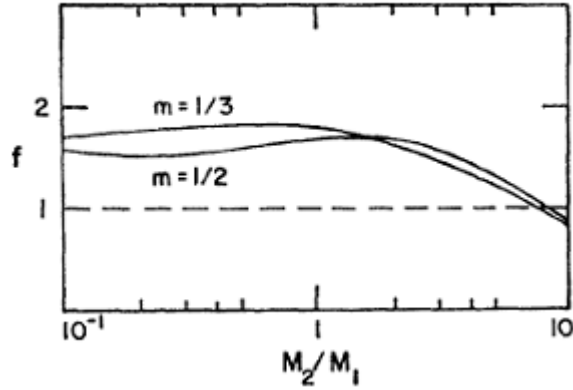
Burada $Y(0)$ normal açı gelen iyonların verimini göstermektedir ve f ise Şekil 2.12'de uzaysal atomik momente bağlı bir parametredir (Sigmund 1969): en iyi yaklaşımla bu değer $5/3$ 'tür. Sigmund'un analizinde $\beta=90^\circ$ civarında ölçümlerdeki verim düşüşleri tahmin edilmemektedir. f parametresi ise deneysel olarak belirlenmektedir.



Şekil 2.10. β açısına bağlı tanımlama (Sigmund 1969)



Şekil 2.11. Açıya bağlı olarak toplam verimin grafik olarak gösterimi (Nakles 2004)



Şekil 2.12. f parametresi, $E > 5$ keV için $m=1/2$ ve $E < 5$ keV için $m=1/3$ (Sigmund 1969)

Yamamura (Whitaker *et al.* 1993) $\beta = 90^\circ$ verimdeki azalış için Sigmund'un açıya bağlı saçtırma verimini düzenledi:

$$Y(\beta) = Y(0) \cos^{-f_y}(\beta) \exp[-B(\cos^{-1}(\beta) - 1)] \quad (3.1.16)$$

Burada B ve f_y değiştirilebilir parametrelerdir ve minimum toplam veriminin olduğu yerde gelen iyonların açısına bağlıdır (β_{opt} , Şekil 2.10), (Yamamura 1984).

$$\beta_{opt} = \arccos\left(\frac{B}{f_y}\right) \quad (3.1.17)$$

Yamamura birkaç f parametresini buldu (Whitaker *et al.* 1993) ve E_{th}/E ifadesine bağlı olarak:

$$f_y = f \left[1 + 2.5 \frac{(E_{th}/E)^{1/2}}{1 - (E_{th}/E)^{1/2}} \right] \quad (3.1.18)$$

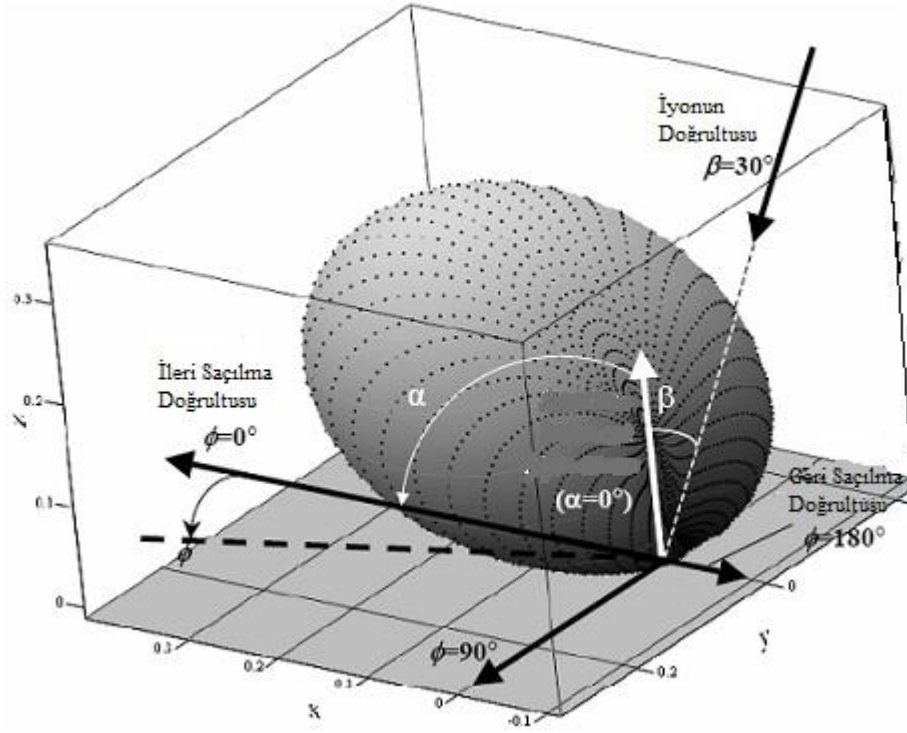
Burada f Sigmund modelinde tahmin edilen değerdir.

Zhang (Zhang *et al.* 2004) Yamamura'nın 3-boyutlu (Yamamura 1981) modellemesini geliştirdi.

$$Y(\beta) = 0.042 \frac{\alpha'(M_2/M_1, \beta) S_n(E)}{U_b} \left[1 - \left(\frac{E_{th}}{E} \right)^{1/2} \cos \beta \right] \quad (3.1.19)$$

2.2.6. Diferansiyel saçtırma verimi ve modellemesi

Buraya kadar normal saçtırma veriminden bahsettik. Diğer önemli bir parametre ise hedefin yüzey katı açısı boyunca (katı açısı, Ω) gelen her bir iyonun kopardığı atom sayısını tanımlayan uzaysal diferansiyel saçtırma veriminin ($Y(\alpha, \theta)$ ya da $dY/d\Omega$) saçtırma sürecinin tanımlanmasından kullanılan parametredir. Diferansiyel saçtırma verimi atom/iyon/steradyan birimlerine sahiptir ve hem kutup enjeksiyon açısı (α) hem de azimuthal enjeksiyon açısının (θ) fonksiyonudur şekil 2.13'te gösterildiği gibi. Literatürde sıklıkla bahsedilen diferansiyel saçtırma veriminin diğer bir anlamı belli bir kinetik enerji (saçtırılan parçacıkların enerji dağılımı) ile gelen iyon başına saçtırılan atom sayısını tanımlayan verimin enerjiye göre diferansiyelidir ($Y(E)$ ya da dY/dE).



Şekil 2.13. α , β ve θ 'nın bir tanımlanması olarak 3D kürenin bir diferansiyel verimin dağılımı (Yalin *et al.* 2006)

Diferansiyel verim, formül ve teorilerde öne sürülen saçırma veriminin kesinliği, toplam ölçümlerden elde edilen verilerden daha fazla derinlik bilgisi sağladığından dolayı önemli bir parametredir (Hofer 1991). Diferansiyel saçırma verimi yeniden biriken malzemenin açıklanmasında önemli bir parametredir. Sigmund teorisinde öngörülen açısal dağılım rastgele doğrultularda dağılım ya da kosinüs dağılımıdır, $y(\alpha) = Y(E)\cos^d(\alpha)/\pi$, gelen iyonun açısına (Hofer 1991) ya da azimuthal açıya bağlıdır. Kosinüs dağılımı yüksek enerjilerde geçerlidir ama düşük enerjilerde deneysel olarak gözlenmez. Böylece diferansiyel veri verimleri Sigmund teorisinde öngörülenler, düşük enerjilerde saçırma olayını açıklamaya yeterli değildir.

Elektrostatik kuvvet, diferansiyel verim verileri saçırılan malzemelerin biriktikleri yerlerde itici kuvvetin belirlenmesi açısından önemlidir. Böyle birikmeler büyümeye neden olabilir ve oluşan bu tabakalar elektriksel veya kirlilik problemlerine neden

olabilir. Böylece diferansiyel verim verileri lokalize yüzey kirliliklerin belirlenmesi açısından önemlidir (elektriksel aygıtlar ve fotovoltailer).

Yamamura, Sigmund teorisine dayalı diferansiyel verim dağılımlarını tanımlamak için analitik bir model geliştirdi:

$$y(E, \beta, \alpha, \theta) = 0.042 \frac{\alpha'(\frac{M_2}{M_1}, \beta) S_n(E)}{U_b} \left[\cos \alpha \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{E_{th}}{E} \right)^{1/2} \left\{ \cos \beta G(\alpha) + \frac{3}{4} \pi \sin \beta \sin \alpha \sin \theta \right\} \right] \right] \quad (3.1.20)$$

$$G(\alpha) = \frac{3 \sin(\alpha)^2 - 1}{\sin(\alpha)^2} + \frac{\cos(\alpha)^2 (3 \sin(\alpha)^2 + 1)}{3 \sin(\alpha)^3} \ln \left(\frac{1 + \sin(\alpha)}{1 - \sin(\alpha)} \right) \quad (3.1.21)$$

Zhang (Zhang *et al.* 2004) E_{th} olarak kabul ettiği bazı hataları hesaplayarak Yamamura'nın denklemini modifiye etti.

$$y(E, \beta, \alpha, \theta) = 0.042 \frac{\alpha'(\frac{M_2}{M_1}, \beta) S_n(E)}{\pi U_b} \left[\cos \alpha \left[1 - \frac{1}{4} \left(\frac{E_{th}}{E} \right)^{1/2} \left\{ \cos \beta G(\alpha) + \frac{3}{2} \pi \sin \beta \sin \alpha \sin \theta \right\} \right] \right] \quad (3.1.22)$$

Bir küre üzerinden integral alındığı zaman gelen iyonların bir fonksiyonu olarak toplam verim:

$$y(E, \beta, \alpha, \theta) = B(E) \cos(\alpha)^n \left\{ 1 + 6 U^{1/2} (\gamma E)^{-1/2} \left[-\cos \beta F(\alpha) + \frac{3\pi}{8} \sin \beta \sin \alpha \sin \theta \right] \right\} \quad (3.1.23)$$

$$F(\alpha) = \left[\frac{2 - 3 \cos(\alpha)^2}{4 \sin(\alpha)^2} - \frac{\cos(\alpha)^2}{2 \sin(\alpha)} \left(1 + \frac{\cot(\alpha)^2}{4} \right) \log \left(\frac{1 - \sin(\alpha)}{1 + \sin(\alpha)} \right) \right] \quad (3.1.24)$$

B(E) yoğunluk fonksiyonun değişkeni ve deneysel olarak ölçülebilir. U partikül enjeksiyon zamanının yüzeye yakın bölgelerde oluşan dağılımlarının ölçülen enerjisidir ve U_b olarak ölçülebilir fakat iyon enerjisi ile değişkenlik gösterir.

2.2.7. Saçtırma veriminin yarı deneysel klasik formülü

Elastik çarpışma teorisine göre ilk çarpışmada transfer edilen maksimum enerji, T_m , ifadesi:

$$T_m = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} E \quad (3.1.25)$$

M_1 ve M_2 sırasıyla gelen iyon ile hedef atomların kütlesi ve E ise gelen iyonların enerjisidir. İlk yaklaşım saçtırma verimi, Y T_m 'in bir oranı olacaktır ve farklı elementler ile bombardıman edilen hedef malzemenin saçtırma verimini veren ifade:

$$Y = k \frac{1}{\lambda(E) \cos \theta} \frac{M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} E \quad (3.1.26)$$

Burada k bir sabittir, her bir element için bu sabit değişir, λ hedef yüzeyine yakın elastik çarpışmalar için ortalama serbest yoldur ve θ gelen iyonun hedefin normali olan açıdır. Ortalama serbest yol:

$$\lambda = \frac{1}{\pi R^2 n_0} \quad (3.1.27)$$

Burada n_0 birim hacim başına atom sayısı ve R çarpışma çapıdır.

Katı küre modeli kullanılarak R hesaplanabilir:

$$R = C \frac{a_h}{\left(z_1^{2/3} + z_2^{2/3}\right)^{1/2}} \ln \frac{z_1 z_2 e^2}{\epsilon_0 R E'} \quad (3.1.28)$$

Burada $E' = M_1 E / (M_1 + M_2)$, C bir sabittir, a_h hidrojen atomunun çapı ($0.57 \times 10^{-8} \text{ cm}$), e elektronun yükü, ϵ_0 vakumun dielektrik sabiti ve $z_1 e$ ve $z_2 e$ sırasıyla M_1 ve M_2 'nin çekirdek yükleridir. Denklem 3.1.26 saçtırma veriminin sayısal bilgisini vermektedir.

Rol ve arkadaşları $k = 1.67 \times 10^{-11} \text{ m/eV}$ ve $C = 1$ değerleri önerilerek, 5 ile 20 keV enerjili Ar^+ ve N^+ iyonlarla bakır hedef bombardıman ederek saçtırma verimini ölçtüler (Rol *et al.* 1960). Almen ve arkadaşları ise k sabitini göstererek deneysel verileri elde ettiler.

$$k = A \exp\left(\frac{-b\sqrt{M_1}}{M_1 + M_2} E_B\right) \quad (3.1.29)$$

Elde edilen saçtırma verimi ise:

$$Y = 4.24 \times 10^{-8} n_0 R^2 E \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} \exp\left(-10.4 \frac{\sqrt{M_1}}{M_1 + M_2} E_B\right) \quad (3.1.30)$$

Denklemde E_B hedef malzemede atomların bağlanma enerjisidir (Almen *et al.* 1961).

Goldman ve Simon 500 keV döteryum iyonları ile hedefin saçtırılması için teorik bir modelleme oluşturdular (Goldman *et al.* 1958). Rutherford saçılması, döteryum ile bakır atomları arasında çarpışmaları içermektedir. Bu çarpışmalarda döteryumun ortalama serbest yolu 10^{-4} cm 'dir. Hedef atomları yerinden eden enerji yaklaşık 25 eV'dur. Hedef, döteryum ile bombardıman edildiğinde hedeften geri saçılan atomların ortalaması 200 eV olarak tahmin edilmektedir.

Gelen atomlar E enerjisine sahip olduğunda hedef atomları ile elastik çarpışma yapar ve gelen atomların ortalama serbest yolu:

$$\lambda_i = (n_0 \sigma_d)^{-1}, \sigma_d = \pi \frac{M_1 z_1^2 z_2^2 e^4}{M_2 E E_d} \quad (3.1.31)$$

Burada n_0 hedef atomun yoğunluğu ve E_d atomun örgü noktasından uzaklaması için gerekli enerjidir. Geri saçılan atomların ortalama enerjisi:

$$\bar{T}_{d,av} = E_d \ln \frac{4M_1 M_2 E}{(M_1 + M_2)^2 E_d} \quad (3.1.32)$$

Basit sert küre modelinde ilk çarpışma sonrasındaki çarpışmalar hesaba katılarak geri saçılan atomların ortalama enerjisi hesaplanır. İlk çarpışmadan sonra ortalama serbest yol 10^{-7} cm civarındadır. Bu zincirleme atomların difüzyonu basit bir teori ile açıklanabilir ve saçtırma verimi aşağıdaki ifade ile ilişkili olacaktır.

$$Y \propto \frac{M_1}{M_2} \frac{\ln E}{E} \frac{1}{\cos \theta} \quad (3.1.33)$$

Burada θ gelen iyonların geleme açısını gösterir.

2.2.8. Lineer çağlayan çarpışma teorisi

1960 yıllarında yoğun bir şekilde teorik ve deneysel saçtırma çalışmaları yapılmaya başlandı. Sigmund, Thomson ve Wehner ilk çalışmaları yaptılar. Sigmund, saçtırma teorisi ile ilgili geniş çalışmalar yaptı. Sigmund enerjili iyonlar ve çarpışmalar sırasından geri saçılan atomların hedef yüzeyini saçtırdığını varsaymıştır. Saçtırma verimi sonsuz bir ortamda rastgele yavaşlamaların olduğunu varsayarak hesaplamıştır. Teorik formül Wehner 'in verdiği deneysel sonuçlarla karşılaştırdı (Rosenberg *et al.* 1962). Sigmund'un çarpışma çağlayanı teorisinde keV ve eV enerji aralığında saçtırmanın olduğunu kabul edilmektedir.

Teoride çarpışma katı bir küre modeli olarak kabul edilmektedir. Saçtırma verimi $Y(E)$ aşağıdaki ifadeler ile açıklanmıştır.

$$Y(E) = \frac{3}{4} \pi^2 \frac{\alpha T_m}{U_0} \quad < 1 \text{ keV} \quad (3.1.34)$$

$$Y(E) = 0.420 \frac{\alpha S_n(E)}{U_0} \quad \approx 1-10 \text{ keV} \quad (3.1.35)$$

Burada:

$$T_m = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} E \quad (3.1.36)$$

U_0 = buharlaşma ısısı, $\alpha = M_2/M_1$ 'in bir fonksiyonu olmak üzere denklem aşağıdaki gibi düzenlenir.

$$S_n(E) = 4\pi z_1 z_2 e^2 a_{12} \frac{M_1}{M_1 + M_2} s_n(\varepsilon) \quad (3.1.37)$$

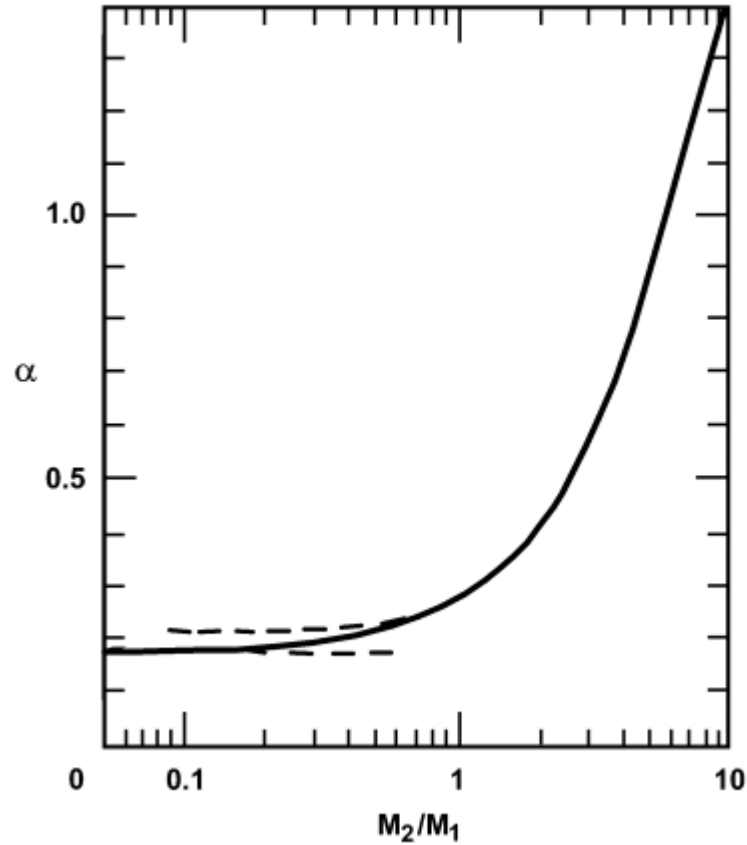
$$\varepsilon = \frac{M_2 E / (M_1 + M_2)}{z_1 z_2 e^2 a_{12}} \quad (3.1.38)$$

$$a_{12} = 0.8853 a_h \left(z_1^{2/3} + z_2^{2/3} \right)^{-1/2} \quad (3.1.39)$$

$s_n(\varepsilon)$ = Thomas-Fermi etkileşmesi için azalan nükleer durdurma kesit alanı olarak tanımlanır.

a_h Bohr çapıdır. α ve $s_n(\varepsilon)$ şekil 2.14 ve çizelge 2.3’de görüldüğü gibidir. Born-Mayer potansiyeli $\left[V(r) = Ae^{-r/a}, a = 0.219\text{\AA}, A = 52(z_1 z_2)^{3/4} eV \right]$ düşük enerji bölgesinde uygulandığından denklem (2.2.34) Thomas-Fermi potansiyeli yüksek enerji bölgelerinde uygulandığında denklem (2.2.35) kullanılır.

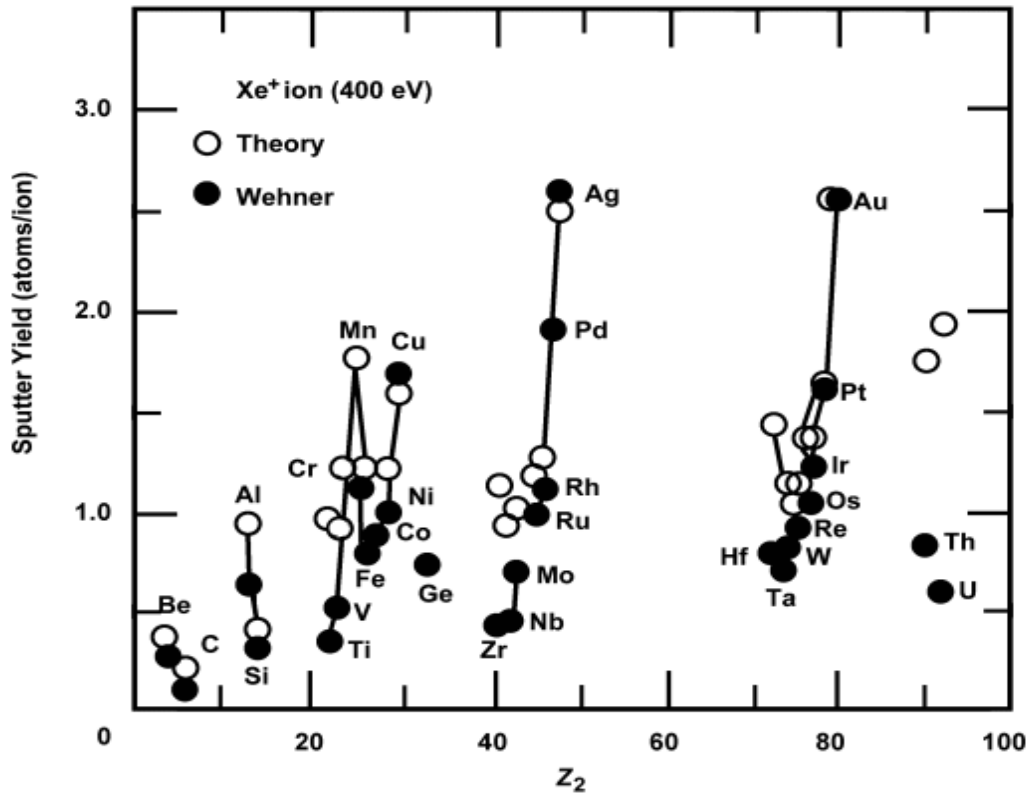
Şekil 2.15’te karşılaştırılan ölçümler ve 1 keV altındaki enerjilerde saçırma verimleri gösterilmiştir. U_0 yüzeye bağlanma enerjisi ile ilgilidir. Elementlerin U_0 değerleri çizelge 2.4’te Gschneidner tarafından oluşturuldu. Şekil 2.16’da ise Kr iyonları için polikristal bakırın saçırma verimi gösterilmektedir.



Şekil 2.14. Sigmund’a göre α değerleri (Sigmund 1969)

Çizelge 2.3. Thomas-Fermi etkileşimleri için azalan nükleer durdurma kesit alanlarının değerleri (Sigmund 1969)

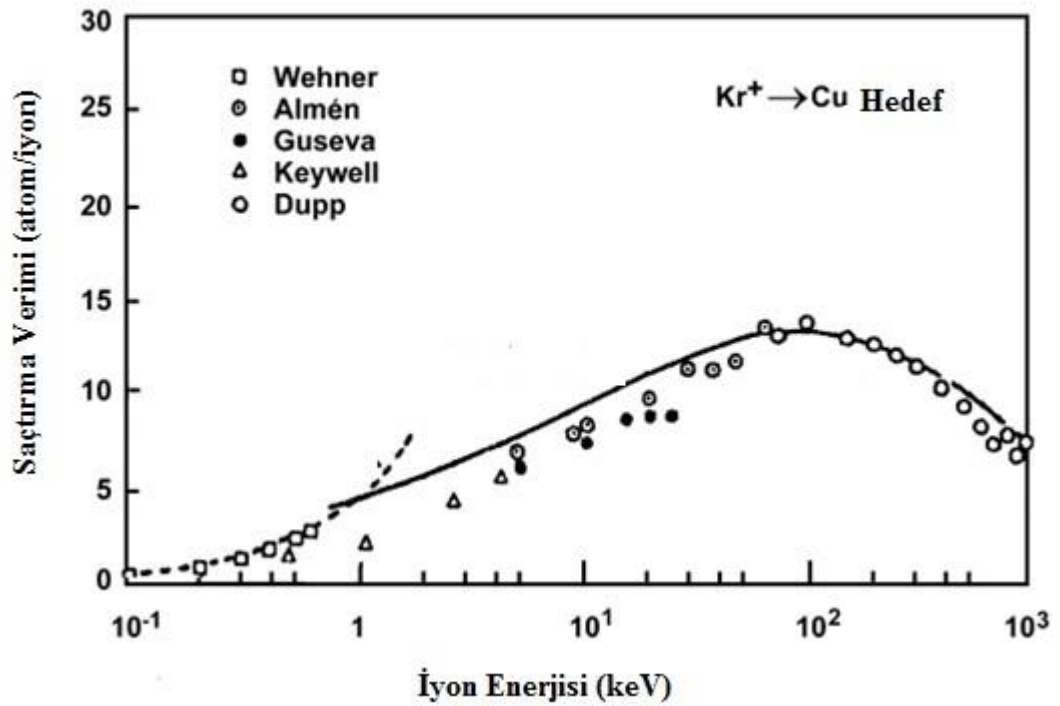
ε	$S_n(\varepsilon)$	ε	$S_n(\varepsilon)$
0.002	0.120	0.4	0.405
0.004	0.154	1.0	0.356
0.01	0.211	2.0	0.291
0.02	0.261	4.0	0.214
0.04	0.311	10	0.128
0.1	0.373	20	0.0813
0.2	0.403	40	0.0493



Şekil 2.15. Sigmund teorisi ile karşılaştırılan çeşitli elementler için saçırma verimi (Sigmund 1969)

Çizelge 2.4. Bazı elementlerin yüzeye bağlanma enerjisi (Gschneidner *et al.* 1964)

Hedef U_0 (eV/Atom)	Li 1.68	B 5.73	C 7.42	Mg 1.55	Al 3.36	Si 4.69
Hedef U_0 (eV/Atom)	Ti 4.90	Cr 4.12	Mn 2.92	Fe 4.34	Co 4.43	Ni 4.47
Hedef U_0 (eV/Atom)	Zn 1.35	Ga 2.82	Ge 3.88	Se 1.74	Sr 1.70	Y 4.25
Hedef U_0 (eV/Atom)	Zr 6.34	Nb 7.60	Mo 6.86	Ru 6.68	Rh 5.77	Ag 2.97
Hedef U_0 (eV/Atom)	Cd 1.16	In 2.49	Sn 3.12	Hf 6.34	Ta 8.12	W 8.68
Hedef U_0 (eV/Atom)	Ir 6.90	Pt 5.86	Au 3.80	Hg 0.64	Pb 2.03	Bi 2.17

**Şekil 2.16.** Sigmund tarafından hesaplanan saçtırma verimi (Sigmund 1969)

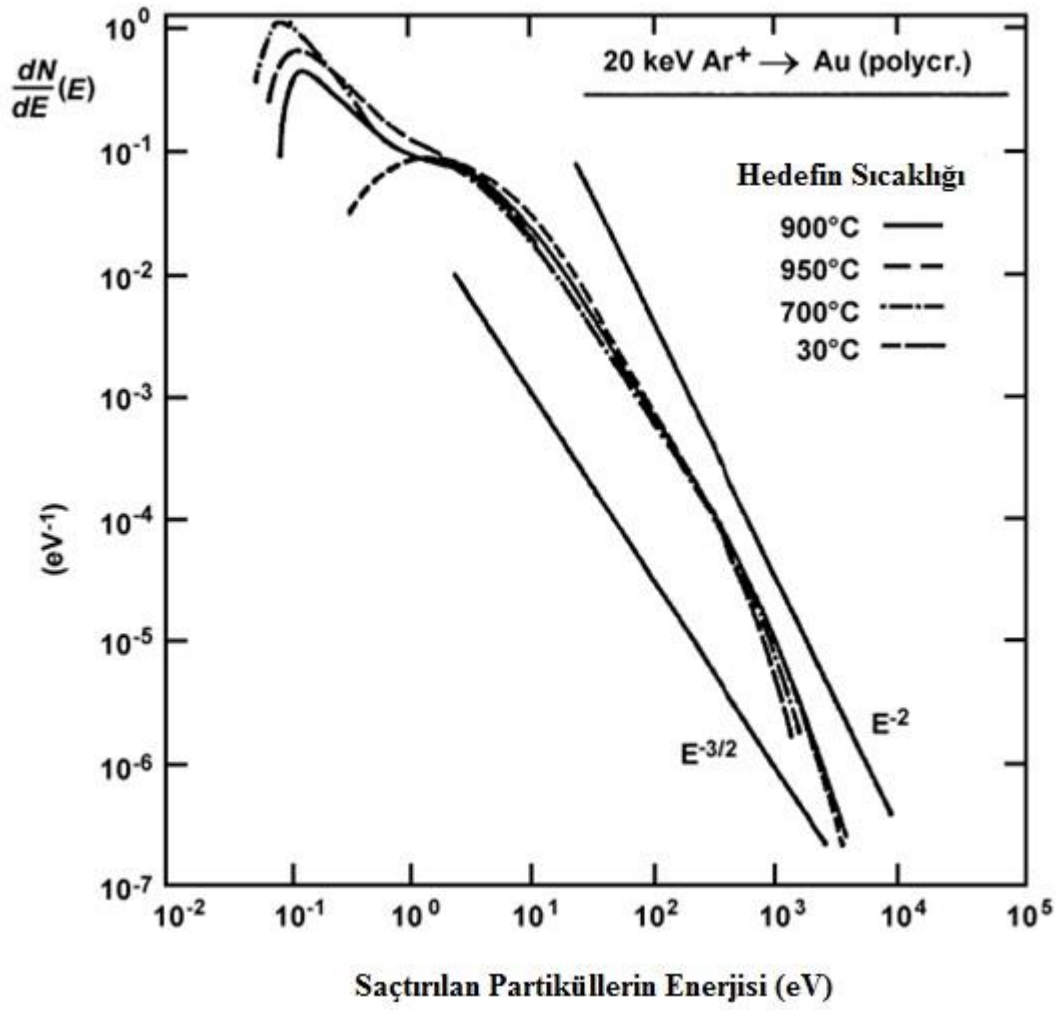
Sigmund tarafından geliştirilen lineer çağlayan teorisi amorf ya da polikristal hedeflerin saçtırma davranışları için hesaplanabilir. İzotropik çarpışmalar içeren tek kristal hedef, düşük enerji bölgesinde belli bir açı ile gelen iyonlar bu teorisin dışında kalır.

Çarpışma çağlayanının atomik doğası yalnızca temel bilim olarak değil aynı zamanda katılardaki teknolojik uygulamalarda da önemli gelişmelerin yolunu açmıştır. Bunlar iyon implantasyonu, saçtırma ve radyasyon zarar süreçlerini içermektedir. Yüzey analiz metotları örneğin AES, ESCA ve SIMS alaşımların saçtırma özelliklerinin belirlenmesinde faydalıdır (Saeki *et al.* 1978).

Hofer, lineer çağlayan modelini kullanarak modern saçtırma teorisini geliştirdi ve açı, enerji ve kütle dağılımlarını gösterdi (Hofer, 1991). Ayrıca Thomson saçtırma modeli üzerine çalışmalar yaptı (Thomson *et al.* 2002); time of flight tekniğini kullanarak saçtırılan altın atomların hızlarını ölçtü ve kendi lineer çağlayan modeli ile bu elde ettiği sonuçları karşılaştırdı. Polikristal altın hedeflerde yapılan deneylerde farklı enerjilerde enerji spektrumları (10, 20 ve 40 keV) olduğu görüşmüştür, asimetric pik yaklaşık 2 eV'dur. Thomson lineer çağlayan modelinde saçtırılan parçacıkların enerji dağılımlarını göstermiştir.

$$\frac{dY}{dE_0} \propto \frac{E_0 U_b}{(E_0 + U_0)^3} \quad (3.1.40)$$

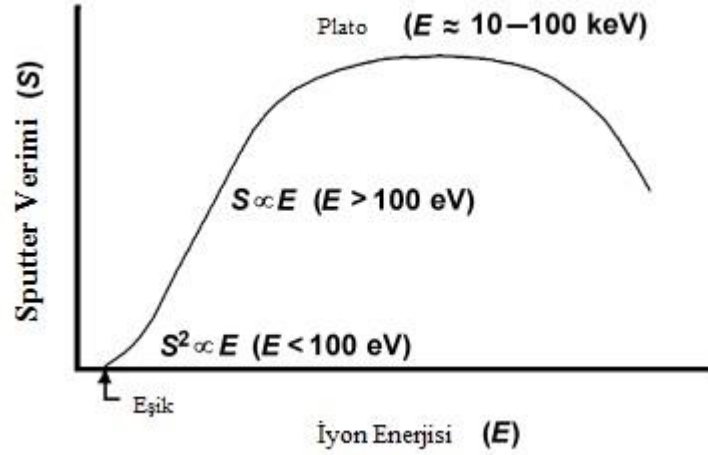
Burada E_0 gelen iyonun enerjisini gösterir ve U_0 ise hedef malzemenin yüzeye bağlanma enerjisini gösterir. Deneysel gözlemler denklem 3.1.40'da çok daha iyi anlaşılmasını sağlar. Sigmund teorisi lineer çağlayanda çarpışmaların daha iyi anlaşılmasını sağlar. Fakat hala elde mevcut olan deneysel sonuçlar ve lineer çağlayan teorisini açıklayacak teorik bir açıklama mevcut değildir. Thomson şekil 2.17'te deneysel olarak enerji spektrumunu gösterdi, hedef yüksek sıcaklıklarda tutulduğunda termal sıcaklık eğrileri saçtırmanın varlığını göstermektedir.



Şekil 2.17. Yüksek sıcaklıklarda enerji dağılım değişimleri (Thomson *et al.* 2002)

2.3. İyon Enerjisi

Şekil 2.18 gelen iyonların enerjilerine bağlı olarak saçtırma verimindeki değişimler gösterilmiştir. Şekilden şunlar çıkarılır:



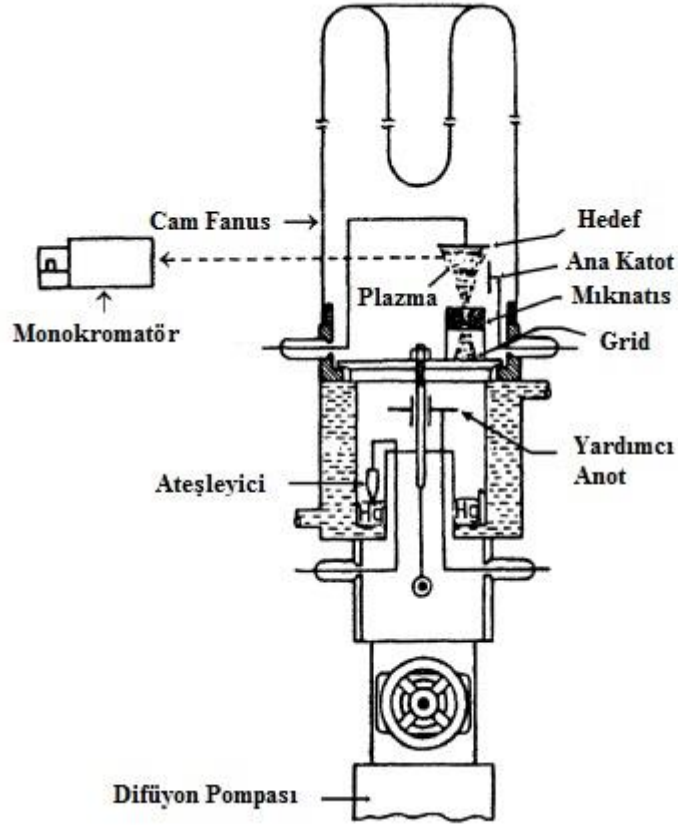
Şekil 2.18. Gelen iyon enerjisine bağlı saçırma verimindeki değişimler (Wasa *et al.* 2003)

1. Düşük enerji bölgesinde saçırma olayı eşik enerji ile ortaya çıkmaktadır.
2. Saçırma verimi yüksek enerjili bölgede maksimum değeri gösterir.

Saçırma Hull tarafından 1923 yılında eşik enerjinin gözlenmesi ile başladı. Hull gelen iyonun enerjisinin kritik enerji değerini aştığında (20-30 eV) gazlı doğrultucu içerisindeki Th-W (thorium-tungsten) termoiyonik katodun zarar gördüğünü buldu (Hull *et al.* 1923). Araştırmacılar saçırmanın eşik enerjisi üzerinde çalışmalar yaptılar çünkü saçırma mekanizması ile doğrudan ilişkiliydi. Eşik enerji değerini 50 ile 300 eV (Holland 1961; Wehner 1956) aralığına sahip olduğunu buldular. Elde edilen sonuçlarda bir şüphe vardı çünkü eşik enerjisinde katottun kütle kayıpları gelen iyon başına 10^{-4} katkı söz konusuydu. Katot, eşik enerjisi bölgesinde kirlenmelere oldukça hassastır. Ayrıca iyonun gelme açısına ve katot malzemesinin kristal yönelimi eşik enerji değerini aynı zamanda değiştirmektedir.

1962 yılında Stuart ve Wehner spektroskopik metot ile güvenilir bir eşik enerjisini hesapladılar (Stuart *et al.* 1962). Eşik enerjisini 15-30 eV civarında gözlemlediler, benzeri gözlemleri Hull, katot malzemenin buharlaşma sıcaklığı kabaca dört kere hesaplamıştır.

Stuart ve Wehner bir gaz deşarj tüpünü (şekil 2.19) kullandı (Stuart *et al.* 1962). Hedef düşük basınçta civa deşarjı ile üretilen bir plazma içine gömülmüştür. Soy gaz deşarjında cıvanın basıncı 10^{-5} torr ya da daha düşüktür. Cıvanın basınç yoğunluğunu azaltmak için hedefin sıcaklığı 300°C civarında tutulur. Saçtırlan hedef atomları plazma içinde uyarılmış haldedirler ve karakteristik bir spektrum yayarlar. Düşük enerjideki saçtırma verimi spektral çizgilerin yoğunluğuna göre belirlenir. Bu teknik hassas kütle ölçüm tekniklerine duyulan ihtiyaçları ortadan kaldırır.



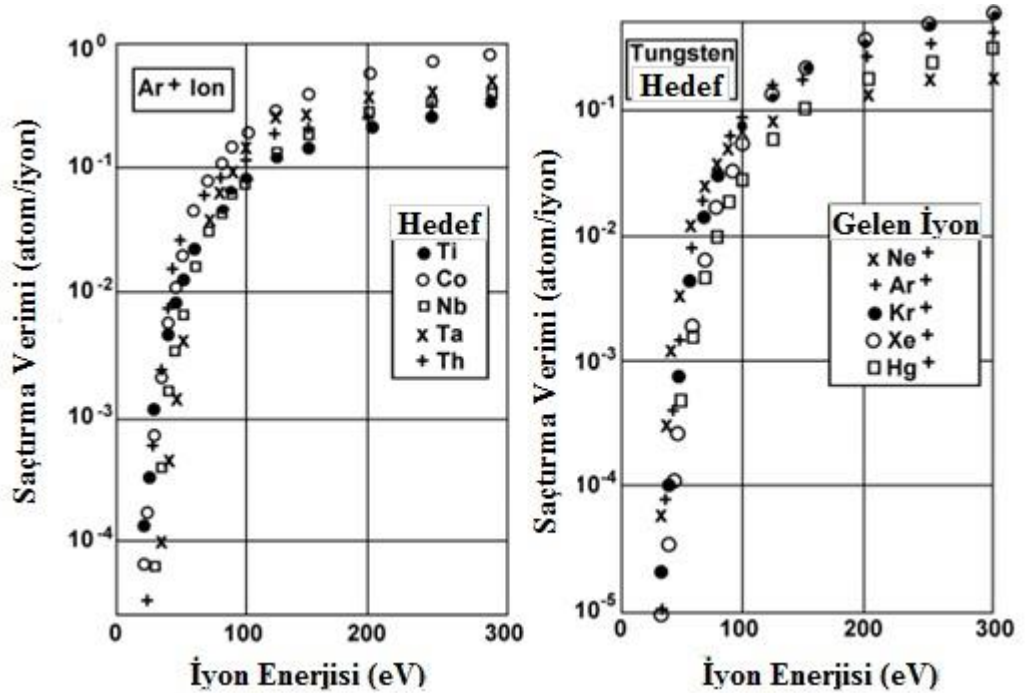
Şekil 2.19. Eşik enerjinin ölçülmesi için deneysel gaz deşarj tüpü (Stuart *et al.* 1962)

Düşük enerji bölgesindeki saçtırma verimi Şekil 2.20’de görüldüğü gibi Stuart ve Wehner tarafından ölçüldü. Saçtırma veriminde eşik enerji değerinin belirlenmesi gelen iyon başına 10^{-5} ile 10^{-4} civarındadır. Çizelge 2.5’te çeşitli hedefler için spektroskopik metotlar kullanılarak saçtırma için gerekli olan eşik enerjisi gösterilmiştir (Harrison *et al.* 1961; Stuart *et al.* 1962).

Çizelge 2.5'te elementlerin eşik enerji değerleri çok farklı olmadığı görülmektedir. Düşük eşik enerji değerleri yani buharlaşma enerjisinin yaklaşık dört katına eşittir, tabloda çeşitli elementler için verilen değerler görülmektedir.

Eşik enerji aynı zamanda saçtırma süresince oluşan çarpışmalara da oldukça bağlıdır. Yüksek eşik enerjisi ilk çarpışmada geri saçılan hedef atomları püskürtüldüğü yerde çarpışma serisi olduğu kabul edilmektedir. Düşük değerler çoklu saçtırma çarpışmalarında gözlenebilmektedir. Gelen iyonun açısı 40° ve 60° civarında olduğunda çoklu saçtırma çarpışmaları minimum eşik enerjisinde olduğu kabul edilmektedir.

Saçtırma verimi, Y , gelen iyonun enerjisinin E ile değişmesiyle değişmektedir. Düşük enerji bölgesindeki eşik enerjisi için Y enerjinin karesi ile uyumludur (şekil 2.18). 100 eV civarındaki enerji bölgelerinde Y gelen iyonun enerjisi ile doğrudan orantılıdır (Wehner 1956). Bu enerji bölgesinde gelen iyonlar hedefin yüzey atomları ile çarpışır ve çarpışmadan dolayı çok sayıda yer değiştirmiş atomlar gelen iyonların enerjisi ile orantılı olacaktır.



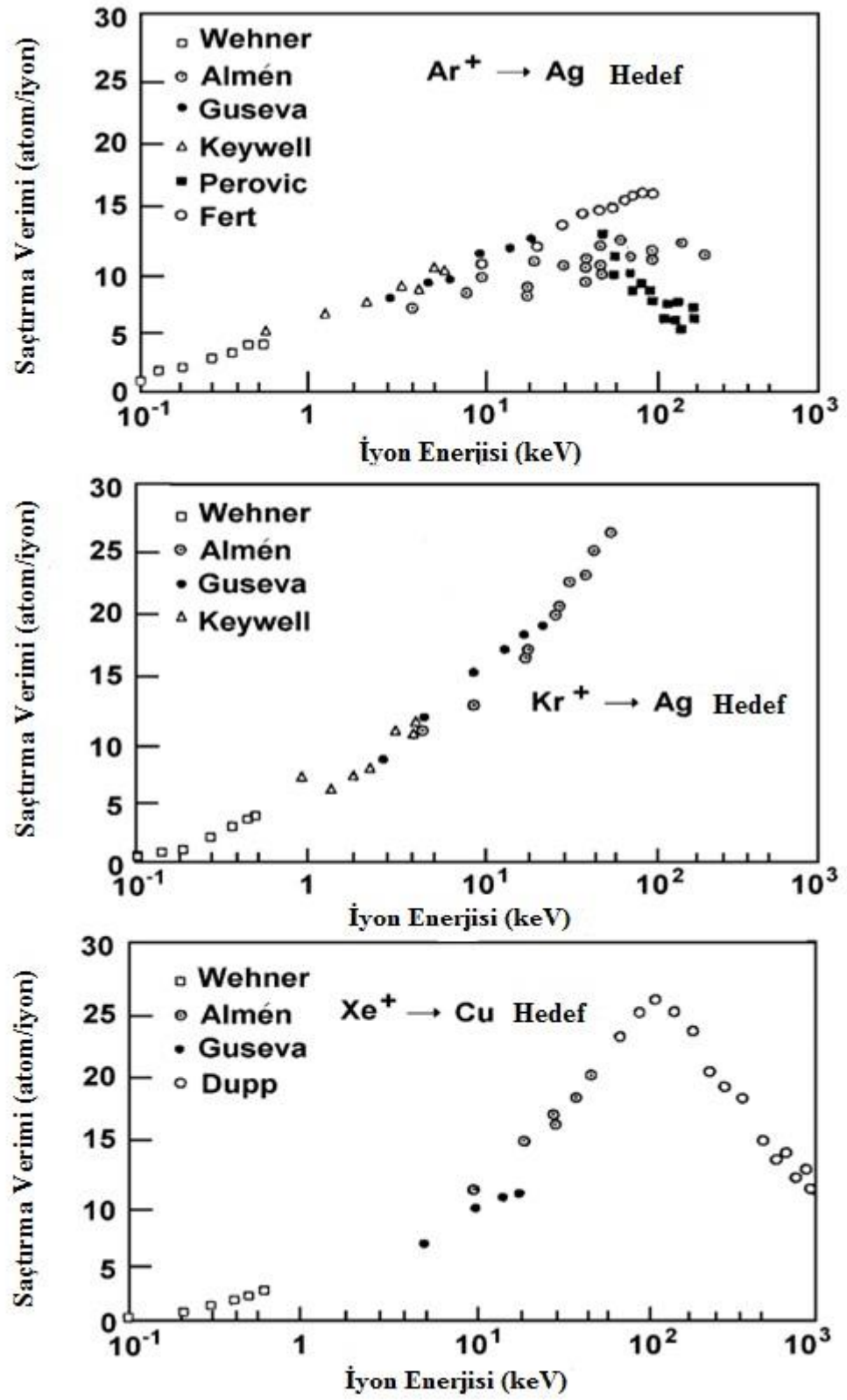
Şekil 2.20. Düşük enerji bölgesinde saçtırma verimi (Stuart *et al.* 1962)

10 ile 100 eV aralığındaki yüksek enerjili iyonlarda, gelen iyonlar hedef yüzeyin içine doğru hareket ederler ve saçtırma verimi yüzey saçılmalarından etkilenmez fakat hedef içindeki saçılmalarından etkilenir, 10 eV civarında saçtırma verimi hedefin içine giren gelen iyonlar enerjilerini kaybettiklerinden dolayı azalacaktır.

Maksimum saçtırma verimi iyon enerji 10 keV civarında görülmektedir. Şekil 2.21’de Sigmund (Sigmund 1969) tarafından rapor edilen saçtırma oranı enerjiye bağlı olduğu görülmektedir.

Çizelge 2.5. Çeşitli malzemeler için saçtırma eşik enerjisi ve verimleri (Harrison *et al.* 1961; Stuart *et al.* 1962)

Hedef Materyal	Bombardıman İyonları					Buharlaştırma Isısı (eV)
	Ne	Ar	Kr	Xe	Hg	
Be	12	15	15	15	-	-
Al	13	13	15	18	18	-
Ti	22	20	17	18	25	4.40
V	21	23	25	23	25	5.28
Cr	22	22	18	20	23	4.03
Fe	22	20	25	23	25	4.12
Co	20	25	23	22	-	4.40
Ni	23	21	25	20	-	4.41
Cu	17	17	16	15	20	3.53
Ge	23	25	22	18	25	4.07
Zr	23	22	18	25	30	6.14
Nb	27	25	26	32	-	7.71
Mo	24	24	28	27	32	6.15
Rh	25	24	25	25	-	5.98
Pd	20	20	20	15	20	4.08
Ag	12	15	15	17	-	3.35
Ta	25	26	30	30	30	8.02
W	35	33	30	30	30	8.80
Re	35	35	25	30	35	-
Pt	27	25	22	22	25	5.60
Au	20	24	25	25	-	3.80
Th	20	24	25	25	-	7.07
U	20	23	25	22	27	9.57
Ir		8				5.22



Şekil 2.21. Gelen iyon enerjisinin bir fonksiyonu olarak saçtırma verimi (Sigmund 1969)

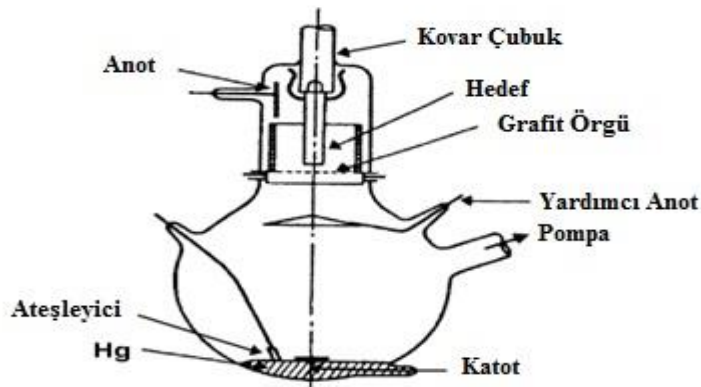
2.3.1. Gelen iyonlar ve hedef malzemeler

Saçtırma verim bilgileri saçtırma deposizyonu, aşınma, yüzey analizi ve radyasyon hasarları ile ilgilidir. İlk olarak saçtırma verimi soğuk katot deşarj tüpünde ölçüldü (Massey *et al.* 1952; Wehner 1955). Fakat bu ölçümler güvenilir verim bilgisi değildi ama gelen iyonlar ve saçtırılan atomlar sıklıkla soğuk katot deşarj tüpünde deşarj gaz molekülleri ile çarpışırlar.

Laegreid, Wehner ve Meckel 1959'da düşük gaz basıncı deşarj tüpünde güvenilir saçtırma verilerini elde ettiler (Laegreid *et al.* 1959). Şu anda bu veriler günümüz çalışmalarında yaygın olarak kullanılmaktadır. Şekil 2.22'de Wehner'in saçtırma sistemi görülmektedir (Wehner 1956; Laegreid *et al.* 1961). Sistem bir civa deşarj tüpüne dayanmaktadır. Deşarj bir termoiyonik civa katot tarafından düşük gaz basıncı altında sürdürülür. Deşarj gazı Hg için yaklaşık 10^{-3} torr, Ar için yaklaşık olarak $(2-5) \times 10^{-3}$ torr, Ne için ise 4×10^{-3} torr basıncıdır. Saçtırma verimi Y aşağıdaki ifade ile belirlenir.

$$Y = 10^5 W / Alt \quad (2.3.1)$$

Burada W saçtırma süresince (t) hedefteki kütle kayıplarını gösterir. I iyon akımı ve A ise hedef atomun atom numarasıdır.



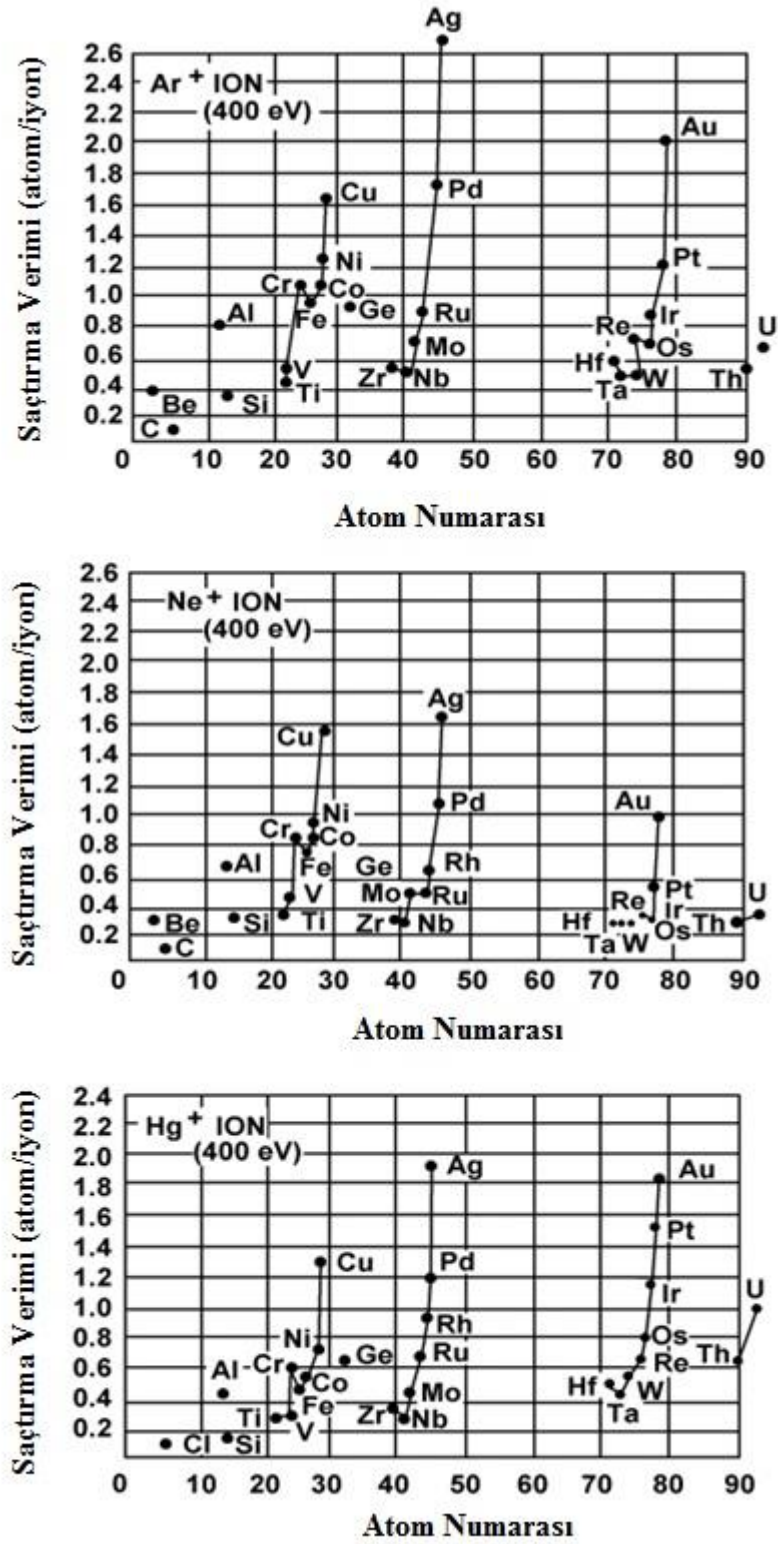
Şekil 2.22. Saçtırma ölçümleri için Wehner'in deneysel aleti (Wehner 1956)

Polikristal hedefler ölçümlerde kullanılmaktadır çünkü kristal yönelim etkileri ihmal edilebilir. Belirtilen bu verileri $Y/(1+\gamma)$ ile ilişkilidir, burada γ hedef malzemenin ikinci elektron emisyon katsayısıdır. Hedef malzemenin ve gelen iyonların kombinasyonun değişime bağlı γ değerleri çizelge 2.6'da gösterilmiştir (Brown 1959). Saçtırma deposizyonu için gelen iyon enerji aralığı Ar^+ için $\gamma=1$ olduğunda 1000 eV altındadır. Wehner'in verilerindeki hatalar özellikle ikincil elektron emisyonun etkileri hesaba katılmazsa %10 az olacaktır.

Şekil 2.23'de görüldüğü gibi saçtırma verimi elementlerin atomik numaraları ile değişmektedir. Çeşitli malzemeler ile karşılaştırıldığında saçtırma verimi elementlerin elektronik d orbitallerindeki doluluklarına bağlı olarak sürekli artmaktadır. Saçtırma verimi enerji transfer faktörü ile orantılıdır ve sert çarpışmalarda saçtırma verimi artacağından hedef atomlarının bir fonksiyonu olacaktır.

Çizelge 2.6. İkincil elektron katsayıları γ (Brown 1959)

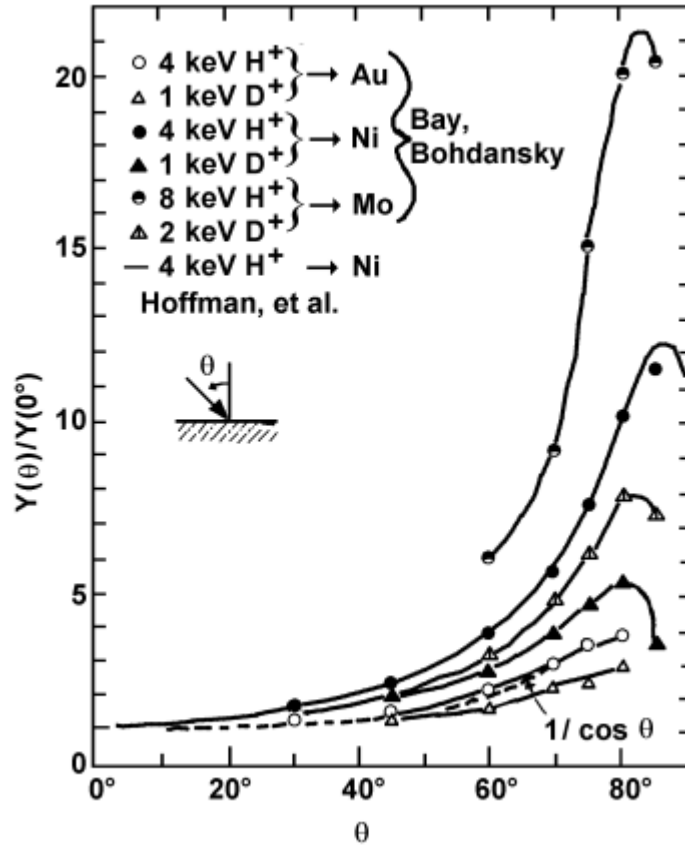
Hedef Materyal	Gelen İyon	İyon Enerjisi (eV)		
		200	600	1000
W	He ⁺	0.524	0.24	0.258
	Ne ⁺	0.258	0.25	0.25
	Ar ⁺	0.1	0.104	0.108
	Kr ⁺	0.05	0.054	0.058
	Xe ⁺	0.016	0.016	0.016
Mo	He ⁺	0.215	0.225	0.245
	He ⁺⁺	0.715	0.77	0.78
Ni	He ⁺		0.6	0.78
	Ne ⁺			0.53
	Ar ⁺		0.09	0.156



Şekil 2.23. Ar^+ , Ne^+ ve Hg^+ atomlarının çarpmasıyla farklı atom numarasına sahip elementlerin saçırma verimi (Stuart *et al.* 1962)

2.3.2. Gelen iyonların açısal etkileri

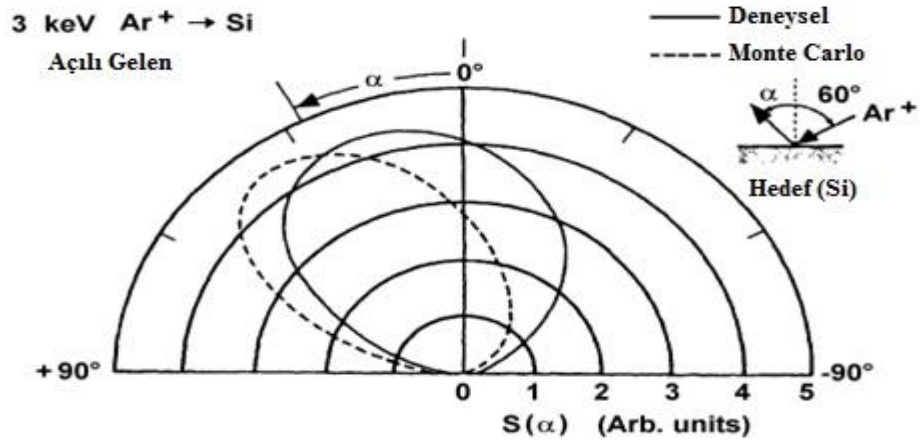
Saçtırma verimi gelen iyonun açısına bağlı olarak değişir. Fetz 1942’de gelen iyonun açısına bağlı olarak yoğun çalışmalar yapmış daha sonra Wehner bu konuda yayın yapmıştır (Wehner 1959; Wehner *et al.* 1960). Au, Ag, Cu ve Pt gibi metallerin yüksek saçtırma verimlerine sahip olduğunu açıya bağlı etkilerin çok az olduğunu görmüştür. Fe, Ta ve Mo saçtırma verimleri düşük ve açıya bağlı etkileri belirgin bir şekilde görülebilir. Verimin gelen iyonun gelme açısı ile artması ve maksimum verim 60° ile 80° arasında olduğu görülmektedir ve açısının artmasıyla verim azalmaktadır. Açının etkisi hedefin yüzey yapısı ile ilgilidir. Bununla ilgili birkaç teorik çalışmalar mevcuttur (Hoffmann *et al.* 1978). Bay ve Bohdansky tarafından elde edilen sonuçlar şekil 2.24’te görüldüğü gibidir (Anderson *et al.* 1981).



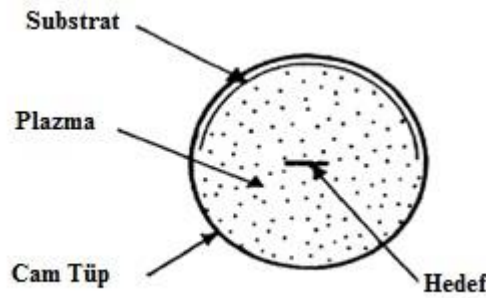
Şekil 2.24. Belli açı ile gelen iyonların saçtırma verimi (Anderson *et al.* 1981)

Şekil 2.25'te verimin açığa bağılılığı gösterilmiştir (Okutani *et al.* 1980). Atomlar tek bir doğru boyunda sölümektedir.

Normal açığa ile saçırlan atomların açısall dağılımını gelen iyonların enerji değışimine bağılı olarak değışmektedir. Seeliger ve Sommermeyer yüksek enerji bölgesinde 10 keV'da ölçümler yaptılar. Bu deneyde, görülen açısall dağılımlar Knudsen'nin kosinüs yasası ile ilgilidir ve bu termal buharlaşma süreçlerinde gözlenmiştir (Seeliger *et al.* 1935). Erhner ve Rosenberg 100 ile 1000 eV aralığındaki düşük enerji bölgesindeki açısall dağılımlarını ölçerek düşük basınçlı bir cıva deşarj tüpünde termal buharlaştırma sürecini gözlemlediler, Şekil 2.26.



Şekil 2.25. 60° açığa ile 3 keV enerjili Ar^+ iyonları ile bombardıman edilerek sölülen Si atomlarının açısall dağılımları (Okutani *et al.* 1980)



Şekil 2.26. Açısall dağılımın ölçülmesi için kullanılan basit saçırlama düzeneğı (Wehner *et al.* 1960)

2.4. Saçtırılan Atomlar

2.4.1. Saçtırılan atomların özellikleri

Saçtırma sisteminde hedef birkaç yüz elektrovolt enerjisine sahip iyonlar ile bombardıman edildiği zaman saçtırılan atomlar genellikle hedef malzemenin nötr atomlarından oluşur. Bu saçtırılan atomlar saçtırma sisteminin yük bölgesinde iyonize olurlar.

Woodyard ve Cooper 100 eV Ar iyonları ile bombardımanı sırasında saçtırılan Cu atomlarının özelliklerini kütle spektrometresi kullanarak analiz ettiler. Saçtırılan atomların %95'i tek Cu atomlarından oluştuğunu ve geri kalan %5 lik ise Cu_2 moleküllerinden oluşmaktaydı.

Yüksek enerjili iyonlar ile numune bombardıman edildiğinde numuneden sökülen atomlar kümeler halindedir. Herzog Al hedefin 12 keV Ar iyonları ile saçtırıldığında saçılan atomların Al_7 kümelerinin birleşiminde oluştuğunu göstermiştir. Xe iyonları ile bombardıman edildiğinde ise Al_{13} kümelerini gözlemlemiştir.

Alaşım hedefler için saçtırılan atomların özellikleri tek elementli hedefe benzemektedir. Düşük enerjilerde saçtırılan atomların çoğunluğu alaşımdaki tek elementlerin birleşiklerinde oluşmaktadır. Saçtırılan kümeler, iyon enerjisi 10 keV'dan daha yüksek olduğundan baskın hale gelmektedir.

2.4.2. Saçtırma mekanizması

Saçtırma için iki teorik model öngörülmektedir.

1. Termal buharlaşma metodu: yeterli enerji ile bombardıman edilen hedefin yüzeyi yeteri kadar ısınırsa buharlaşır.

2. Momentum transfer teorisi: kinetik momentuma sahip olan parçacıklar hedef atomlarına momentum transfer eder.

Termal buharlaştırma teorisi 1926 yılında Hoppel, 1935 yılında Sommermeyer ve 1944 yılında Townes tarafından önerildi. Şuanda termal buharlaştırma en önemli mekanizmalardan biri olarak kabul edilmektedir.

Momentum transfer teorisi 1908 yılında Stark ve 1934 yılında Compton tarafından ilk olarak önerildi. 1956 yılında Wehner tarafından detaylı çalışmalar yapıldı, en önemli mekanizması yalnızca termal buharlaşma değil aynı zamanda momentum transfer teorisini de içerdiğini savunmuştur.

Günümüzde, saçtırma bir katının yüzey tabakasında bir çarpışma çağılayanın olduğuna inanılmaktadır.

2.4.3. Saçtırmada çarpışmalar

Hedef atomun çekirdeği elektron bulutları ile çevrelenmiştir. Gelen iyon ile hedef arasındaki çarpışmaların türü, gelen iyonun enerjisi ve elektronun perdeleme derecesi ile belirlenir (Kotani *et al.* 1959). Elektron perdeleme etkisi Coulomb çarpışması ile belirlenir. İki atom arasındaki etkileşme aşağıdaki ifade ile verilir.

$$\pm \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \exp\left(-\frac{r}{a}\right) \quad (2.4.1)$$

Burada r gelen iyonlar ile hedef arasındaki uzaklık, $Z_1 e$ ve $Z_2 e$ sırasıyla gelen iyon ile ve hedef atomlarının çekirdek yükleridir ve a ise perdeleme çapıdır. Buradaki a değeri elektronu perdeleme derecesi ile değişir. Thomas-Fermi potansiyeli için, $a = c a_h / Z_3^{1/3}$

burada Bohr yarıçap ($a_h = \hbar^2 / m e^2$) ve $c \approx 1$ değerlerine sahiptir.

Elektronun perdeleme derecesi denklem (2.4.1)'de açıklanmıştır ve en iyi yaklaşım, iyon ile hedef arasındaki çarpışma türü ile belirlenir. Söz konusu bu atomlar arasındaki ilk çarpışmalar, en iyi yaklaşım mesafesi b ile verilir:

$$\frac{Z_1 Z_2 e^2}{b} = \frac{M_1 M_2 v_1^2}{2(M_1 + M_2)} \quad (2.4.2)$$

M_1 ve M_2 sırasıyla gelen iyonun ve hedef atomun kütleleri ve v_1 gelen iyonun hızıdır. Denklem (2.4.1) ve (2.4.2)'den denklem (2.4.3) elde edilir:

$$\frac{b}{a} = \frac{2Z_1 Z_2 e^2}{M_1 v_1^2} \frac{Z_2^{1/2}}{a_h} = Z_1 Z_2^{4/3} \frac{2R_h}{E} \quad (2.4.3)$$

Burada R_h Rydberg enerjisi ve değeri 13.5 eV ve E ise gelen iyonun enerjisidir.

Çarpışma durumları b/a oranı ile değişir. Yüksek enerjilerde gelen iyonlar (yani, $b/a \ll 1$), gelen iyonlar hedefin elektron bulutu ile nadiren etkileşir. Gelen iyonlar hedef atomlarınca saçılır. Bu Rutherford saçılmasına benzerdir. Düşük enerjilerde (yani, $b/a \gg 1$), gelen iyonlar hedefin elektron bulutuyla etkileşir. Klasik sabit küre modelinde çarpışmalar tanımlanabilir.

Orta enerjilerde hedef tabakanın yüzeyindeki çarpışma çağlayıcı saçtırma oluşumuna neden olur. Yüzeye yakın yoğun çarpışmalar, çarpışan atomların enerjisi ilk çarpışmada geri saçılan iyonların enerjisinden çok daha az olacaktır. Denklem (2.4.3)'e göre bu önerilen yaklaşık değer $b/a \ll 1$ geçerli olacaktır, $b/a \ll 1$ yaklaşımı, ilk çarpışma için uygun olmayacaktır bu yüzden tüm saçtırma süreci boyunca basit küre modeli ile tam olarak açıklanamayacaktır. Basit küre modeli kabaca saçtırma modelini açıklayacaktır.

$b/a \ll 1$ ve b/λ için, çarpışma klasik Rutherford saçılmasıyla belirlenir ve burada λ gelen atomların dalga boyunu gösterir ($=\frac{h}{\mu v}$, $\frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}$ ve v ise gelen iyonların hızıdır). Farklı kesit alanları $R(\theta)dw$ (dw , bir elementin katı açısını gösterir) aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$R(\theta) = \frac{b^2}{8} \operatorname{cosec}^4 \frac{\theta}{2}, \tan \frac{\theta}{2} = \frac{b}{2p} \quad (2.4.4)$$

$b/a \ll 1$ ve b/λ için farklı kesit alanları $B(\theta)dw$ ifadesi:

$$B(\theta) = \frac{R(\theta)}{\left(1 + \left[\frac{\left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2}{\sin^2 \frac{\theta}{2}} \right] \right)^2} \quad (2.4.5)$$

Çarpışmalar arasındaki bu varsayımlar Born yaklaşımındaki Coulomb saçılma olayın gösterir.

$b/\lambda \gg b/a \gg 1$ için çarpışma elastik çarpışma teorisiyle açıklanır. Çarpışma izotropiktir ve toplam saçılma kesit alanı πR^2 ile ifade edilir. Denklem (2.4.3)'den gelen E enerjili iyon için $R = a \log(Z_1 Z_2 e^2 / RE)$ elde edilir. E küçük olduğu durumlarda R gelen partiküllerin atomik çapına yaklaşık olarak eşittir.

$b/\lambda < b/a$ için kesit alanı Born yaklaşımı ile hesaplanamaz, çarpışmanın izotropik olduğu yani $b/\lambda \ll \left(\frac{b}{a}\right)^{1/2}$ şartlarda Born yaklaşımı ile hesaplanır.

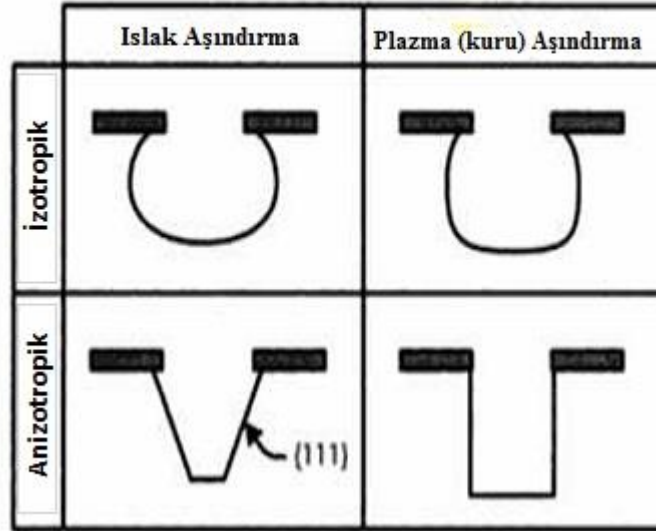
2.5. Aşındırma Süreçleri

Yarıiletken yongalar üzerinde fonksiyonel aygıt ve yapıların oluşturulmasında genellikle fotorezist kaplı numunenin üzerine desen aktarılır. Aşındırma sırasında bir maske kullanılarak önceden oluşturulmuş ince bir film üzerine ya da altlık üzerine doğrudan aşındırma yapılarak desen oluşturulabilir. Başarılı bir aşındırma için aşındırılan materyal ile kullanılan maskenin seçiciliği yeterli olmalıdır.

Genel olarak, aşındırma süreci iki sınıfa ayrılır: (1) ıslak aşındırma, burada materyal kimyasal çözücüler içinde daldırılarak çözülür; (2) kuru aşındırma, burada ise materyalden atom sökülür ya da reaktif iyonlar ya da bir gaz fazında aşındırma ürünleri kullanılarak çözülür. Farklılıklar isotropik, orta ölçekli aşındırma ve her materyalin aşındırma seçiciliği temeline dayanmaktadır. Tüm doğrultularda homojen isotropik aşındırma, kesit alanının bir özelliğidir. Aksine, isotropik olmayan aşındırmada ise çok iyi tanımlanmış düz bir yüzey tarafından boşluk ya da çukurların belirlenmesi ile sonuçlanır (Şekil 2.26).

2.5.1. Islak aşındırma

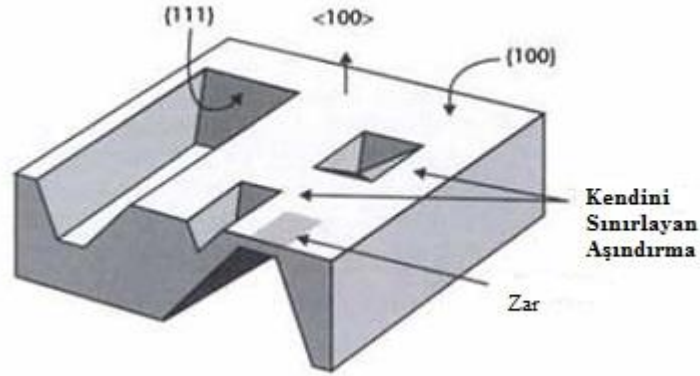
Islak aşındırmanın sulu çözeltileri çok basit bir teknolojiye sahip ve düşük maliyette fabrikasyon maliyeti sağlar bunlar ya isotropik aşındırma ya da isotropik olmayan aşındırma olabilir. Islak aşındırma, örnek üzerinde oluşturulan ince filmlerin aşındırmasında oldukça iyi sonuçlar vermektedir.



Şekil 2.27. Farklı aşındırma metotlarından çukur profillerin kesitlerinin sonuçları (Maluf *et al.* 1998)

Silikonun isotropik ıslak aşındırmalarının çoğu yaygın grupları HNA'dır, ayrıca iso-aşınma ve poli-aşınma olarak da bilinir. Hidroflorik (HF), nitrik (HNO_3) ve asetik (CH_3COOH) asitlerinin karışımı günümüzde bütünleşmiş aygıt fabrikasyonunda kullanılmaktadır. Aşındırma oranları 0.1 ile $>100 \mu\text{m}/\text{min}$ değerleri asit karışım oranlarına bağlıdır. Düzenli aşındırma ve maske tabakasının altına oyulmasının kontrolü oldukça zordur fakat aşındırıcı çalkalanarak düzenli aşındırma sağlanabilir.

İsotropik olmayan ıslak aşındırma yönelime bağlı aşındırma (ODE) olarak da bilinir çünkü aşındırma oranları kristal yönelimine bağlıdır, numunenin kristal yüzeyi aşınımının durmasına izin verir. İsotropik olmayan ıslak aşındırmada kristalografik düzlem kesişen olarak üç boyutlu yüzey yapılarının oluşmasıyla sonuçlanır (Şekil 2.28).



Şekil 2.28. Silikonun (100) yöneliminde kaviteletin isotropik olmayan aşındırma ile oluşumu (Maluf *et al.* 1998)

Islak aşındırma süreci, MEMS ve birleşik yarıiletken aygıtların oluşumunda altın eklenen tabakanın uzaklaştırılmasında yaygın olarak kullanılmaktadır. Fakat ıslak aşındırma sürecinde eklenen bu altın tabaklar uzaklaştırılabilirken aşırı metal kayıplarına neden olabilir, ıslak aşındırma kimyasallarının kullanımı ile ilgili çevresel ve güvenlik sorunlarını artırır ve oldukça pahalıdır. Alternatif olarak diğer bir seçici aşındırma olan EDP (etilen diyamin ve pirokatekol'un sulu çözeltisi) kullanılır. EDP oldukça zararlıdır ve buharı kanserojendir, gerektiğinde, işlem tesislerine yakın yerlerde kullanılmalıdır.

2.5.2. Elektrokimyasal aşındırma

İsotropik olmayan ıslak aşındırmada büyük aşındırma oranlarına ulaşmak ve zamana bağlı aşındırma oranının kontrolü oldukça zordur. Bazı uygulamalarda, örneğin mikro mekanik sensörler, ince zarların boyutsal kalınlığına bağlılığı ve düzgünlüğü 0.2 μm 'den daha iyidir. Kalınlık kontrolü epitaksiyel tabaka büyüme kullanılarak elde edilebilir.

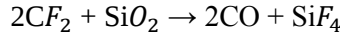
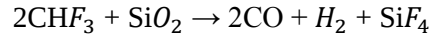
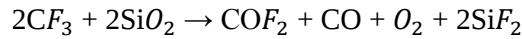
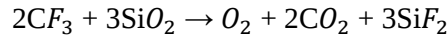
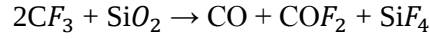
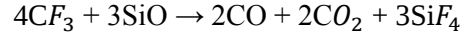
Bu metot elektrokimyasal aşındırma (ECE) olarak da ifade edilir. Bir n-tipi epitaksiyel tabaka p-tipinin kenarında n-tipinin üzerine bir voltaj uygulandığında elektriksel iletme izin verilen p-n diyot yapılarının oluşumlarında p-tipi yonganın üzerine büyütülür. ECE süresi boyunca, uygulanan potansiyel p-n bağlantı noktaları voltajı ters çevirir ve p-tipi tabaka elektrik alan içerisine bırakılarak aşındırma yapılır. Aşındırma reaksiyonu p-tipi tabaka tamamen uzaklaştırıldığında n-tipi malzemenin kalmasıyla aşındırma biter. Örneğin standart bir elektrokimyasal süreçte, sodyum hidroksit tungsten ile etkileşir ve tungsten aşındırılarak uzaklaştırılır. Tam aşındırma işlem sürecini, tamamlanma hızı aygıtın elektrik akımının kesilmesine bağlıdır (Gad-el-Hak 2006).

2.5.3. Plazma aşındırma

IC endüstrisinde aygıtların geliştirilmesi ve Moore yasasına bağlı kalınarak aygıtların bütünleşmiş kompleksliğinin artması plazma aşındırma ile gelişmektedir. Temel olarak aşındırma mekanizmasının anlaşılması ile aygıt uygulamalarının gelişim süreçlerini de hızlandırmıştır. Aşındırmanın her bir adımı olan aşındırma oranı, profil, seçicilik ve tabaka boyunca olan düzgünlük aşındırmanın karakteristik temel özellikleri arasındadır. Aşındırma mekanizmasının çok iyi anlaşılması ile yeni yapıların gelişim süreçlerinde en iyi koşulların seçilmesine izin vermektedir.

RIE tümleşik devrelerde kritik üretim süreçlerinde ortaya çıkmıştır. RIE yüksek aşındırma yönelimini sağlar, ıslak aşındırmada elde edilemeyen baskı transferini doğru bir şekilde sağlar. RIE içeren fiziksel ve kimyasal mekanizmalar plazma ortamının

kimyasal ve fiziksel doğallığından dolayı çok karmaşıktır. Örneğin, SiO_2 oluştuğunda kabul edilen kimyasal reaksiyonlar kloroform plazma içinde aşındırılır (Baker 1996).



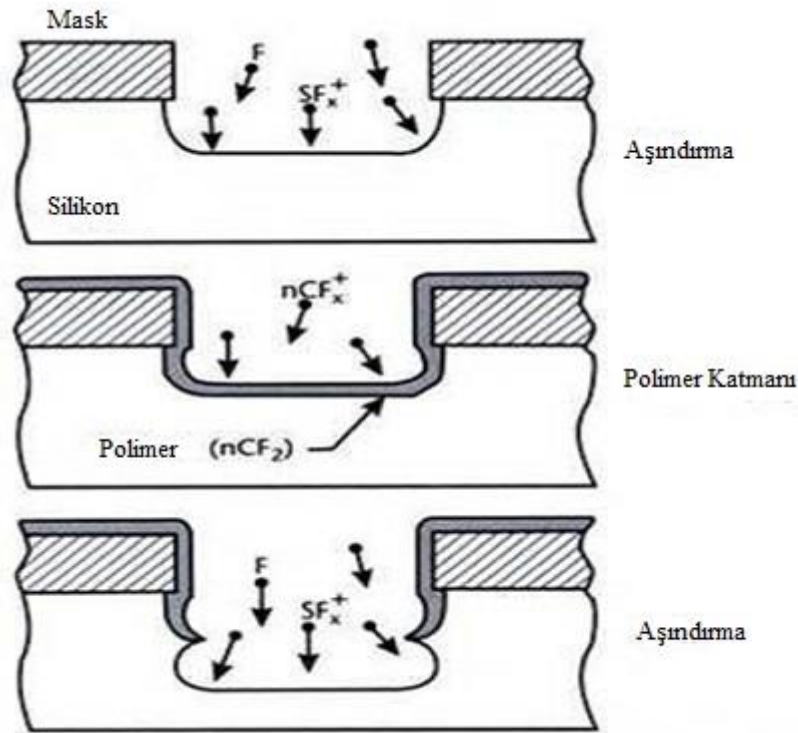
Aşındırmanın kalitesi aşındırma oranı, anizotropik, seçicilik ve düzensizlikleri karakterize olunabilir. Aşındırma oranı birim zamanda numuneden uzaklaştırılan materyalin miktarıdır. Seçicilik plazmanın aşındırma oranının ölçümüne bağlıdır. İsootropik olmayan yatay aşındırma ve alttan aşındırma minimize edilerek dikey aşındırma yapılabilir. Değişmezlik, yonga yüzeyi üzerinde sabit bir aşındırma oranının sağlanması ve tek yonga işlemciler için önemli bir parametredir. 65 nm ve 45 nm tasarım kuralları ile aygıt yaklaşımı ve Si, SiO_2 , Si_3N_4 ve diğer filmler arasında iyi aşındırma seçiciliği nihai ürün bütünlüğü için oldukça kritik hale gelmektedir.

Bazı filmlerin aşındırılması, örneğin silikon nitrat (Si_3N_4) yarıiletken yonga filmler ve gelecekte mikro elektroniklerin asıl bir parçasını oluşturmaya devam edecektir. Si_3N_4 bilinen en önemli özelliklerinden biri ise birikme kolaylığı, aşındırma maskenin özellikleri ve kararlılığı içermesidir. Kararlı Si_3N_4 filmler çeşitli materyallerde kullanılır örneğin kapı elemanı, aşındırma ve CMP durdurması, yansıtmayan kaplamalar ve sert maskeler (Gelder *et al.* 1967; Deckert 1980).

RIE popüler ıslak aşındırmaya ek olarak Si_3N_4 aşındırıcı için geliştirilmiş bir metottur. Kullanılan gaz türleri örneğin CH_xF_x 20 nm/dk aşındırma oranı sağlar. RIE isotropik avantaj sağlar (dikey aşındırma profilleri sağlar). Fakat seçicilik genellikle ıslak aşındırmanın bir derece aşağısındadır (Gelder *et al.* 1967; Deckert 1980). RIE işlemi

genellikle polimerin uzaklaştırılması için ıslak bir temizleme yapıldığında polimerin yanal kenarlarının aşınmasını azaltmak için polimerin pasifleştirilmesi gerekir. Yüksek enerjilerde RIE plazma aşındırma yerel sıcaklığın artması, yongaya transfer edilen enerji miktarının tüketimi ve yüksek enerjili parçacıkların ya da yüklerin etkileşimlerinden aygıtın zarar görmesine neden olabilir (Deckert 1980; Duck *et al.* 1993).

Popülaritesi hızlı bir şekilde büyümeye devam eden RIE özel bir alt sınıfı derin RIE'dir (DRIM). DRIM'de düşey aşındırma oranı RIE aşındırıcılar ve geleneksel plazmada 0.1 ile 0.5 $\mu\text{m}/\text{dk}$ daha fazladır. Bu süreçte yüzlerce mikron aşındırılmış derinliklerde dikey kenar duvarları elde edilebilir. İlk teknoloji Bosch süreci olarak bilinen temele dayanıyordu, Alman şirketi Robert Bosch tarafından sonradan patenti alınmıştır. Burada iki farklı gaz birleşigi reaktör içinde dönüştürülür. İlk gaz birleşeni örneğin üzerinde bir polimer ince film tabakası oluşturur ve ikinci gaz birleşeni ise oluşan polimer ince film tabakasını aşındırır (Şekil 2.29 görüldüğü gibi).



Şekil 2.29. Bosch işlemi kullanarak bir DRIE yapısının profili (Maluf *et al.* 1998)

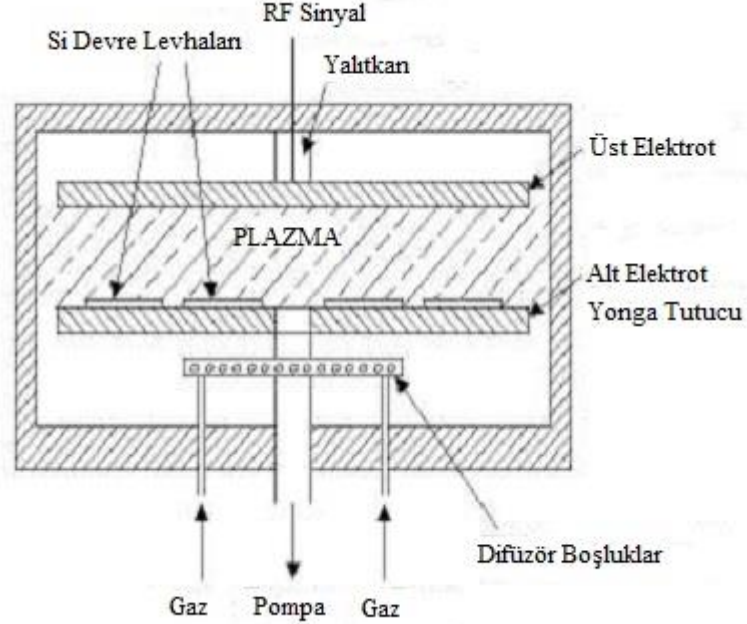
Aşındırma adımları hem dikey hem de isotropik karakterdedir, maskenin altının oyulması ile sonuçlanır, diğer bir sonuç ise beklenen aşındırma 1'e 50 oranında elde edilir. Süreç, bir silikon alttaş boyunca aşındırma kolayca yapılabilir ve aşındırma oranları ıslak aşındırma oranlarından 3-4 kat daha fazladır. DRIE limiti, oluşan çukurların (yükseklik ve genişlik oranı) aşındırma oranlarına bağlıdır. Bu etkiler aşındırmanın uzunluk oranına (ARDE) bağlı olarak bilinir. Sürecin geliştirilmesi her bir örnek model ve düşük ARDE için optimizasyon derinliği için gereklidir (Maluf *et al.* 1998).

Bosch yöntemi ile silikonun derin aşındırılması için indüktif çift plazma genellikle kullanılır. Çoğu indüktif plazma kaynakları bir yalıtkan kap etrafına bir ya da birkaç kere sarılan bir bobin içeren alandır ki radyo frekansında yoğun bir plazma üretilmesini sağlar. Bu tür plazma kaynaklarının en önemli avantajı sınırlı homojenlik sağlar ve kritik MEMS uygulamalarında verim düşüktür.

Şekil 2.30'da görüldüğü gibi RIE aşındırma iki paralel elektrot bir RF güç kaynağına bağlanarak farklı radikallerin kimyasal gazlar ile etkileşerek kimyasal aktif plazma oluştururlar. Başlangıçta plazma eşit miktarda pozitif ve negatif yükler içerir. Difüzyondan dolayı plazma içindeki yük tükenmesi plazma sınırlarında bir yüzey yük birikmesi ile sonuçlanır. Pozitif iyonlar vakum tüpü içerisinde hızlandırılır. Yüksek enerjili iyon bombardımanı, plazma potansiyeli tarafından kontrol edilir. Bu miktarı ölçmek oldukça zordur. Bunun yerine, elektrotların DC potansiyeli ölçülür.

Şekil 2.30'da görüldüğü gibi numune, reaktif nötral ve yüklü iyonlar ile etkileşir. Bu türler materyalin yüzeyi ile etkileşerek uçucu ürünler oluşur. Elektronlar iyonlara göre çok daha hareketli olduklarından aşındırma süreci boyunca elektrotlar karşısında oluşan DC ön besleme ile gerekli akım yoğunluğu sağlanmış olur. Ön besleme voltajı, iyonların etkileşiminin olduğu yonga üzerine doğru hızlandırır, numune üzerindeki birleşikler aşındırılır, polimerlerin oluşmasıyla isotropik olmayan aşındırma kolaylaşır.

Aşındırma iki farklı mekanizma ile oluşur: serbest radikallerin neden olduğu kimyasal aşındırma ve iyon bombardımanın neden olduğu fiziksel aşındırma.



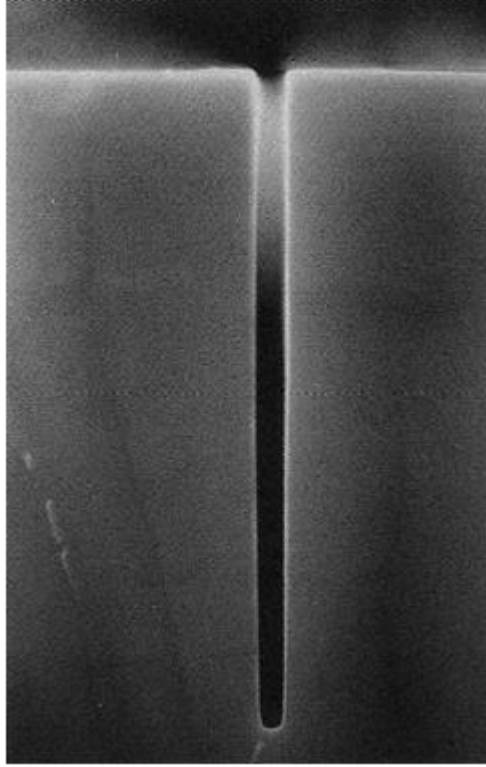
Şekil 2.30. Paralel tabakalar arısından aktif iyon aşındırma sistemi (Bosch-Charpenay 2002)

Yarıiletken üretim endüstrisinde yaygın olarak kullanılmasına rağmen, RIE için süreç kontrol teknikleri mevcut sensör teknolojinin yetersizliğiyle sınırlanır. Gerçek zamanlı ölçüm teknikleri süreç koşullarının düzenlenmesi için yeterlidir. Örneğin gaz akışı, RF güç ve basınç. Günümüze kadar geliştirilen süreç metotlarında aşındırma süreci boyunca yonganın gerçek zaman ölçümlerinin doğrudan elde edilmesini mümkün kılmıştır (Baker *et al.* 1998; Bosch-Charpenay 2002).

2.6. Malzemelerin Üretim Süreci

Kimyasal olarak aktif plazma deşarjı malzemelerin yüzey özelliklerinin değiştirmek için yaygın olarak kullanılmaktadır. Dünya endüstrisinde plazma üretim teknolojinin kullanımı hayati önem taşımaktadır. Plazma tabanlı yüzey süreçleri çok küçük boyuttaki bütünleşmiş devre (IC) üretimi için zorunlu hale gelmiştir. Örneğin bu süreçler

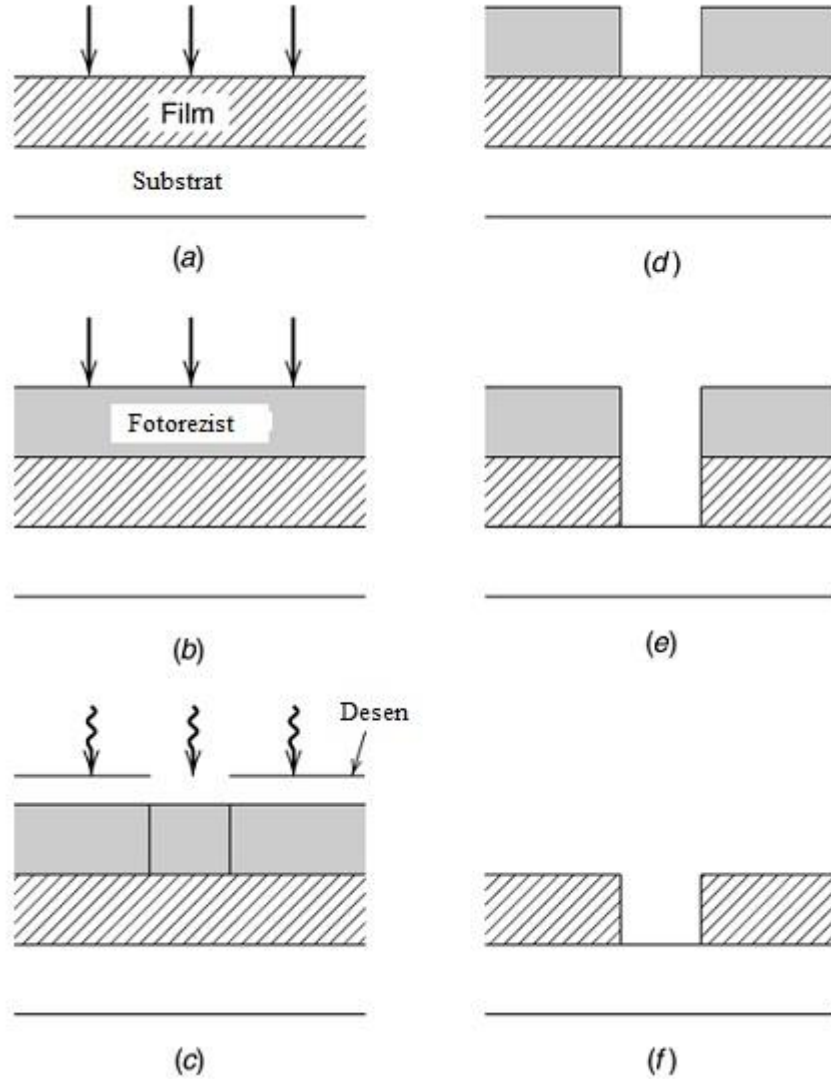
havacılık, otomotiv, çelik, biyomedikal ve endüstriyel toksit atıklarının kontrolünde kritik bir öneme sahiptir. Malzeme ve yüzey yapılarının oluşturulması herhangi bir ticari metot olmaksızın üretimleri sürdürülemez ve malzemelerin yüzey özellikleri farklı teknikler kullanılarak geliştirilebilir. Örneğin 0,2 μm genişliğinde 4 μm derinliğinde çukurlar silikon film ya da alttaş yüzeyi aşındırılabilir (Şekil 2.31).



Şekil 2.31. Tek kristal üzerinde plazma süreci ile oluşturulan çukur (genişliği 0,2 μm ve derinliği 4 μm). Oluşturulan bu çukurlar aygıtların yalıtımında ve bütünleşmiş devrelerde yük depolama kapasitörleri olarak kullanılır (Lieberman *et al.* 2005).

Plazma sürecinde; argon veya oksijen deşarjları alüminyum, tungsten ya da yüksek sıcaklıktaki süper iletken filmlerin aşındırılmasında ve biriktirilmesinde, oksijen deşarjları silikon üzerine SiO_2 filmlerin büyütülmesinde, sırasıyla $\text{SiH}_2\text{Cl}_2/\text{NH}_3$ ve $\text{Si}(\text{OC}_2\text{H}_5)_4/\text{O}_2$ deşarjları plazma destekli kimyasal buhar biriktirme (PECVD) metodu kullanılarak Si_3N_4 ve SiO_2 filmlerin oluşmasına; BF_3 deşarjları silikon üzerine B gibi bir dopant atomu eklenmesinde; $\text{CF}_4/\text{Cl}_2/\text{O}_2$ deşarjları silikon filmlerin uzaklaştırılmasında ve oksijen deşarjları fotorezist ya da polimer filmlerin

kaldırılmasında kullanılır. Bu tür adımlar (biriktirme ya da büyütme, katkılama veya aşındırma, aşındırma veya kaldırma) modern bir IC üretiminde kullanılmaktadır.

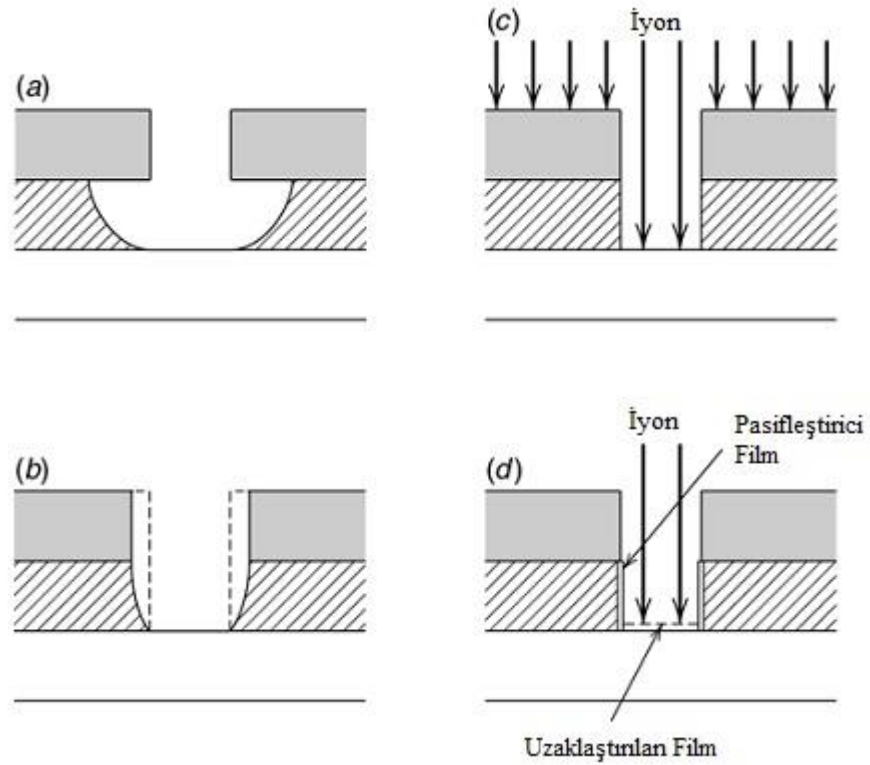


Şekil 2.32. Bir bütünleşmiş devrenin üretiminde biriktirme ve desen transferi a) metal biriktirme; b) fotorezist biriktirme; c) bir desen boyunca ışığa maruz bırakılması; d) fotorezistin son durumu; e) isotropik olmayan plazma aşındırma; f) geri kalan fotorezistin uzaklaştırılması (Lieberman *et al.* 2005)

Şekil 2.32a’da, ince film oluşturulur; b’de fotorezistin ince film üzerine homojen şekilde serilir. c’de fotorezist bir desen boyunca ışığa maruz bırakılır; d’de fotorezistin ışığa maruz kalan kısımları uzaklaştırılır ve geriye desenin fotorezist üzerindeki maskenin görüntüsü kalır; e’de bir aşınma süreci kullanılarak desen ince film üzerine

aktarılır; aşındırma süresi boyunca maske korunur; f'de ise geriye kalan fotorezist koruyucu maske uzaklaştırılır.

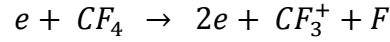
Şekil 2.31e'deki aşındırma sürecinde fotorezist maskesi metal film üzerine desenin düzgün bir şekilde transferi için düşey kenar boyunca hizalanması gerekir. Bu metalin düşey doğrultusu boyunca işlenmesi bir aşınma süreci ile elde edilir. Bu durumda yatay aşındırma oranı sıfırdır. Öyle ki isotropik olmayan aşındırmalar reaktif plazma süreciyle kolayca elde edilir. Şekil 2.33'te ise eşit miktarda düşey ve yatay aşındırma oranları üretildiği görülür. Boyut ve aralık özelliklerindeki azalma isotropik olmayan aşındırma süreci ile yapılmaktadır. Keskin bir dikey aşındırma bazen olmayabilir, bu durumda kenar açılarının kontrol edilmesi gerekir. Anizotropik IC üretiminde kritik bir süreç parametresidir ve plazma süreç teknolojisinin gelişmesinde önemlidir.



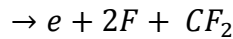
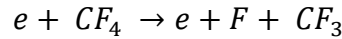
Şekil 2.33. Entegre aygıt üretiminde plazma aşındırma a) izotropik aşındırmaya örnek; b) fotorezist kenar duvarlarının aşındırma anizotropik film aşındırma kayıplarına neden olur; c) iyon bombardımanında anizotropik aşındırmanın rolü gösterilmiştir; d) anizotropik aşındırmada kenar duvarlarının etkisizleştirme rolü gösterilmiştir. (Lieberman *et al.* 2005)

Aşındırma süreci Şekil 2.32.d’de ve Şekil 2.32.e’de görüldüğü gibi filmin uzaklaştırılmasında uygulanır. Bu seçicilik IC üretimi için diğer bir kritik süreçtir. Islak aşındırma sonsuz seçiciliğe sahip olarak geliştirilmesine rağmen, yüksek seçicilik reaktif plazma aşındırma ile elde edilmiştir. Seçicilik ve anizotropik plazma aşındırma sürecinin tasarımında sürekli olarak kullanılmaktadır ve Şekil 2.33b’de sonuçları görülmektedir. Alttaş ve filmin seçiciliği kritik bir sorundur, istenilen filmin aşındırılmasından sonra plazmanın kapatılmasıdır. Fakat ince filmin kalınlığının ve aşınma oranının değişmesinden dolayı aşınma süreci belirlenmiş kesin bir zamanda durdurulamaz.

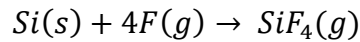
Bir plazma deşarjı kullanılarak silikonun aşındırılması için aşağıdaki gibi bir yöntem geliştirilmiştir. CF_4 gibi inert bir gaz ile başlanır. Elektron-nötr ayrışma iyonizasyonu ile deşarj uyarılarak plazmanın sürekliliği sağlanır.



Ve elektron-nötr ayrışmasıyla reaktif türler oluşur,



Aşındırılan F atomları silikon alttaş ile reaksiyona girer ve SiF_4 ürünü oluşur:

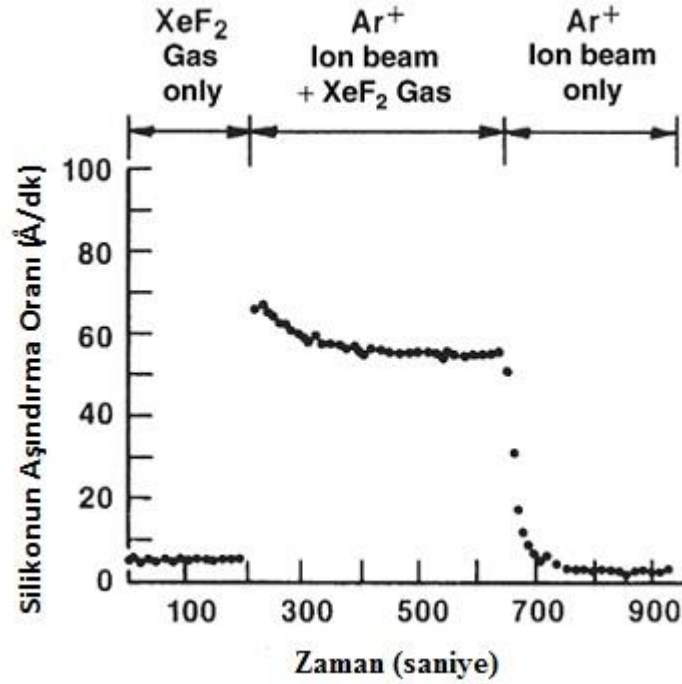


Burada s ve g harfleri katı ve gaz formlarını gösterir. Sonuç olarak oluşan ürünler ortamdan uzaklaştırılır. CF_4 silikon ile reaksiyona girmemesi önemlidir ve aşındırma ürünü olan SiF_4 uçucudur. Bu izotropik olarak silisyumun aşındırma sürecidir. Anizotropik aşındırma için, alttaşın yüksek enerjili (CF_3^+) iyonları ile bombardıman

edilmesi gerekir. Şekil 2.33.c ve d’de gösterildiği gibi enerjili iyonlardeşarj süresince çukurun ortasını aşındırarak ayrılır fakat kenar duvarlarını aşındırmaz, bu iki mekanizmadan biri anizotropik aşındırmaya neden olur. Ya iyon bombardımanı ile yüzey reaksiyon oranını artır (Şekil 2.33.c) ya da aşındırıcıların yüzeyi etkilemesi ile yüzeyi kaplayan pasifleştirici film uzaklaştırmış olur (Şekil 2.33.d).

Benzer olarak birdeşarjda ayrışmayla oluşan Cl ve Br atomları silisyum için iyi aşındırıcılardır. F atomu ve CF_2 molekülü SiO_2 için, fotorezist için O_2 ve Al için C atomları birer aşındırıcılardır. Tüm bu durumlarda aşındırma sonucu uçucu ürünler oluşur. Fakat F atomları alüminyumunu aşındırmaz ve bakır içinde iyi bir aşındırıcı değildir çünkü aşındırma ürünleri kabul edilebilir alttaş sıcaklıklarında uçucu değildirler.

Dengede olmayan aşındırma süreci yıllardır bilinmektedir, Şekil 2.34’te laboratuvar ortamında elde edilen veriler ile gösterilmiştir. Zaman bağılı olarak kimyasal dengede XeF_2 aşındırıcı gazının silisyumu aşındırma oranları gösterilmiştir ve devamında argon iyonları eklendiğinde aşındırma oranı on kat artmakta ve sadece argon iyonları ile yapılan aşındırma ise aşındırma oranı azaldığı görülmektedir.



Şekil 2.34. İyon destekli plazma aşındırmanın deneysel gösterimi (Coburn and Winters 1979)

2.7. İyon Aşındırma

İyon aşındırma fiziksel saçırma süresi boyunca malzemenin uzaklaştırılması olan reaktif olmayan aşınma sürecidir. Saçırma olarak da bilinen bu metot inert iyonlarla hedef yüzeyi bombardıman edilerek yüzey atomların uzaklaştırılması olarak da tanımlanır. Eşik enerjisinden büyük enerji ile yüzeye iyon gelirse, 10 eV civarında, yeterli enerjiye sahip bu iyonlar hedef yüzeyindeki atomları sökecektir. Sürecin enerji verimliliği oldukça düşüktür, yalnızca yüksek enerjili iyonlar yüzeye yakın atomları sökecektir, hedef yüzeyinden derinlere doğru ilerledikçe enerjilerini kaybedeceklerdir. Deneysel gözlemler gelen iyonların enerjilerinin %98 kaybeder buda numunenin ısınmasına ve hedefin zarar görmesine neden olur (Smith 1976).

Aşındırmanın reaktif olmayan mekanizmasından dolayı birkaç problem ortaya çıkmaktadır. İlk olarak, maske ile hedef arasında düşük aşındırma seçiciliğinin olmasıdır. Aşındırma oranı malzemenin saçırma verimini ifade eder, yani gelen iyon

başına malzemeden sökülen atom sayısıdır. Malzemelerin yaygın iyon aşındırma için aşınma oranları Çizelge 2.7’de verilmiştir.

Çizelge 2.7. 40 mA/cm^2 akım yoğunluğu ile 500 eV Ar iyonları ile malzemelerin aşınma oranları (Kaufman *et al.* 1987)

Materyal	Aşındırma Oranı ($\text{\AA}/\text{dk}$)
Co	550
Ni	660
Fe	530
Cu	1100
Pt	880
Cr	580
Ti	380
W	380
SiO ₂	400

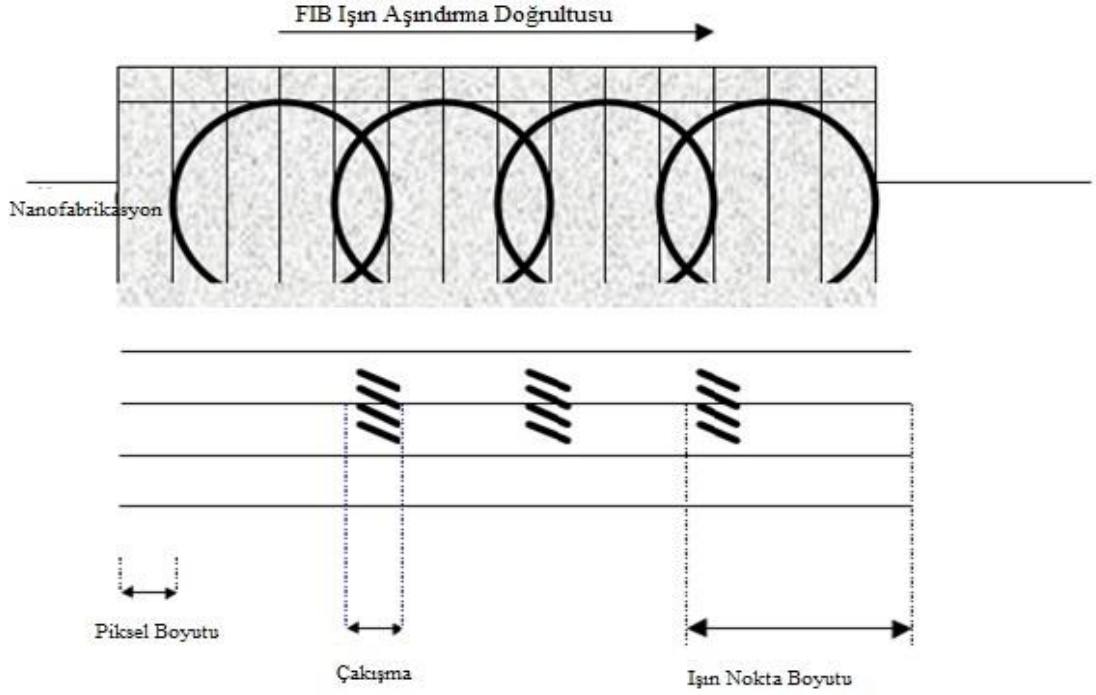
Bu nedenle maskenin kalınlığı aşındırılacak malzemenin kalınlığından birkaç kez daha kalın olmalıdır. İdeal durum maskenin sonsuz seçiciliğidir, maske aşındırma süresi boyunca etkilenmeyecektir. Aktif iyon aşındırma oldukça yüksek seçicilik sağlar, sıklıkla 10:1 oranında bir seçicilik vermektedir. Geliştirilmiş iyon aşındırma da, reaktif iyon aşındırma (RIBE) olarak da bilinir, saçtırma sırasında reaktif gaz olan oksijenin oluştuğu görülmüştür. Oksijenin olması reaksiyon sırasında hedefin aşınma oranını etkilememektedir fakat maskenin aşınma oranını azaltmaktadır. Maske olarak kullanılan malzemenin oksitlenmesi oksitlenmeden önceki halinden daha düşük bir saçtırma verimine sahip olacaktır. Bu koşullar altında, aşındırma seçiciliği hızlı bir şekilde artabilir (Cantegrel *et al.* 1973). Manyetik malzemelerin özellikleri oksidasyonla ya yok olur ya da değişir.

Çizelge 2.8’de farklı iyon demet akımları ve buna karşılık gelen aşındırma alan büyüklükleri görülmektedir.

Çizelge 2.8. Farklı iyon akımlarına karşılık gelen aşınma büyüklükleri (FIB manual for FEI 200 (1996))

Şua Akımı (pA)	Öğütülen Alan (nm)
1	8
4	12
11	15
70	25
150	35
350	55
1000	80
2700	120
6600	270
11500	500

Şekil 2.35’de çakışan ışınlar, piksel büyüklüğü ve öğütülen alanın büyüklük diyagramı gösterilmiştir. Bekleme süresi periyodik bir zamanda demetin belli bir pozisyonda kalmasındadır. Çakışma, demetin bir noktadan diğer bir noktaya hareket ettiğinde alanların üst üste gelmesi olarak tanımlanır ve alanın yüzeyi cinsinden hesaplanır. Aşındırma piksel büyüklüğü görüntünün toplam genişliğinin çalışma alanına oranı olarak hesaplanır. Aşındırma piksel çözünürlüğü ve aşındırma alan boyutu iyi tanımlanmış özelliklere uygun olmalıdır. %50 çakışma ve 0.1 μ s bekleme süresinde Si malzemesi için basit iyon aşındırma kullanılır. Bekleme süresi 0.4 μ s ve %0 çakışmada aşındırma koşulları gelişmiş bir aşındırma ile iyon aşındırma için kullanılmaktadır.



Şekil 2.35. FIB gerçekleştirilen şua aşındırma alan boyutu, çakışma ve piksel boyutunun şematik gösterim (FIB manual for FEI 200 (1996)).

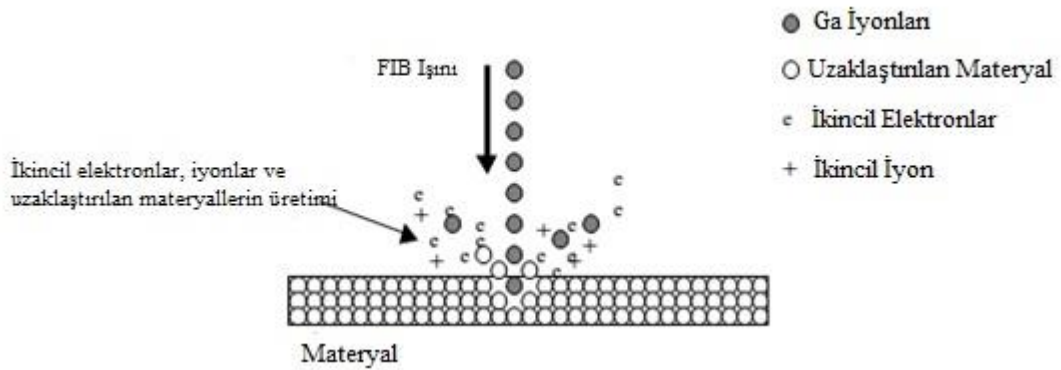
2.7.1. FIB'nın fonksiyonları

FIB çeşitli fonksiyonlara sahip örneğin görüntüleme, basit iyon aşındırma, geliştirilmiş aşındırma ile iyon aşındırma. Hem ikincil elektronlar hem de ikincil iyonlar görüntünün oluşturulmasında kullanılır. FIB sisteminde farklı materyallerin aşındırılmasında I_2 gazı kullanılır.

2.7.2. Görüntüleme

Örnek yüzeyi iyon demeti ile taranırsa elektronlar ve iyonlar numune yüzeyinden içeri girmeye başlar. İlk olarak Ga^+ iyonları ile yüzey taranır ve iyonlar yüzeyden 10 nm derinliğe doğru ilerler, bu derinlik malzemedan malzemeye değişir. İyon aşındırma sırasında ikincil elektronların verimi ikincil iyonların veriminden çok daha fazladır, bu nedenden dolayı FIB'de genellikle ikincil elektron modu kullanılır. İkincil iyon

görüntülenmesi orta seviyede probe akımından yüksek probe akımına doğru gidildikçe kaliteli görüntüler elde edilir (orta probe akımı 70 pA ile 350 pA aralığında ve yüksek iyon akımları ise 1000 pA ve üzeri akımlardır). Bu şua akımları ikincil iyonların oluşmasıyla artmaktadır. Düşük iyon akımlarında örneğin 4 pA ve 1 pA'de ikincil iyonlar tarafından oluşturulan görüntüler yeteri miktarda ikincil iyon oluşmadığından dolayı görüntü kalitesi düşüktür. FIB tarafından oluşan görüntüler SEM tarafından oluşan görüntülerden farklıdır, bu göreceli olarak iyonların boyutları elektronlardan büyük ve pozitif yüklü iyonlardan dolayı oluşmaktadır. Ga^+ iyonları FIB'deki etkileşim hacimleri elektronların FIB'deki etkileşim hacminden daha büyük ve SEM de ise daha düşük olmasından dolayı ikincil elektronlar ve ikincil iyonlar örnek yüzeyine yakın yerlerde oluşur. Şekil 2.36'da FIB aşındırma sırasında ikincil elektron ve iyonların oluşumunun şematik gösterimi gösterilmiştir.



Şekil 2.36. Ga^+ iyonlarının yüzey ile etkileşmesiyle oluşan elektronlar, iyonlar ve malzemenin aşındırılması (FIB manual for FEI 200 (1996))

2.7.3. Basit iyon aşındırma

FIB'de aşındırma oranı hedefe gelen iyon akımına, gelen iyonların olası etkileşmesi hedeften bir atom çıkarmasına, aşındırılan malzemenin tekrardan birikmesine ve gelen iyonların numune yüzeyi ile yaptığı açığa bağlıdır. FIB sisteminde her malzemenin aşındırma verilerini içeren veri dosyaları bulunmaktadır. Bu malzeme veri dosyaları, şua uygulama süreleri ve çakışmaları farklı malzemeler için kalibre edilmiştir. Yeni

malzemeler için bu parametreler yüksek aşındırma verimlerini almak için kalibre edilebilir.

Çizelge 2.9'daki farklı malzemelerin aşındırma oranları gösterilmiştir. Profilometre cihazı kullanılarak malzemenin ilk durumdaki kalınlığı ölçülüp daha sonra FIB'deki aşındırma zamanı gözlemlenerek aşındırma oranları hesaplanır. Aşındırma zamanı EPD tekniği kullanılarak ölçülür. 5 μm x 5 μm öğütülmüş alan boyutu aşındırma oranlarının hesaplamak için kullanılır.

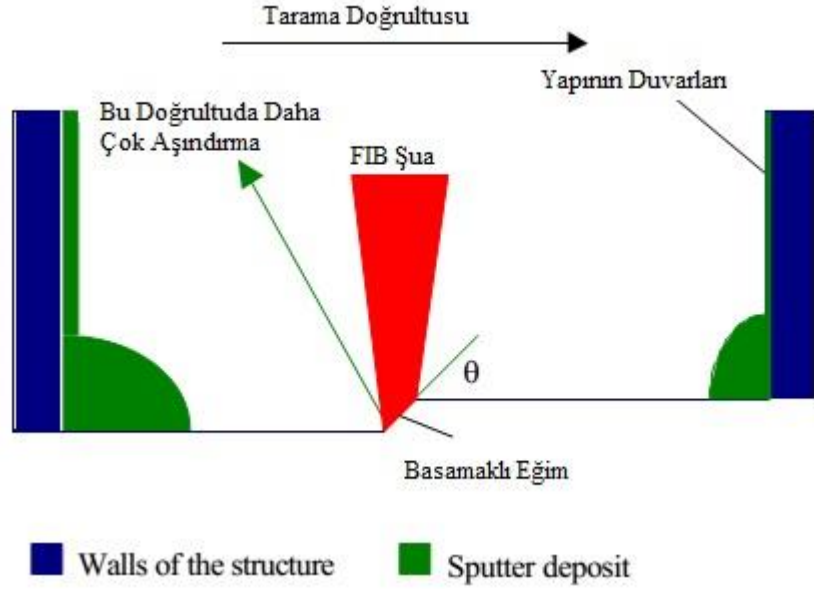
Çizelge 2.9. Basit iyon aşındırma ile farklı malzemelerin aşınma oranları (FIB manual for FEI 200 (1996))

Materyal	Basit İyon Aşındırma Oranı ($\mu\text{m}^3\text{A}^{-1}\text{sn}^{-1}$)
Al	0.37
Cr	0.28
Au	1.8
Si_3N_4	0.21
SiO_2	0.19

2.7.4. Tekrardan birikme ve bekleme süresi

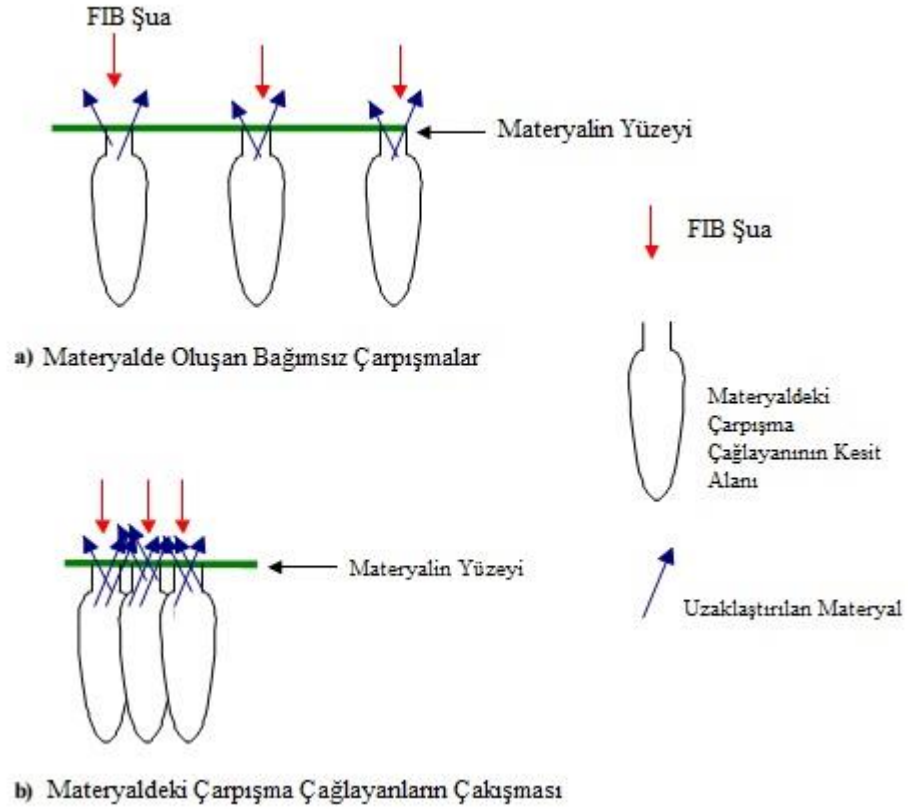
FIB'de normal iyon aşındırma süresince saçtırılan malzemenin tekrardan birikmesi öğütme desenlerinin derinliği ile sınırlıdır. İyon demeti örneği derinlere doğru aşındırırken oluşan krater içinde sökülen atomlar çıkmaz ve krater içerisinde kalır. İyon demeti krater etrafında malzemeyi öğütürken hareket eder fakat örneğin derinliğinde öğütme oluşmaz bu durumda aşındırma hemen hemen durur. İyon aşındırmada FIB tarama hızı (bekleme süresi) ve doğrultusu ayarlanarak duvar kenarlarındaki birikme kontrol edilebilir (Ishitani *et al.* 1991; Prewett *et al.* 1991). Şekil 2.37'de FIB aşındırma süresi boyunca oluşan eğim görülmektedir. Sökülen atomlar eğimin bulunduğu yüzey daha fazla birikim olduğu görülmektedir. Tarama hızı yani θ değiştirilerek sökülen atomların yüzeyde birikmesi kontrol edilebilir. Ayrıca Θ açısının ayarlanması ile

geometrik büyütme faktörünün değişimiyle sonuçlanır yani farklı aşındırma oranlarının bekleme süresinin ayarlanmasıyla elde edilir. Bekleme süresi bazı malzeme ve bazı uygulamalar için optimize edilmesi gerekir.



Şekil 2.37. Düşük hızda FIB aşındırma sürecinin şematik gösterimi (FIB manual for FEI 200 (1996))

Malzemelerin aşındırma oranları örnek malzemenin iyon öğütme (milling) süresi boyunca oluşan çarpışma çağlayanındaki örtüşmelerin değişmesiyle değişmektedir. Şekil 2.38’de iyon demeti malzemeyi aşındırırken malzemedeki oluşan çarpışma çağlayanının şematik olarak gösterilmiştir. Çarpışma çağlayanı üst üste geldiği durum gelemediği durumdan daha yüksek saçtırma verimi oluşturur (Prewett *et al.* 1991). Bu durum çarpışma çağlayanı çakıştığında çarpışma kesit alanının artmasından kaynaklanmaktadır. Bu parametre yüksek aşındırma verimi elde etmek için saçtırılacak malzemeler için ayarlanması gerekir.



Şekil 2.38. Malzemede çakışan çarpışma çağlayanı öğütmenin artmasına neden olur (FIB manual for FEI 200 (1996))

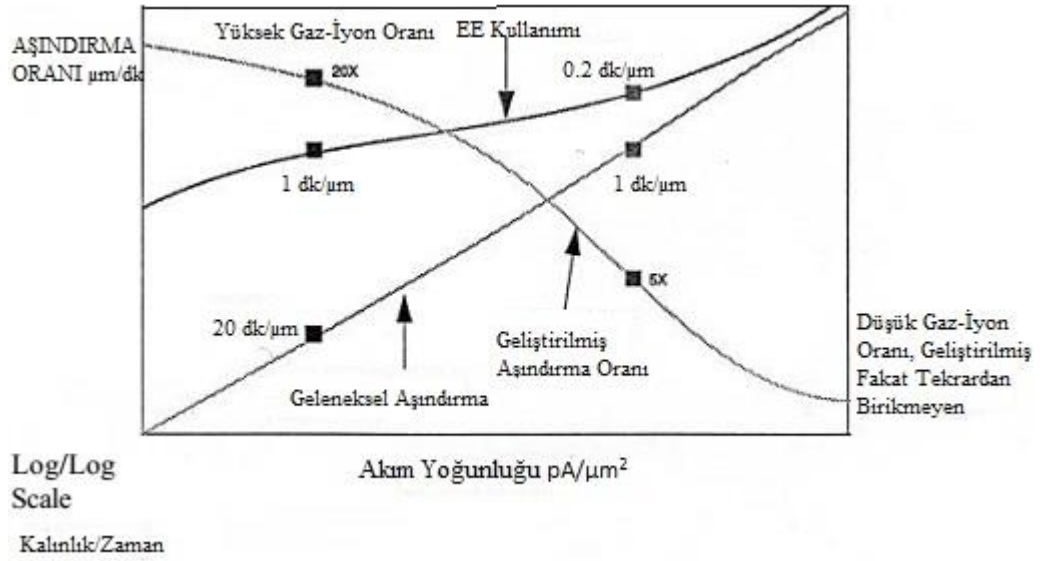
2.7.5. Geliştirilmiş bir aşınma ile iyon aşındırma

Normal iyon demeti aşındırılan bölge yakınında aşındırılan malzemelerin tekrar birikmesi ile sonuçlanır. Aşındırma desenin en kısa boyutunun aşındırma derinliğine oranı olarak tanımlanan öğütülmüş desenin eni ve boyu ya da derinliği tekrardan birikmeyi sınırlar. Aşınma sürecine gaz eklendiğinde normal iyon aşındırmaya göre daha fazla malzeme uzaklaştırılır. Saçtırılan malzeme ortama eklenen gaz ile kimyasal reaksiyona girerek uçucu birleşikler oluşur. Bu birleşikler bir vakum pompası ile ortamdan uzaklaştırılır. FIB aşındırma sistemine aktif bir gazın eklenmesi geleneksel öğütme sisteminden daha fazla avantaj sağlar. Bunlar:

1. Malzemenin uzaklaştırma oranında artış

2. Malzemeler arasında daha yüksek kaldırma seçiciliği
3. Malzemede tekrar birikmenin olmaması

H_2O , halojen birleşikler ve I_2 destekli aşındırma sisteminde kullanılan gazlardır (Lipp *et al.* 1995; Yamaguchi *et al.* 1995). FIB sisteminde ise destekli aşındırma numune iyon demeti ile aşındırılırken I_2 gazı numune yüzeyine doğrudan verilerek elde edilir.



Şekil 2.39. Aşınma oranı gaz iyon oranına göre değişmektedir. Gaz iyon oranı en yüksek seviyeye ulaştığında ise aşınma oranı en yüksek seviyede olur (FIB manual for FEI 200 (1996)).

Şekil 2.39’da akım yoğunluğu ile aşındırma oranı arasındaki ilişki gösterilmiştir. Şekil 2.39 yalnızca şematik bir gösterimdir ve geliştirilmiş aşınma kullanılması ile aşındırma oranlarındaki artışlar görülmektedir ayrıca gaz iyon oranı belirgin etkileri görülmektedir. Geleneksel aşındırma oranı numune yüzeyine gelen iyon sayısının akım yoğunluğu ile orantılıdır. Düşük akım yoğunluklarında yani ortama aktarılan halojen gazının numuneden sökülen atomlar ile doğrudan etkileşir böylece tekrardan birikme olmaz. Yüksek akım yoğunluklarında yeteri gaz olmamasından dolayı saçtırılan atomlar ile etkileşme olmaması sonucu numunede tekrardan birikme söz konusu olacaktır böylece düşük aşınma oranları ile sonuçlanır.

Elmas, mıknatıslanma oranı yüksek nikel demir alaşım, InP, Si, SiO_2 gibi farklı materyaller aşınma destekli iyon aşındırma kullanılarak öğütülebilir (Yamaguchi *et al.* 1995; Russell *et al.* 1998; Taniguchi *et al.* 1998).

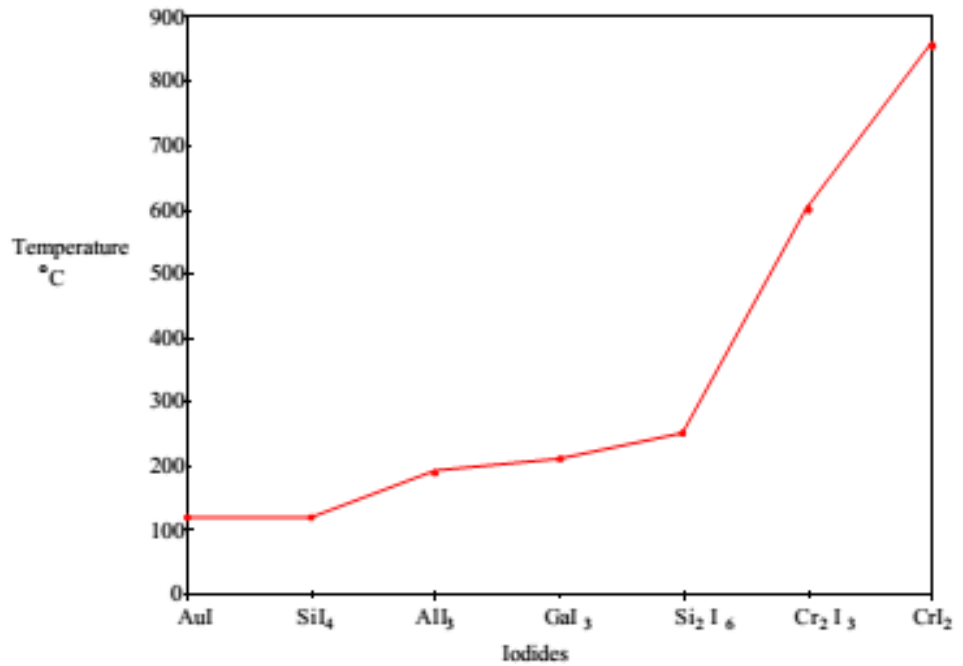
Çizelge 2.10. İyon destekli aşındırma ve basit iyon aşındırma kullanılarak Al, Cr ve Si aşınma oranları (FIB manual for FEI 200 (1996))

Materyal	Basit Aşındırma Oranı	Geliştirilmiş Aşındırma Oranı ($\mu m^3 nA^{-1} s^{-1}$)
Al	0.37	4.1
Cr	0.28	0.48
Si	0.15	0.75-2.25

Bu üç malzeme FIB ile yaygın olarak aşındırılır. Aşındırma zamanı EPD tekniği kullanılarak ölçülür. Çizelge 2.10'da Si için aşınma destekli aşındırma oranı ve basit aşındırma oranı karşılaştırılmaları verilmiştir. Bu Al, Cr ve Si elementlerinin erime ve kaynama noktaları karşılaştırılarak açıklanabilir. Çizelge 2.11'de farklı iyot metallerin erime ve kaynama noktaları gösterilmiştir. AlI_3 iyodür Cr iyodürden daha düşük kaynama ve erime noktasına sahiptir böylece geliştirilmiş aşındırma oranlarında yüksektir. Metallerin erime ve kaynama noktalarına ilişkin bilgi destekli aşınma kullanılmasından dolayı özellikle metallerin aşındırma oranlarının kabaca tahmininde oldukça yararlıdır. Şekil 2.40'da farklı iyodürlerin buharlaşma ve kaynama noktaları grafik olarak gösterilmiştir. Grafikte gösterilen iyodürler örneğin Al, Si düşük erime noktasına sahip iken Cr iyodürü yüksek kaynama noktasına sahiptir.

Çizelge 2.11. Farklı metallerin iyodürlerinin kaynama ve erime noktaları (Handbook of physics and chemistry (1195))

Metal	İyodürler	Erime noktası (°C)	Kaynama Noktası (°C)
Al	AlI ₃	191	360
Cr	CrI ₂	856	800'de Vakumda Sublimleşir
	Cr ₂ I ₃	>600	350'de vakumda I ₂ olmaksızın
Ga	GaI ₃	212	345'te süblimleşir
Au	AuI	120'de Ayrışma	
	AuI ₃		
Nb			Vakumda süblimleşir
Si	SiI ₄	120.5	287.5
	Si ₂ I ₆	250'de Ayrışma	Ayrışır



Şekil 2.40. Farklı metallerin iyodürlerinin erime ve kaynama noktaları (Handbook of physics and chemistry (1195))

3. MATARYEL ve YÖNTEM

3.1. Saçtırma Verim Ölçüm Metotları

İlk saçtırma kavramı öne sürüldüğünden bu yana, araştırmalarda hem saçtırma verim ifadesi hem de malzemenin yüzey morfolojisi hakkında birçok teknik geliştirildi. 1902 yılında Goldstein tarafından ilk saçtırma testi yapıldı, testte altın filmin karşısına bir katot yerleştirildi. Deney yapılır yapılmaz filmin kaybolduğunu gözlemledi. 1908 yılında Starak (Stark 1908) çarpışma çağılayanından esinlenerek saçtırma olayının kavramlarını yeniden oluşturdu. Saçtırma bir atomik olay olarak anlaşılır anlaşılmaz elde edilen bilimsel veriler çok ilgi çekici hale geldi. En önemlilerinden ve basit bir metot olan kütle kaybı metodu ile saçtırma öncesi ve sonrası hedefin kütlesi ölçülebilir hale geldi. Ratherford saçılması ile test sonrası birikmiş bir yüzeyden saçtırılan pariküller çok küçük olsa bile ölçülebilir hale geldi. Elektromanyetizmanın anlaşılmasıyla yeni yöntemler geliştirildi, örneğin kütle spektrometresi kullanılmaya başlandı. Lazerler ile birlikte, farklı teknikler içeren lazer destekli flüoresans (LIF) ve kavite right down spektrometresi (CRDS) geliştirildi. Son olarak da hassas şekilde kesilebilen bir kristalden oluşan kuvars kristal mikro terazi (QMC) kullanılmaya başlandı. Diferansiyel saçtırma veriminin ölçümleri ve toplam verimin elde edilmesinde kullanılan temel teknikleri sırasıyla aşağıda açıklayacağız. Bölümün ilk kısmında toplam saçtırma veriminin elde edilmesinde kullanılan metotlar anlatılacak.

3.1.1. Toplam saçtırma verimi

Saçtırma verimi, Y , iyon bombardımanından dolayı yüzeyden uzaklaşan atom oranıdır, gelen iyon başına katının yüzeyinden uzaklaştırılan atom sayısı olarak da tanımlanır ve aşağıdaki denklem ile ifade edilir;

$$Y = \frac{\text{uzaklaştırılan atomlar}}{\text{gelen iyonlar}} \quad (3.1.1)$$

Saçtırma olayı hedef yüzeyindeki atomlar ile gelen partiküllerin etkileşmesi ile oluşur. Saçtırma verimin aşağıdaki faktörler etkiler:

- ❖ Gelen partiküllerin enerjisi
- ❖ Hedef malzeme
- ❖ Partiküllerin gelme açısı
- ❖ Hedef yüzeyin kristal yapısı

Saçtırma verimi, Y , aşağıdaki metotlarla ölçülebilir.

- ❖ Hedefin kütle kaybı
- ❖ Hedefin kalınlığındaki azalma
- ❖ Saçtırılan materyallerin toplamı
- ❖ Saçtırılan partiküllerin algılanması

Saçtırma verimi yaygın olarak kuvars kristal osilatör mikroterazi (QCOM) kullanılarak deneysel olarak kütle kayıpları hesaplanır. Yüzey analiz teknikleri, Rutherford geri saçılma spektroskopisi (RBS), kalınlık değişimi ya da atomik ölçekteki hedefin birleşenlerinin saçtırma esnasında ölçülmesi için kullanılmaktadır. RBS’de dinamik saçtırma veriminin bazı önsel doğrulukların %10 belirlenir. Elektron tarama mikroskopisi (SEM) ve situlus tekniğı hedefin kalınlığındaki değişimlerin ölçümünde kullanılmaktadır. Bu teknikler 0,1 μ civarında iyon bozunum derinliğine ihtiyaç duyar. QCOM tekniğı alt mono tabaka çözünürlüğü ile prob metoduna hassastır (Zalm 1989).

Auger elektron spektroskopisi (AES) mono tabakanın kalınlığının belirlenmesinde de kullanılır. Saçtırma ölçümlerinde proton destekli x-ray emisyonu (PIXE) ile 100 ile 200 keV (Sartwell 1979) enerjili fotonlar ve elektron kaynaklı x-ray emisyonu ile 10 keV enerjisine sahip elektronlar kullanılmaktadır (Kirschner *et al.* 1982). PIXE tekniğı hem başlangıç yüzeyindeki kusurlar hem de bunun yanı sıra saf hedefin saçtırma veriminin miktarı belirlenebilir.

Bu bölümde çeşitli metotları tanımlayacağız (Duchemin *et al.* 1997; Fine 1980). Toplam saçtırma veriminin elde edilmesinde ve dört temel kategoriye ayıracağız: kütle kaybı, derinlik profili, gaz faz spektroskopisi ve yüzeye yakın birikmeler.

3.1.2. Rutherford geri saçılması

Rutherford geri saçılması (RBS) hedeften saçılan iyonların belirlenmesiyle yüzey analizi yapılır. He^{+2} ya da H^+ gibi iyonlar hızlandırılarak hedef yüzeyine yönlendirilir. Bu hızlanan iyonlar MeV mertebesinde bir enerjiye sahip ve yüzeyden belli bir enerjiyle belli bir açı ile yansır. Gelen iyonun enerjisi ve yansıma açısı hesaplanarak, kullanılan hedefin kütlesi belirlenebilir:

$$E = \left[\frac{M_1 \cos \phi + \sqrt{M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \phi}}{M_1 + M_2} \right]^2 E_0 \quad (3.1.2)$$

Burada E iyonun atıl enerjisi, E_0 gelen iyonun enerjisi, ϕ iyonun yansıma açısı, M_1 ve M_2 ise sırasıyla iyonun ve hedefin kütleleridir (Feldman *et al.* 1986). Hedef saçtırıldığında RBS spektrometresi ile hedef analiz edilerek filmin kalınlığı belirlenir böylece saçtırma verimi de belirlenmiş olur. Shutthanandan (Shutthanandan *et al.*) saçtırma ölçümü için RBS tekniğini kullandı. Diğer spektroskopik metotlar karşılaştırıldığında, örneğin Auger elektron spektrometresi (AES) ya da X-ray foton spektrometresi (XPS), RBS hassasiyet ve derinlik çözünürlüğü zayıf fakat saçtırmadaki negatif etkilerin sonuçları burada elimine edilebilir.

3.1.3. Kütle kaybı

Basitliğinden dolayı, toplam verimin elde edilmesinde çok yaygın olarak kullanılan bir tekniktir. Saçtırmadan önce ve sonra bir hedefin ağırlığı, yüzeye çarpan iyon sayısı (N_{ion}) ve toplam verimin hesaplanması oldukça kolaydır:

$$Y = \frac{m_f - m_i}{(M_t)(N_{ion})} N_A \quad (3.1.3)$$

Burada m_f hedef örneğin son kütlesi, m_i başlangıç kütlesi, N_A Avogadro sayısı ve M_t hedef malzemenin atomik kütlesi.

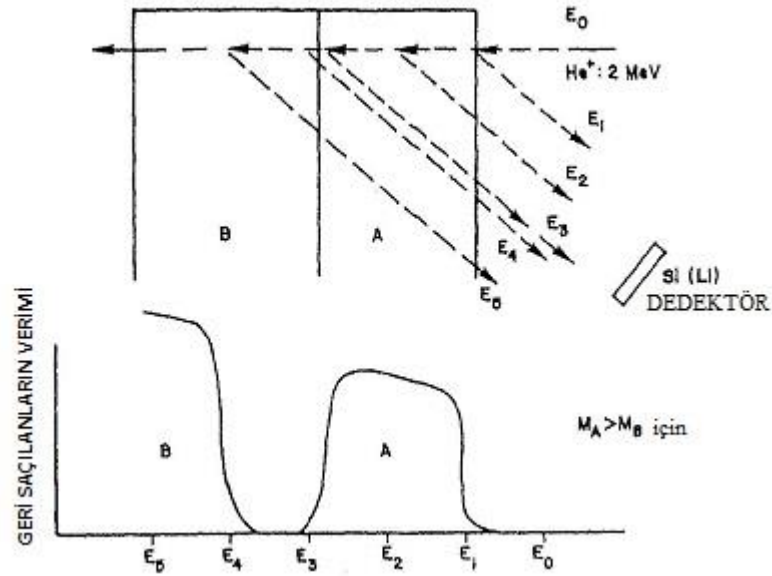
Bu metot hedefteki kütle değişimlerini belirleyen mikro ölçekte bir terazi (hassasiyet derecesi 5 μg) ile saçtırlan hedef atomların belirlenmesidir (Fine 1980). Doğal ölçümlerden dolayı, herhangi bir veri, verimin elde edilmesinde saçtırma süreci boyunca oluşan tüm etkilerin bir toplamı olacaktır. Bu tip ölçüm teknikleri kullanıldığı zaman hedefteki herhangi bir kirliliğin (iyon implantasyonu, hedef yüzeyinde bulunan toz partikülleri vb.) algılamasını bile içerecektir ve yüzeye çarpan iyon sayısını bile algılayacaktır.

Yukarıda bahsedilen kütle kayıp metodu saçtırma prosesi boyunca gravimetrik mikro terazi (hassasiyet derecesi 0.1 μg) yerine kullanılır (Fine 1980). Bunun avantajı, hedefin kütlesindeki değişimleri saçtırma süreci boyunca algılaması ve geçici etkiler ayırt edebilmesidir. Bu partikül ölçüm tekniği sistemin karmaşıklığından dolayı yaygın olarak kullanılmamaktadır (Fine 1980).

3.1.4. Derinlik profili

Derinlik profili, saçtırlan alanın kalınlığının ölçülmesinde kullanılan bir tekniktir. Saçtırlan alanın kalınlığındaki değişim, saçtırlan bölgenin hacminin uzaklaştırılması olarak da ifade edilir böylece izin verilen partikül sayısı elde edilir.

Rutherford geri saçılması (RBS), ince film araştırmalarında yüksek enerjili iyonların (genellikle yaklaşık 2 MeV He^+) kullanıldığı bir tekniktir (Fine 1980; Charles Evans Group). İyonlar ince film içerisinde duruncaya kadar hedef atomun valans elektronları ile elastik olmayan çarpışmalar yapana kadar ya da hedefin çekirdeği ile elastik çarpışma yapana kadar ince film (hedef atomun valans elektronları ile elastik olmayan çarpışmalara devam eder, şekil 3.1’de görüldüğu gibi) içerisinde hareket eder. Geri saçılan atomlar, iyon ışını için göreceli bir acı ayarlanarak bir parçacık detektöründe toplanır. Detektör parçacıkları sayar ve parçacıkların sahip olduğu kinetik enerjiyi de ölçer.



şekil 3.1. RBS spektrumunda saçılan parçacıkların enerjisi ($E_1 > E_2 > E_3$, gibi) (Fine, 1980)

Parçacıkların hedeften giriş ve çıkışlarında elastik olmayan çarpışmalar, hedef atomu ile elastik çarpışarak enerjilerini kaybettiklerinden dolayı düşük enerjilerde ölçülebilir. Enerji spektrumu kullanılarak, ince filmin durdurma gücü bilinebilir ve momentum transfer denklemleri kullanılarak alan yoğunluğu (ince film yüzeyinde düşey doğrultu boyunca yoğunluğu, N_z) hesaplanabilir. İnce filmin alan yoğunluğuındaki değişimler belirlenerek, toplam verim hesaplanabilir; (Manteniaks *et al.* 2001):

$$Y = \frac{dA_{sputter}(\Delta N_z)q}{dJ_B(\Delta t)} \quad (3.1.4)$$

Burada $dJ_B/dA_{sputter}$ terimi iyon akısının (yüzeye gelen iyon sayısı) ince film yüzey elemanına diferansiyelidir, q elektronik yük ve t ise zamandır. Bu saçtırma ölçümlerinde hedef iki farklı iyon türü ile bombardıman edildiğinde: 1) probun bölgesel yoğunluğu için yüksek enerjili He^+ demeti ve 2) hedefin saçtırması için ışın demeti kullanılır.

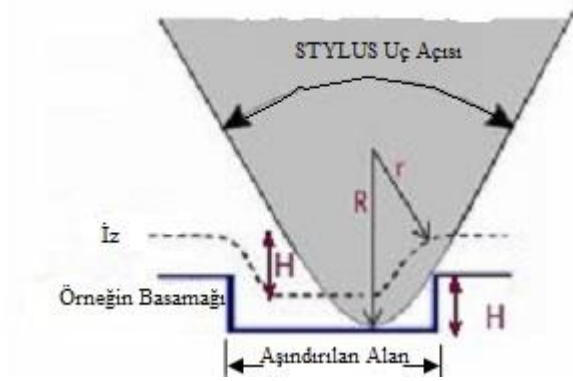
Proton Induced X-Ray Emission (PIXE) tekniği RBS gibi yüksek enerjili (H^+) partiküller kullanılarak bir hedef aşındırılır ve x-ray detektörü oluşan x-ray ışınlarını toplar (Fine 1980; Govil 2001). X-ray'ın yoğunluğu, alan yoğunluğu ile orantılıdır. PIXE'de gerçek bir verimin x-ray'ın yoğunluk sinyaline oranının kalibrasyonu için kesin verim verilerine ihtiyaç duyulur. PIXE RBS'den daha kötü bir derinlik çözünürlüğüne sahiptir (Lawerence Berkeley National Laboratory) (buna rağmen derinlik taraması RBS'den daha yüksektir) fakat PIXE yayılan Auger elektronları ile çoklu birleşiklerin saçtırılmasında birleşigi oluşturan element türleri belirlenebilir. Auger spektrometresinde ince filme ait yüksek yoğunluk pikleri belirlenerek alan yoğunlukların belirlenmesinde kullanılır.

Saçtırma veriminin elde edilmesinde kullanılan diğer metot da (Blandino *et al.* 1992-2001) bir hedefin yüzey topografyasının ölçülmesinde bir güç çevirici (profilometre) kullanılmasıdır (Şekil 3.2). Saçtırma öncesi ve sonrası yüzey topografyası bilinirse saçtırma sonrası malzemedan uzaklaşan hacim V ve malzemenin yoğunluğu ($\rho, atom/cm^2$) sabit kabul edilerek saçtırma verimi hesaplanabilir.

$$Y = \frac{V\rho q}{J_B(\Delta t)} \quad (3.1.5)$$

Burada J_B iyon akım yoğunluğu ve q ise elektronik yüküdür. Tipik kontak uçları 1 nm çözünürlüğe (istisna olarak atomik kuvvet mikroskopisi birkaç derece daha iyi

çözünürlük verir) sahip iken optik uçlar 0.1 nm derinlik çözünürlüğü verir. Bir monolayer tabakanın kalınlığı birkaç angstromdan on angstroma kadar olabilir böylece tek bir tabakanın uzaklaştırılması algılanabilecektir.

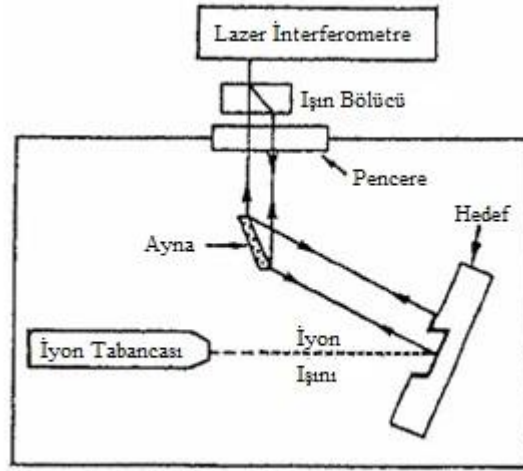


Şekil 3.2. Saçtırılan alanın profilometre ile ölçülmesi (Wafer Bumping)

Öyle ki profilometre metodu saçtırma verimini dinamik olarak belirleyemez ve doğru ölçümler atmosfer ortamında yüzeyde oksit tabakasının oluşmasını önlemek için numuneler yüksek vakum ortamında hazırlanır. Hedef, iyonlar ile bombardıman edildiğinde hedef malzemenin yoğunluğunda değişme meydana gelir. Buna ek olarak uçun numune ile fiziksel teması sonucu örnek zarar görebilir. Bu etkiler ölçümlerde bazı hatalara neden olmaktadır.

Benzer şekilde lazer interferometresi dinamik saçtırma veriminin belirlenmesi için hedefin saçtırılmayan bölgesi referans ışınla belirlenmesi ile saçtırılan alanın derinliğinin belirlenmesinde kullanılır (Şekil 3.3). Burada dikkat edilmesi gereken bu metot 1 nm derinlikte çözünürlük vermesidir (Fine 1980) fakat hedefin ışını yansıtması gerekir böylece lazer parametresi belirlenebilir ve hedeften yansıyan ışının dalga boylarına ayrılmaması gerekir (Fine 1980). Saçtırılmış alanın derinliği, z , faz farkı ile (Φ), ve lazerin dalga boyu (λ) ile ilgilidir (Fine 1980):

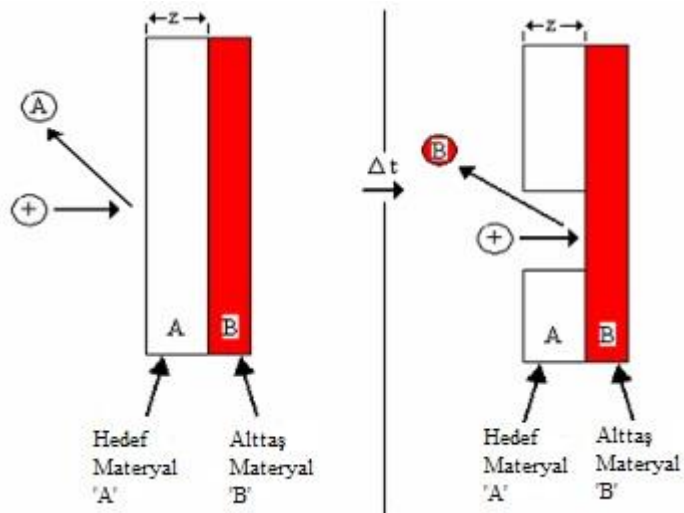
$$z = \frac{\lambda \phi}{4\pi} \quad (3.1.6)$$



Şekil 3.3. Saçırılan alanın derinlik ölçümü için ayarlanan lazer interferometresi (Fine 1980)

Saçırılan alanın derinliğindeki değişimlerin ölçülmesi yerine, diğer bir metot kalınlığı (z , RBS kullanılarak ölçülür), alanı (A) ve zamana bağlı olarak saçırılan alttaş üzerindeki malzemenin yoğunluğunun bilinmesidir (Şekil 3.4). Kalınlığı bilinen ince bir film saçtırıldığında bir spektrometere kullanılarak saçtırılan partiküller belirlenebilir. Bu noktaya gelene kadar geçen süre kaydedilir ve saçtırma verimi belirlenebilir:

$$Y = \frac{\rho Az}{J_B(\Delta t)} \quad (3.1.7)$$



Şekil 3.4. Kalınlığı bilinen A filmin Δt zamanında saçtırılması

3.1.5. Gaz faz spektroskopisi

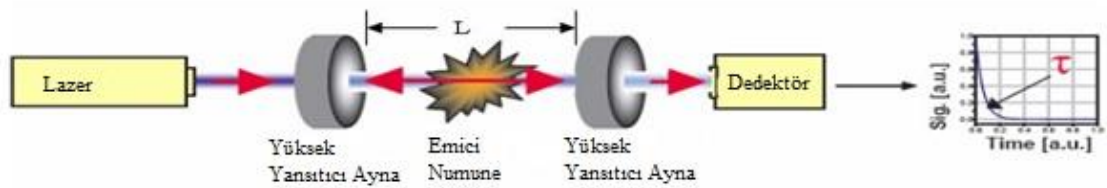
Gaz faz spektroskopisi saçtırma sonrası diğer yüzeyde biriken parçacık sayısını ölçer. Optik spektroskopik metot saçtırılan parçacıklardan yayılan ışınların izlenilmesiyle gaz fazındaki parçacıklarının sayısını ölçer. Kütle spektrometresinde bir ölçüm elde etmek için gaz fazındaki iyonize olmuş partiküller kullanılır.

Saçtırma ölçümünde kullanılan diğer bir teknik olan lazer Cavity Ring-Down Spektroskopy (CRDS) (Surla 2004). Bu spektrografik metot, lazer ışını boyunca hedefin üzerindeki gaz fazındaki saçtırılan partiküllerin yoğunluğu belirlenir. CRDS Beer-Lambert yasasına dayanır, gelen ışının yoğunluğuna (I_0) ve absorplanan minimum ışık yoğunluğu (I_t) ile ilişkilidir.

$$I_t = I_0 \exp(-\sigma l N) \quad (3.1.8)$$

Burada σ absorplanma kesiti, l absorplanan ışığın hareket ettiği uzunluk ve N absorplanan partiküllerin yoğunluk sayısıdır.

CRDS'de saçtırma ölçümü (Şekil 3.5), bir lazerin ardı ardına gelen titreşim frekansı (ν) birbirleri ile uyumludur yani spektrumda ölçülmeye başlanılan saçtırma türleri ile karşılaştırılabilir. Gaz fazındaki saçtırılan partiküllerin yoğunluğu genellikle tek bir geçişte algılanan ışık miktarı absorplanmasından dolayı oldukça azdır. Fakat lazer ışını oldukça yansıtıcı iki ayna arasına yerleştirildiğinde ($R > .999$) ışın gaz fazı bölge boyunca birçok kere geçer böylece izin verilen yoğunluk farklılığı I 'nin artmasıyla ayırt edilebilir. İki ayna arasındaki bölge optik boşluk olarak adlandırılır.



Şekil 3.5. Basitleştirilmiş CRDS gösterimi (Surla 2004).

Aynalar $R=1$ bir yansıtmaya sahip olmadığından dolayı, ışık her bir aynada geçerken darbeleri etkileşimlerinden dolayı ışık miktarı azalacaktır. Detektörün dışına optik bir kavite yerleştirilirse bu kaybolan ışığın yoğunluğu ölçülebilir ve zamana bağlı olarak grafik edilebilir. Ayrışan sinyalin yoğunluğu eksponansiyel olarak zamanın bir fonksiyonudur (Surla 2004):

$$I(t) = I_0 \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \quad (3.1.9)$$

Burada τ bozunum katsayısıdır (radyoaktiflik sabiti). Optik boşluğun bozunum katsayısı numune tarafından emilen ve emilmeyen miktara göre belirlenir:

$$A = \frac{L}{C} \left(\frac{1}{\tau} - \frac{1}{\tau_0} \right) \quad (3.1.10)$$

Burada L optik kavite uzunluğu ve c ise ışığın hızı.

Soğurma piki civarındaki lazer frekansının ayarlanması optik boşluk boyunca saçtırılan toplam türlerin yoğunluğu denklem (3.1.10)'da bulunabilir. Saçtırma verimini elde etmek için, hedef üzerinde bir düzlem boyunca parçacık sayı yoğunluğu bilinmelidir. Bu yoğunluklar söz konusu yüzey üzerindeki optik kavitenin pozisyonu değiştirilerek doğruca ölçülebilir.

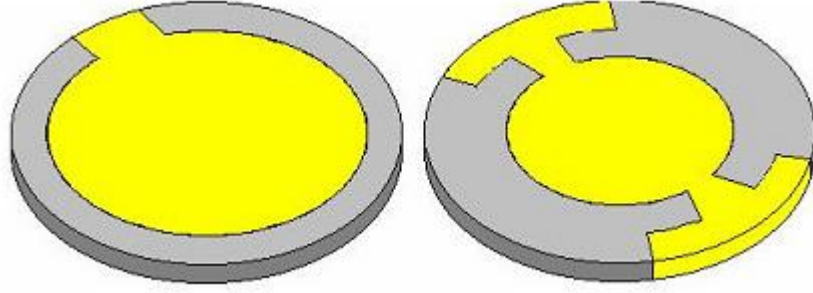
Saçtırma verim ölçüm metotlarından bir diğeri olan lazer tabanlı spektrografik metot ise Lazer Induced Fluorescence (LIF) (Whitaker *et al.* 1999) dır. Bu metot da, lazer ışını bir frekansa ayarlanır yani atom türlerinin uyarılma durumlarının ölçümünü içerir. Uyarılmış elektronlar bir seviyeye çıkar ve birkaç nanosaniye içerisinde tekrar bulundukları seviyeye dönerken ışık salarlar buna floresans denir. Bir optik spektrometresinde lazer ışını dik gelecek şekilde ayarlandıktan sonra floresans spektrumunun ölçümü yapılır. Bu spektrumdan yoğunluk sayısı ve partiküllerin hızları gibi veriler elde edilir. Partiküllerin hızı floresans spektrumundaki kaymalar ve genişlemeler gözlenerek elde edilir. Yoğunluk sayısını elde edilmesiyle (ve böylece

saçtırma verimi elde edilir), atomik enerji düzey yoğunlukları gibi zor bilgilerde elde edilir (Fine 1980). Kesin verim verileri için LIF'ın sinyal kalibrasyonu, varsayılan açısal dağılımlar yapıldıktan sonra kesin saçtırma verimlerinin elde edilmesinde kullanılabilir. Uyarılma seviyesinde bazı saçtırılan partiküller hemen yüzeyden ayrılır böylece yeteri miktarda floresans oluşursa spektrografik ölçümler bir lazer kullanılmaksızın da elde edilebilir.

Lazer kullanılmayan diğer bir spektrografik teknik ise Secondary Neutral Mass Spectrometry (SNMS) olarak tanımlanır. Bu metot da, saçtırılan nötr gaz fazındaki atomlar iyonize olduktan sonra kütle spektrometresinde toplanırlar (Ray *et al.* 1999). Ölçülen sinyalin yoğunluğu saçtırma verimi (bir açısal dağılımı olduğunu kabul ederek) ile orantılıdır fakat RBS'de olduğu gibi kesin saçtırma verimlerini elde etmek için kalibre edilmesi gerekir. Benzer bir teknik Secondary Ion Mass Spectrometry (SIMS) (Oyarzabel *et al.* 2005) dir, burada numuneleri birkaç keV enerjide odaklanmış birincil iyon ışını ile püskürtüp numunelerin yüzeyinden yayılan ikincil iyonları analiz ederek bilgi elde edilmesini sağlayan çok hassas yüzey analitik tekniğidir. Yüzeyden yayılan ikincil iyonlar uçuş zamanlı kütle spektrometresiyle analiz edilir. SNMS'in SIMS'den avantajı daha çok nicel olmasıdır, SIMS ise SNMS'den daha düşük çözünürlüğe sahiptir.

3.2. Kuvars Kristal Mikroterazi

Saçtırma verimini elde etmek için kullanılan bir tekniktir. Bu teknik bir piezoelektrik kuvars kristalin rezonans frekansının görüntülenmesine dayanır ve sensör bölgesi 1 ng/cm^2 için kütle değişimlerini algılayabilir (cihazın çözünürlüğü 0.1 Hz kabul edilir) (Duchemin 2001). Tipik QCM diskin her bir kenarında bir metalik elektrota sahip kuvarstan yapılmış bir diske sahiptir (Şekil 3.6).



Şekil 3.6. Kuvars kristal (gri) ve yerleştirilen elektrot (altın) tipik bir mikro terazi kullanımı (İNANO, <http://www.inano.dk/sw2524.asp>)

Kütle, bir elektrot yüzeyine düzenli bir şekilde eklenirse, kristal çok düşük rezonans frekansında titreşecektir. Oysaki, malzeme elektrotlardan kaldırılırsa, yüksek bir rezonans frekansında titreşecektir. Böylece, rezonans frekansındaki değişimler Sauerbrey denklemleri ile kütle değişimi gösterilir (Stanford Research Systems):

$$\Delta f = -C_f \frac{\Delta m}{A} \quad (3.2.1)$$

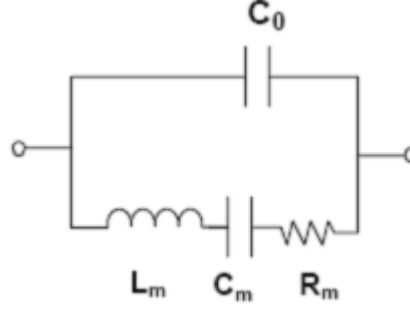
Burada Δm kütle değişimidir, Δf rezonans frekansındaki değişimler, A aktif kristalin alanı ve C_f kuvars kristal için bir sabit (Duchemin 2001).

$$C_f = \frac{2nf_0^2}{\sqrt{\rho_c \mu_0}} \quad (3.2.2)$$

Burada n harmonik rezonans (genel olarak $n=1$), f_0 kristal malzemenin rezonans frekansı, ρ_c kristalin kütle yoğunluğu ve μ_0 kristalin kayma modülü.

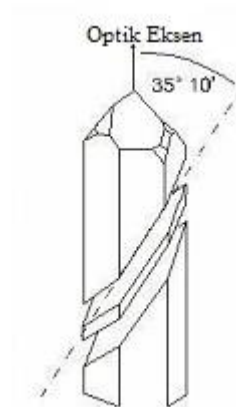
Şekil 3.7 ise R_m direncini içerdiği farz edilen QCM bulunduğu bir aygıtın elektriksel modelidir (Stanford Research Systems), QCM altlığından dolayı kaybolan titreşimleri gösterir, bir indüktans (L_m) kuvars kristal sisteminin kütle titreşimi ile ilgilidir (kuvars kristalin kütlesi ve birikme kütlesi), kapasitans (C_m) kuvars kristalin titreşim enerjisinin depoladığını gösterir (esnekliği ile ilgilidir) ve bir ikinci kapasitans (C_0) QCM

sistemindeki tüm kapasitans kayıplarını gösterir. Kristalin elektrotları üzerine eklenen kütle düzenli olduğu zaman, L_m artar.



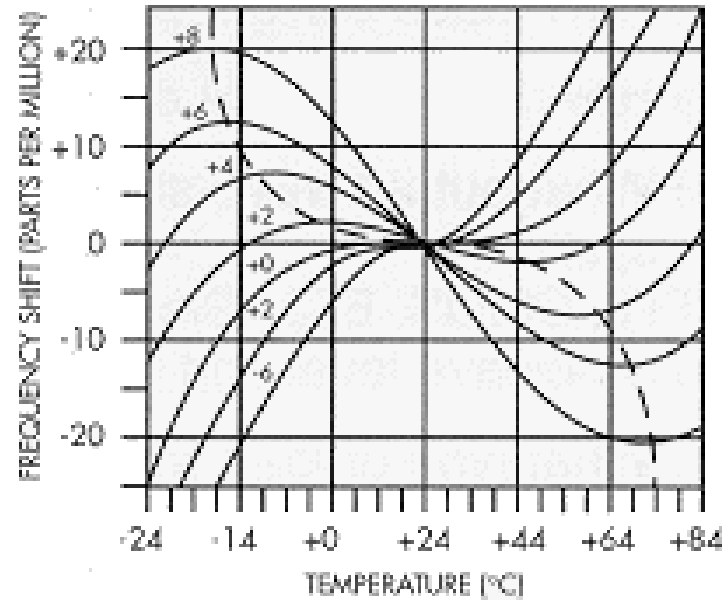
Şekil 3.7. QCM'in elektriksel modeli (Stanford Research Systems)

Kuvars kristal mikroterazi kullanıldığında bazı sorunlar ortaya çıkmaktadır. İlki basit rezonans modelinde oluşturulan varsayımlardan dolayı kristalin yüzeyinde düzenli bir kaplama birikmesine ihtiyaç duyulur. Bu belirtilen geçerli kavramlara rağmen, kesin kütle kayıpları olmaksızın düzenli olmayan kaplama modellerinin hesaplanması oldukça karmaşıktır. Diğer bir sorun ise sıcaklık değişimlerinden dolayı malzemenin yoğunluğunda önemli değişimlere neden olur böylece rezonans frekansındaki değişimlerin algılanması gerçek kütle değişimlerinden değildir. Kuvars kristalin sıcaklık değişimlerine olan hassasiyetini minimuma indirilerek AT kesilmiş kristal kullanılır (Şekil 3.8), sıcaklık değişimlerinin etkileri 25°C rezonansa sahip olacak şekilde tasarlanır.



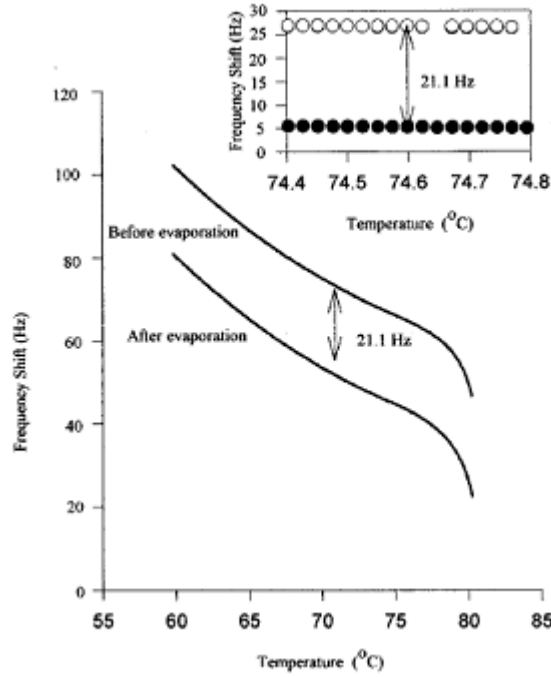
Şekil 3.8. Kesilmiş AT kristali (Tel Aviv Üniversitesi)

Kesilmiş AT kristali ile sıcaklık değişimlerinden dolayı rezonans frekansındaki değişimler oda sıcaklığında 3 Hz/°C olacaktır (Duchemin 2001). Doğru sıcaklık kalibrasyonu oda sıcaklığından kaynaklanan farklılıklardan etkilenmeyecek şekilde kullanılabilir (Şekil 3.9).



Şekil 3.9. Kesilmiş AT kristalinde sıcaklık değişimlerine karşın sürüklenme frekansları (International Crystal Manufacturing Co)

Şekil 3.10’da ise QCM üzerinde ince filmin birikme öncesi ve sonrasında iki frekans kayması ve ince filmin sıcaklık eğrisini gösterilmektedir. Sıcaklık değişimleri (20°C) olmasına rağmen frekans değişimi (21.1 Hz) sabit kalmaktadır. 60°C’den 78°C çıkmasıyla 0.3 Hz’lik bir tutarsızlık algılanabilir, 0.535 cm² lik bir aktif alanda bir sensör için yaklaşık 0.1 ng/°C ya da 0.02 Hz/°C ortalama rezonans frekans değişimini verilir.



Şekil 3.10 İnce film uygulamalarından sıcaklık öncesi QCM'in frekans kayması ve sonrası ince film uygulamaları (Narine *et al.* 1998)

Tipik bir saçırtma veriminin ölçümünde, QCM yüzeyine ince bir film uygulanır daha sonra iyon ışınına maruz bırakılır. İnce film uzaklaştırılarak zamanla kütle değişimi kayıt edilir böylece kütle değişiminin bir varyantı sağlanmış olur (Kolasinski 2005). Saçırtma verimi böylece belirlenir:

$$Y = \frac{\Delta m N_A q}{\Delta t J_B M_t} \quad (3.2.3)$$

3.3. Numunenin Hazırlanması

Si altaşını ilk olarak Aseton içine bekletilerek ultrasonik cihaz ile 5 dakika boyunca temizletildi. Daha sonra aynı işlem metanol çözeltisi içerisinde 5 dakika bekletilerek tekrar edildi. Sonra numune deiyonize su içerisinde 5 dakika boyunca durulamaya bırakıldı. Daha sonra ise $1 NH_3 + 5 H_2O$ çözeltisi hazırlanarak ısıtıcı üzerinde kabarcıklar çıkana kadar bekletildi. Organik kirliliklerden temizlenmesi için numune

hazırlanan çözelti içerisinde konulup 15 dakika boyunca bekletildi. Numune çözelti içerisinde çıkarılarak deiyonize suda 5 dakika boyunca durulanmaya bırakıldı. HF çözeltisinin içerisinde alınarak 2 dakika boyunca bekletildi. Daha sonra hazırlanan $4 H_2O + 1 H_2O_2 + 1 HCl$ çözeltisi içerisinde 15 dakika boyunca bekletildi. Tekrardan 5 dakika boyunca deiyonize su ile duruladıktan sonra 2 dakika boyunca HF çözeltisinde tekrardan bekletildi. Sonra numune çözelti içerisinde çıkarılarak iyice durulanıncaya kadar deiyonize su altında tutuldu.

Hazırlanan numune vakum tüpü içerisinde alındı. Vakum tüpünün basıncı 5.6×10^{-6} Torr basınca kadar indirildi. Daha sonra vakum tüpü içerisinde bulunan Au parçacıkları RF güç kaynağı ile buharlaştırıldı. Buharlaştıran Au partikülleri hazırladığımız Si alttaş yüzeyinde ince film tabakası oluşturdu. Elde edilen numune farklı zaman dilimleri için uygun eş parçalara ayrıldı. Ayrılan her bir numune 1-11 dakika arasında 30 ccm Argon gaz akışı sağlanarak 600 V DC gerilim altında oluşturulan plazma içerisinde numuneler aşındırıldı.



Şekil 3.11. Vakum tüpü içerisinde Au altın ince filmin 600V DC gerilim altında oluşturulan Ar plazma ile aşındırılması



Şekil 3.12. Vakum tüpü

Aşındırılan her bir numune AEP NanoMap 500 profilometre ile aşındırma derinlikleri ölçülerek teorik saçtırma modelleri ile karşılaştırıldı.



Şekil 3.13. AEP NanoMap 500 profilometresi

4. ARAŞTIRMA BULGULARI ve TARTIŞMALAR

Çizelge 4.1’de hazırlanan her bir numune için vakum tüpü içerisinde sağlanan şartlar verilmiştir. Her bir numune vakum tüpü içerisinde 600 eV Argon atomları ile aşındırıldı. Aşındırılan bu numuneler AEP NanoMap 500 profilometrede aşındırma derinlikleri hesaplandı. Her bir numune için deneysel ölçülen plazma akım yoğunluk teorik saçtırma verimleri ile denklemi (4.1.1) kullanılarak saçtırma derinlikleri hesaplandı.

$$\frac{z}{t} = \frac{M}{rN_A e} x Y J_P \quad (4.1.1)$$

Denklem (4.1.1)’de z/t saçtırma oranı, M hedefin atom kütlesi, r hedefim yoğunluğu, N_A Avogadro sayısı, e elektron yükü, Y saçtırma verimi ve J_p plazma akım yoğunluğudur. Denklem (4.1.1)’de görüldüğü gibi teorik saçtırma verimi ve plazma akım yoğunluğu tabaka tabaka uzaklaştırılmasını etkilen en önemli parametrelerdir. Akım yoğunluğu ise 4 cm çapında bir alanda oluşan plazma akımına göre denklem (4.1.2)’e göre hesaplandı.

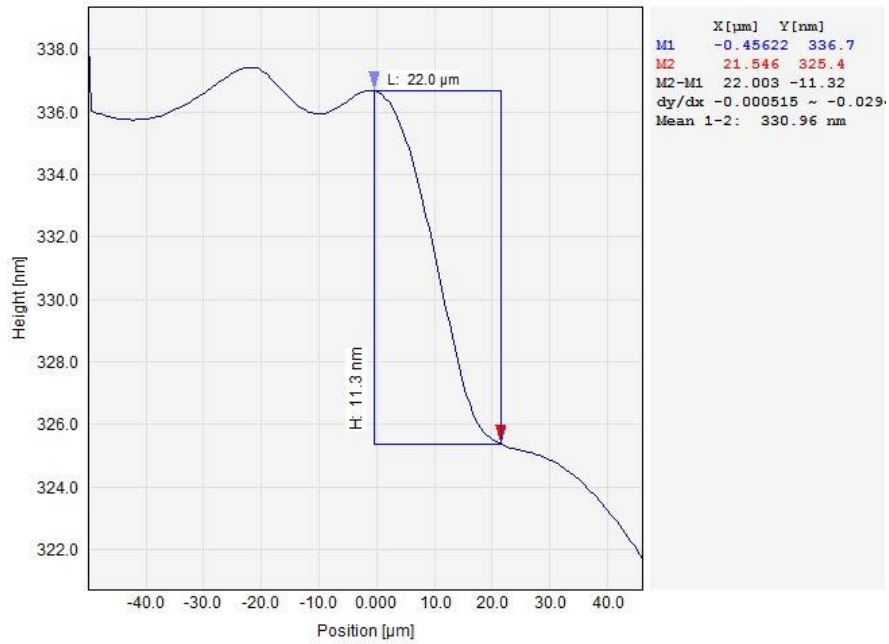
$$J_p = \frac{I}{A_1} \quad (4.1.2)$$

I değeri plazma akımı ve A_1 ise plazmanın etkilediği yüzeyin alanı ($=\pi r^2$) olmak üzere Çizelge 4.1’de plazma akımlarına karşılık akım yoğunlukları hesaplanmıştır.

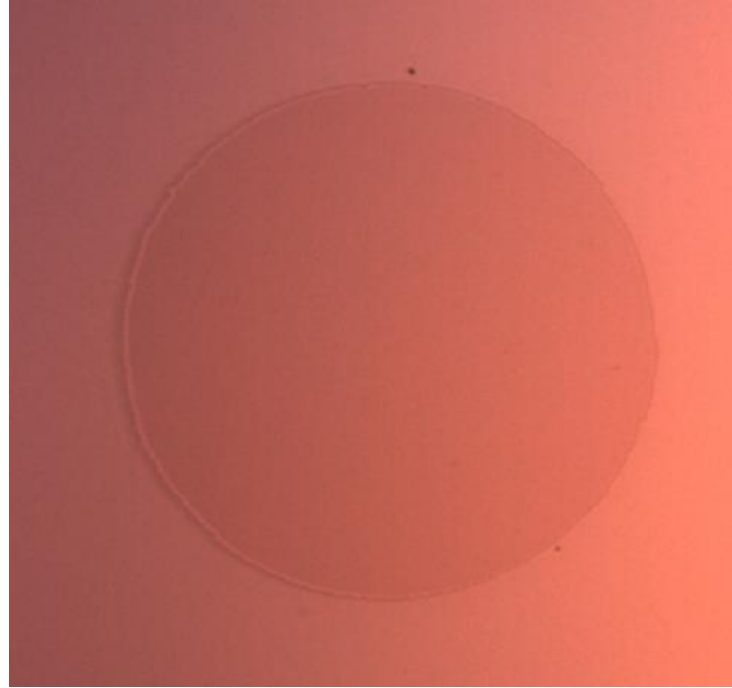
Çizelge 4.1’de görüldüğü gibi deneysel sonuçlarda ölçülen plazma akım yoğunluğu saçtırılan her bir numune için değişmekte ve lineer bir azalama olmadığı görülmektedir.

Çizelge 4.1. Vakum tüpü içerisinde 600V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazmanın gaz akış hızı, ilk basınç, son basınç ve iyon akısının her bir numune için ölçülen değerlerin gösterimi

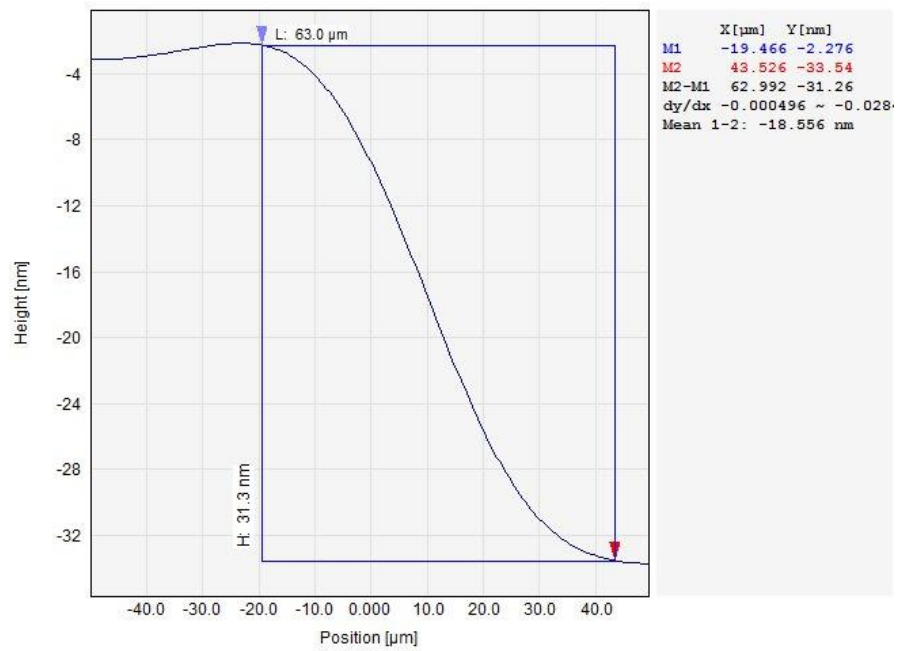
Numune	Süre (dakika)	Argon gaz akış hızı (ccm)	İlk basınç (Torr)	Son basınç (Torr)	Ölçülen argon iyon akısı (mA/cm ²)
Numune 1	1	30	2.9×10^{-3}	1.1×10^{-2}	0.207
Numune 2	2	“	3.2×10^{-3}	“	0.173
Numune 3	3	“	3.3×10^{-3}	1.0×10^{-2}	0.165
Numune 4	4	“	2.8×10^{-3}	1.1×10^{-2}	0.152
Numune 5	5	“	3.2×10^{-3}	“	0.149
Numune 6	6	“	3.3×10^{-3}	“	0.143
Numune 7	7	“	3.1×10^{-3}	“	0.141
Numune 8	8	“	“	“	0.147
Numune 9	9	“	“	“	0.138
Numune 10	10	“	3.0×10^{-3}	1.0×10^{-2}	0.132
Numune 11	11	“	2.8×10^{-3}	1.1×10^{-2}	0.130



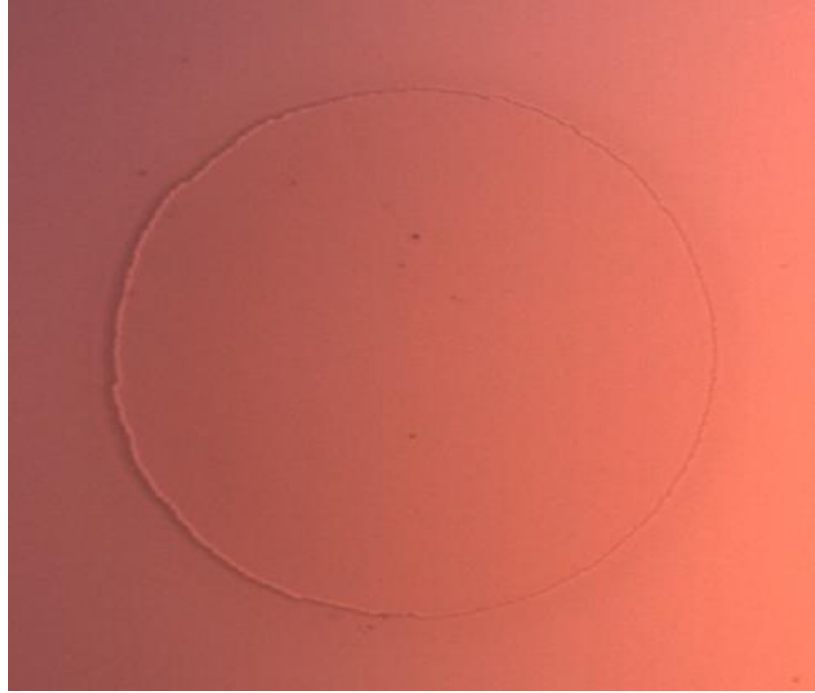
Şekil 4.1. 600V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazma ile 1 dakika boyunca Au ince filminin aşındırılması



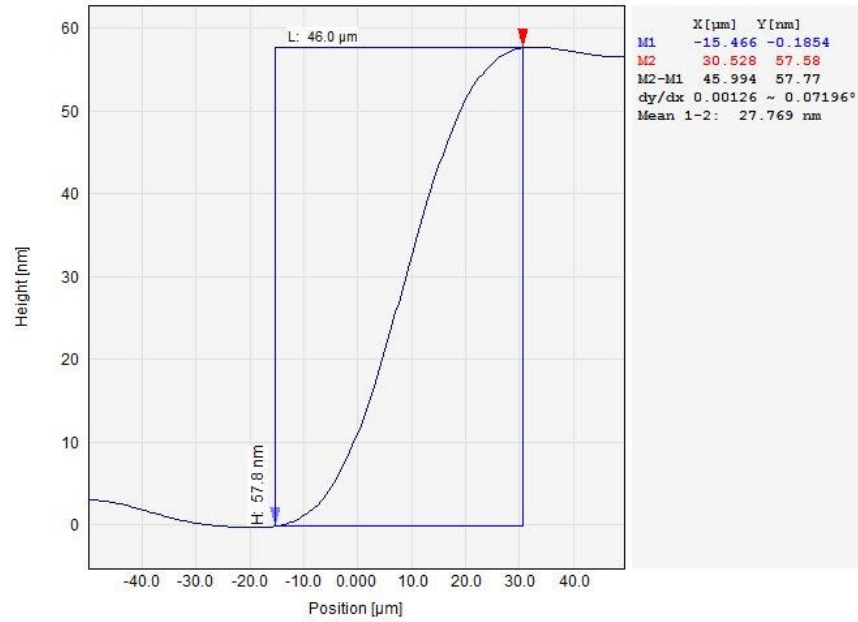
Şekil 4.2. 600V DC gerilim altında Au ince filmin Ar plazma ile 1 dakika boyunca aşındırılmasının AEP NanoMap 500 profilometreside görüntülenmesi



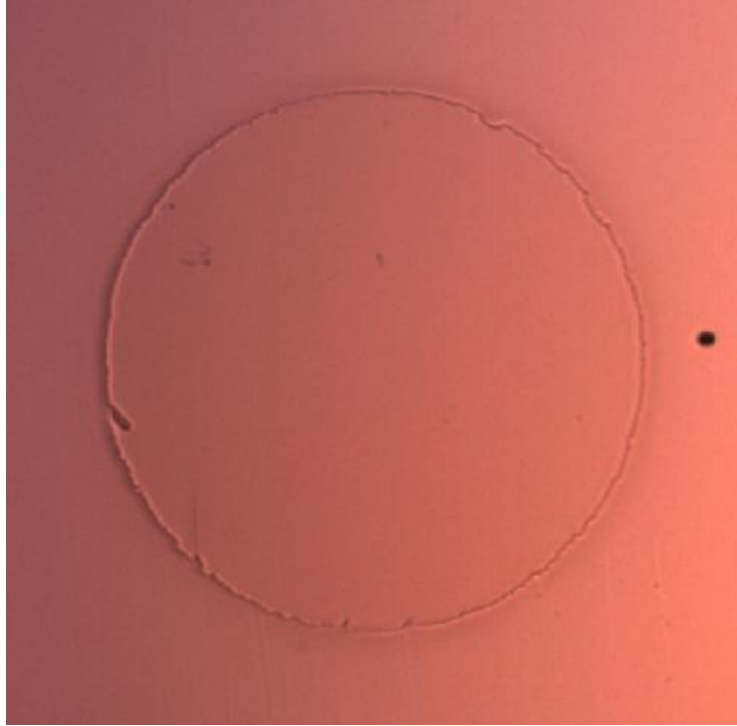
Şekil 4.3. 600V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazma ile 2 dakika boyunca Au ince filmin aşındırılması



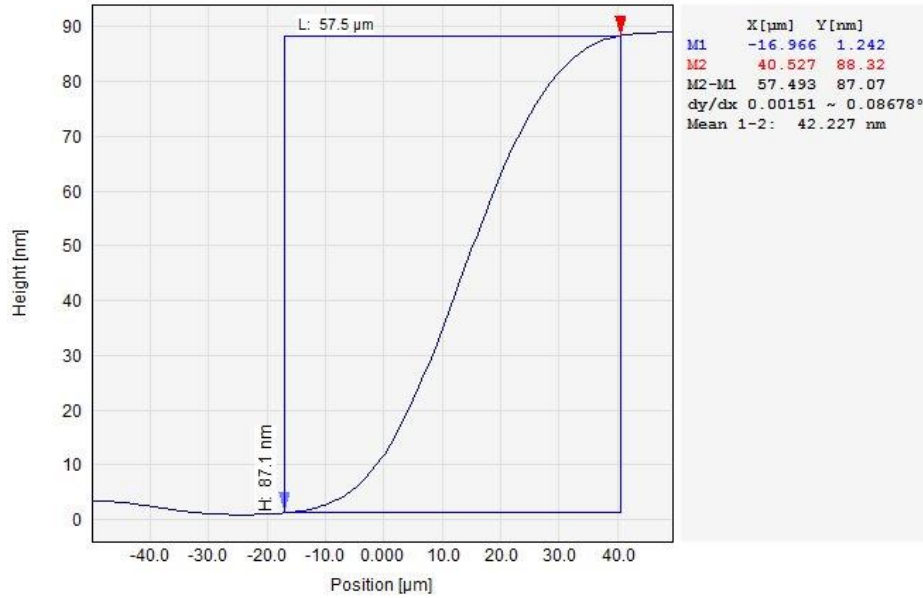
Şekil 4.4. 600V DC gerilim altında Au ince filmin Ar plazma ile 2 dakika boyunca aşındırılmasının AEP NanoMap 500 profilometreside görüntülenmesi



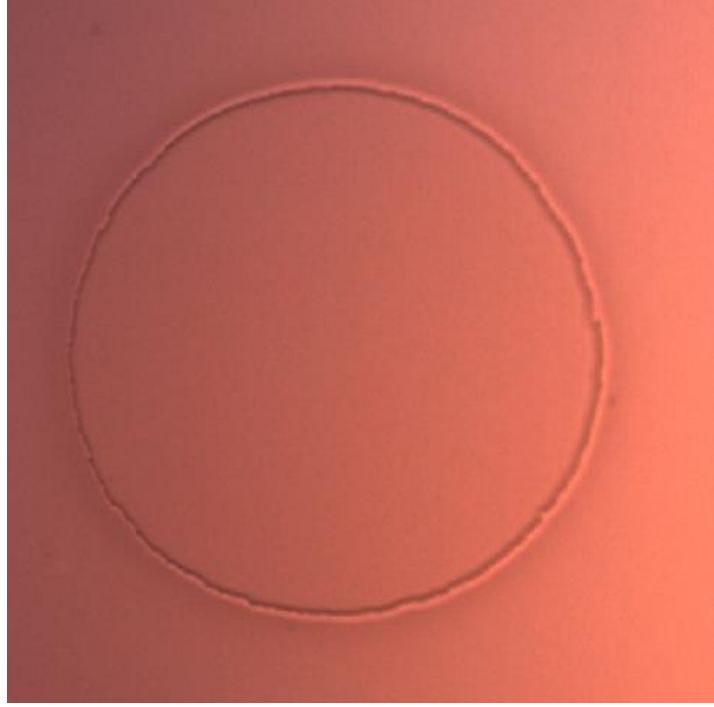
Şekil 4.5. 600V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazma ile 3 dakika boyunca Au ince filmin aşındırılması



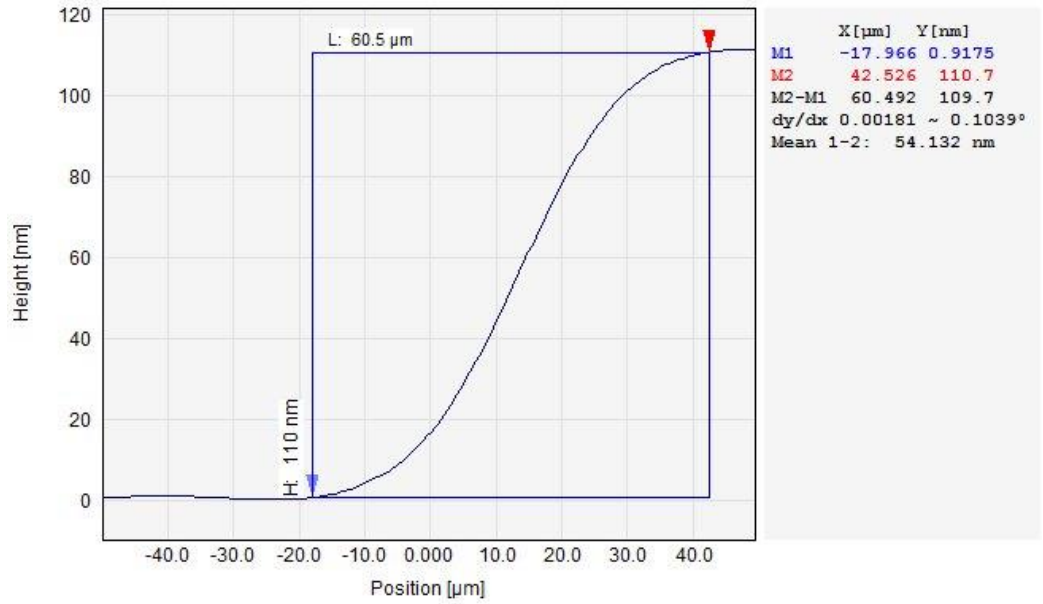
Şekil 4.6. 600V DC gerilim altında Au ince filmin Ar plazma ile 3 dakika boyunca aşındırılmasının AEP NanoMap 500 profilometreside görüntülenmesi



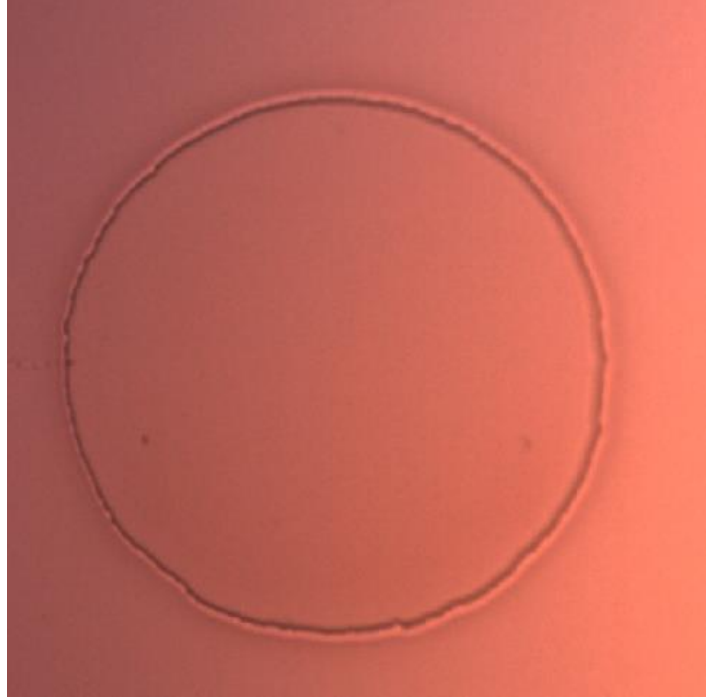
Şekil 4.7. 600V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazma ile 4 dakika boyunca Au ince filmin aşındırılması



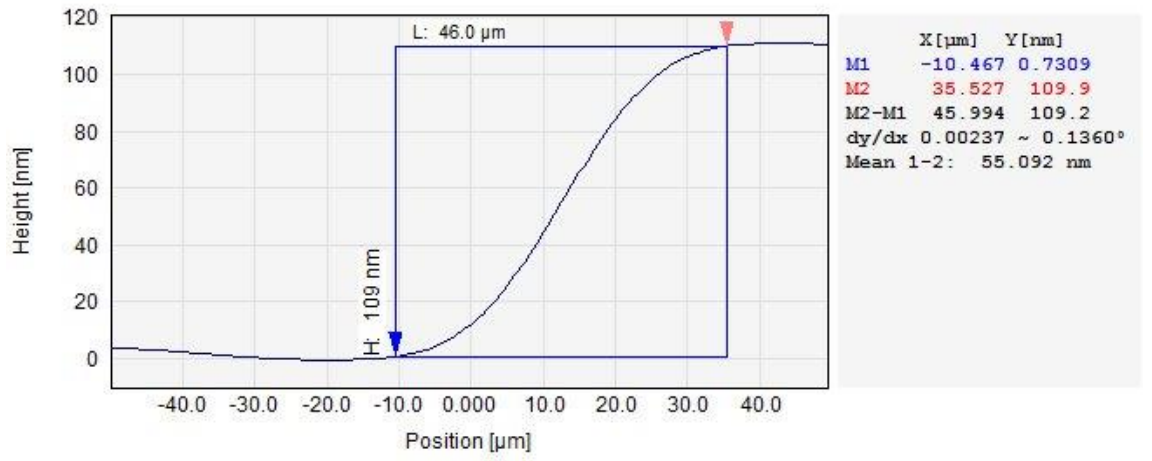
Şekil 4.8. 600V DC gerilim altında Au ince filmin Ar plazma ile 4 dakika boyunca aşındırılmasının AEP NanoMap 500 profilometreside görüntülenmesi



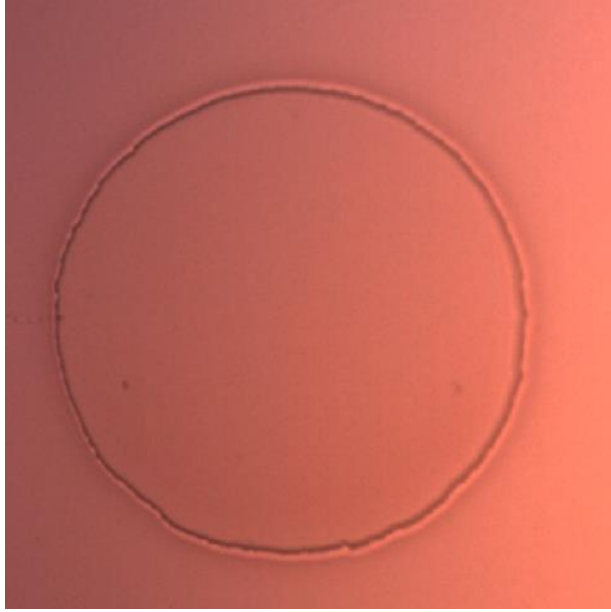
Şekil 4.9. 600V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazma ile 5 dakika boyunca Au ince filmin aşındırılması



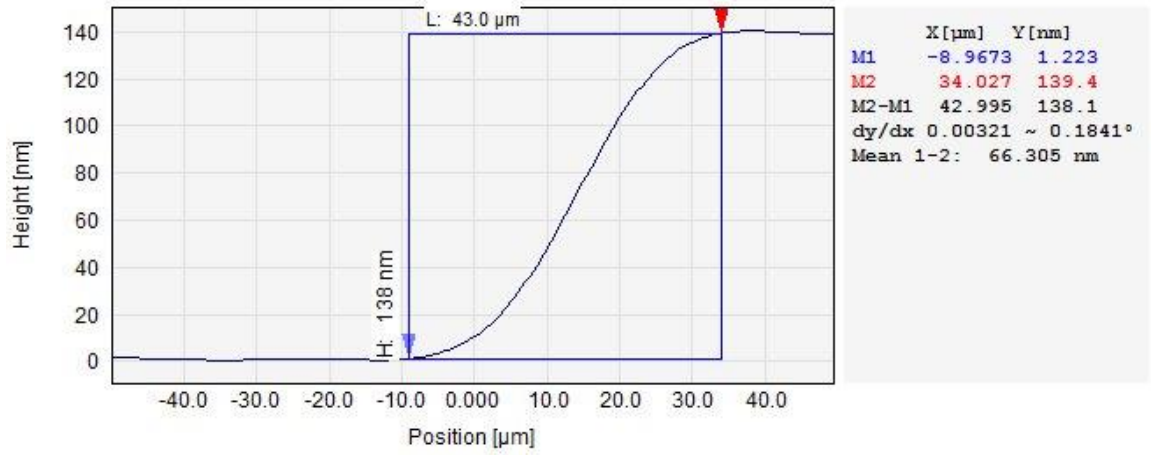
Şekil 4.10. 600V DC gerilim altında Au ince filmin Ar plazma ile 5 dakika boyunca aşındırılmasının AEP NanoMap 500 profilometreside görüntülenmesi



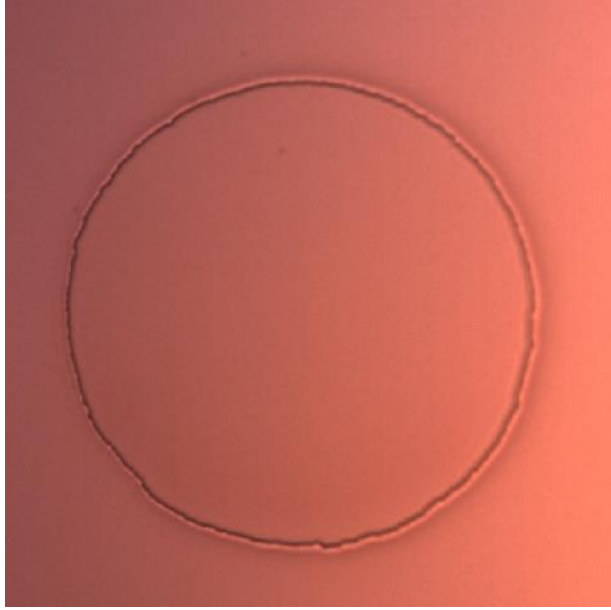
Şekil 4.11. 600V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazma ile 6 dakika boyunca Au ince filmin aşındırılması



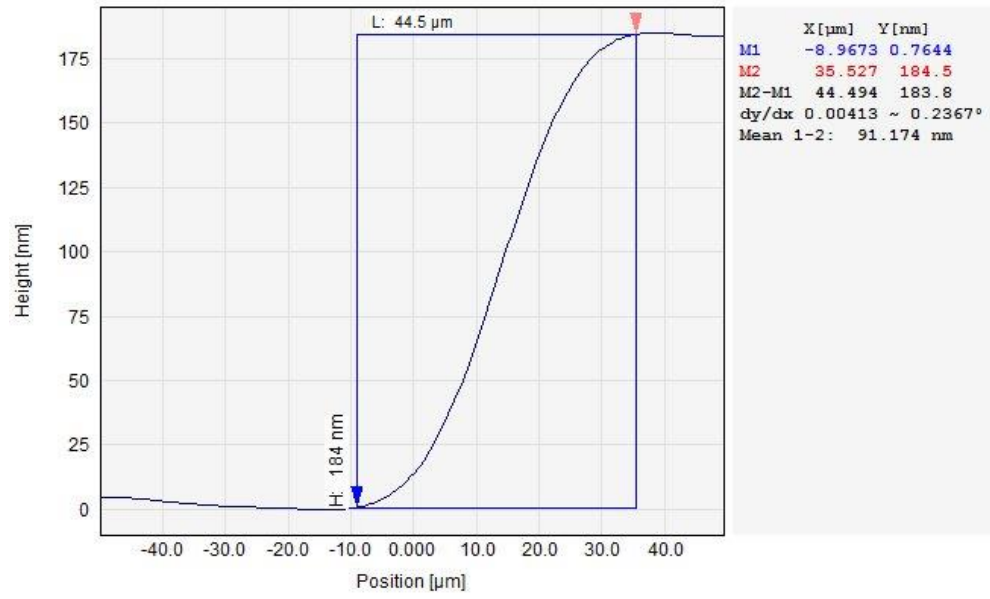
Şekil 4.12. 600V DC gerilim altında Au ince filmin Ar plazma ile 6 dakika boyunca aşındırılmasının AEP NanoMap 500 profilometreside görüntülenmesi



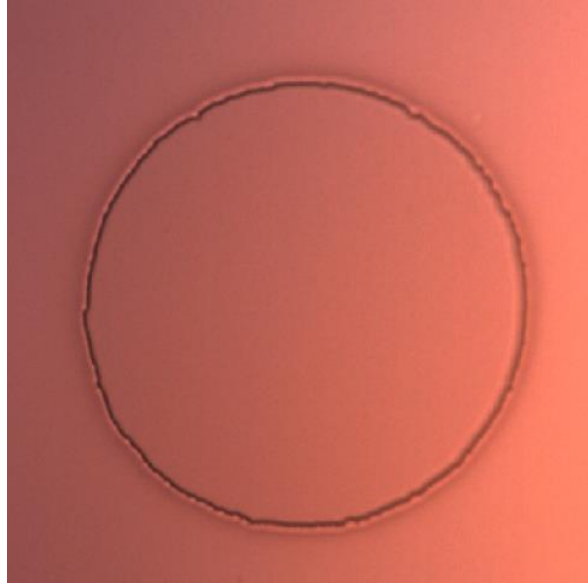
Şekil 4.13. 600V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazma ile 7 dakika boyunca Au ince filmin aşındırılması



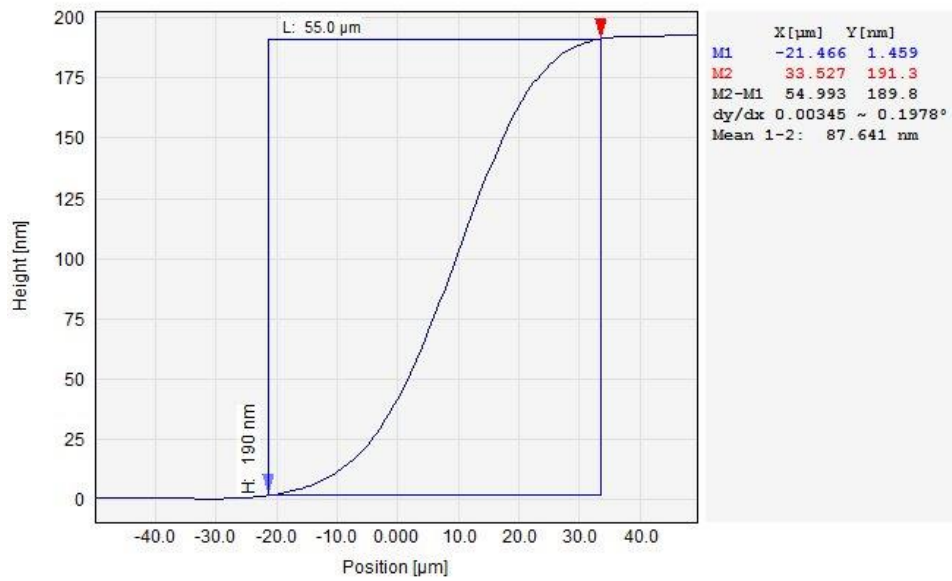
Şekil 4.14. 600V DC gerilim altında Au ince filmin Ar plazma ile 7 dakika boyunca aşındırılmasının AEP NanoMap 500 profilometreside görüntülenmesi



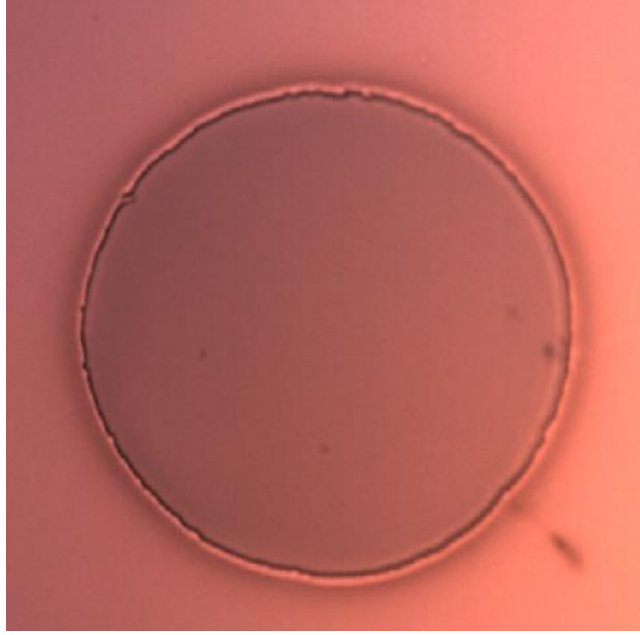
Şekil 4.15. 600V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazma ile 8 dakika boyunca Au ince filmin aşındırılması



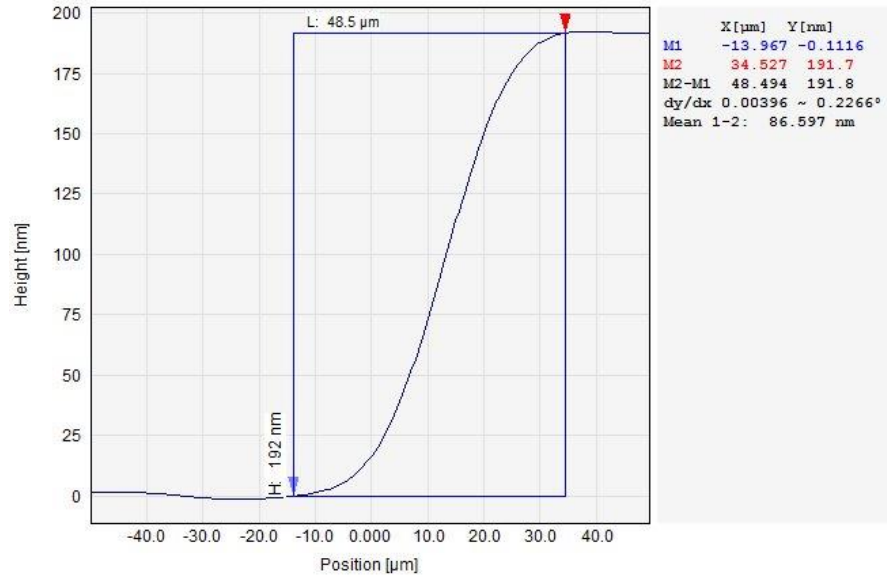
Şekil 4.16. 600V DC gerilim altında Au ince filmin Ar plazma ile 8 dakika boyunca aşındırılmasının AEP NanoMap 500 profilometreside görüntülenmesi



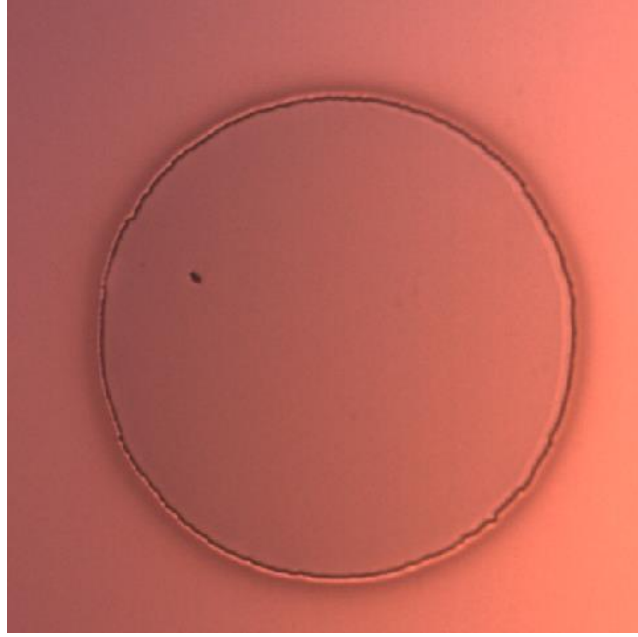
Şekil 4.17. 600V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazma ile 9 dakika boyunca Au ince filmin aşındırılması



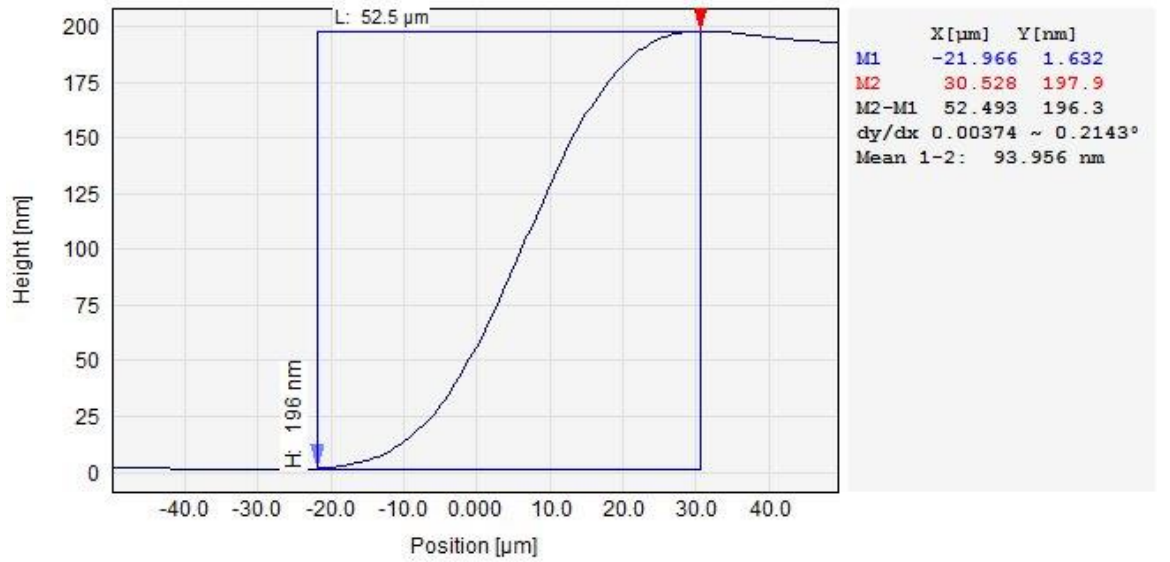
Şekil 4.18. 600V DC gerilim altında Au ince filmin Ar plazma ile 9 dakika boyunca aşındırılmasının AEP NanoMap 500 profilometreside görüntülenmesi



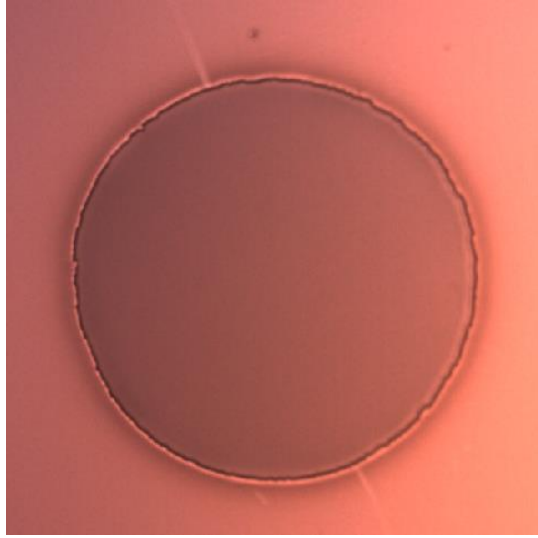
Şekil 4.19. 600V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazma ile 10 dakika boyunca Au ince filmin aşındırılması



Şekil 4.20. 600V DC gerilim altında Au ince filmin Ar plazma ile 10 dakika boyunca aşındırılmasının AEP NanoMap 500 profilometreside görüntülenmesi



Şekil 4.21. 600V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazma ile 11 dakika boyunca Au ince filmin aşındırılması



Şekil 4.22. 600V DC gerilim altında Au ince filmin Ar plazma ile 11 dakika boyunca aşındırılmasının AEP NanoMap 500 profilometreside görüntülenmesi

Silisyum üzerine 194 nm kalınlığında Au film kapladık. Bu Au ince film tabakasını 600 V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazma ile şekillerde görüldüğü gibi 1 dakika aralıklarla aşındırıldı.

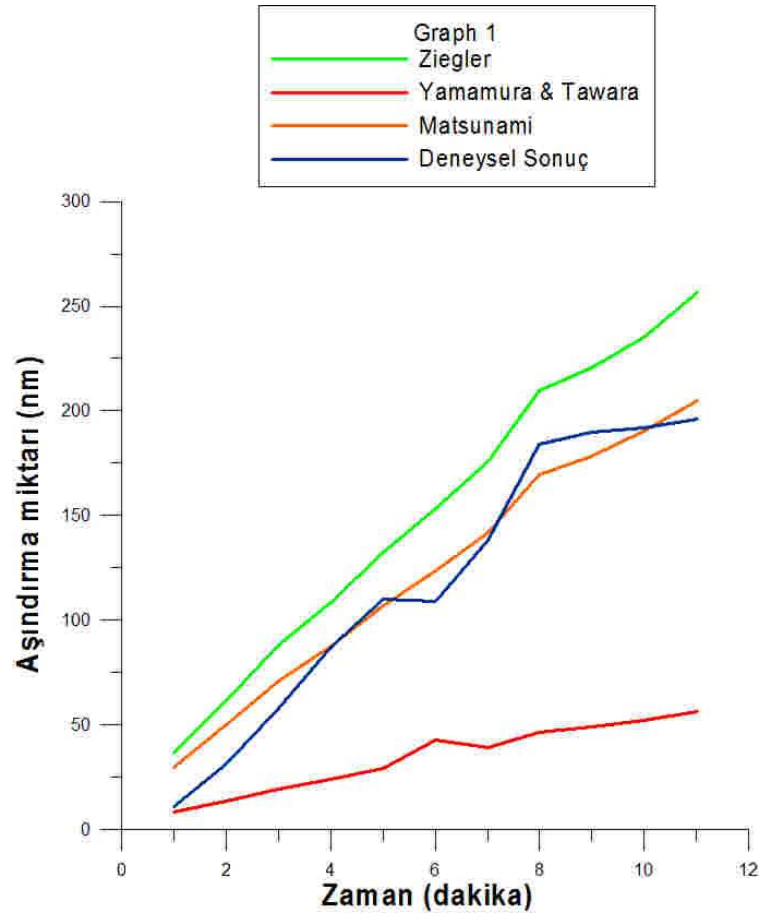
Çizelge 4.2. Au ince film tabakasının 600 V DC gerilim altında oluşturulan Argon plazma ile aşınma miktarları ve ölçülen akım değerlerinin deneysel sonuçları

Zaman (dk)	Plazma kaynağı (Argon)	Plazma Akımı (mA)	Aşındırma miktarının deneysel sonuçları (nm)
1	600V	2.6	11,3
2	“	2.18	31.3
3	“	2.07	57.8
4	“	1.91	87.1
5	“	1.87	110
6	“	1.80	109
7	“	1.77	138
8	“	1.85	184
9	“	1.73	190
10	“	1.66	192
11	“	1.64	196

Çizelge 4.3'te Yamamura & Tawara, Ziegler ve Matsumani'nin teorik sonuçlarına göre elde edilecek aşındırma miktarları görülmektedir. Bu teorik saçtırma modelleri kullanılarak saçtırma verimleri hesaplandı ve Çizelge 4.2'den plazma akımları denklem 4.1 değerler yerlerine koyularak aşındırma miktarları hesaplandı. Ziegler'in ön gördüğü saçtırma verimi ise Ziegler tarafından geliştirilen TRIM-2008 programında hesaplandı. Yamamura ve Tawara, Matsunami ve Ziegler için saçtırma verimler sırasıyla 2.73, 2.26 ve 2.80 olarak hesaplandı.

Çizelge 4.3. Ziegler, Matsunami, Yamamura & Tawara ve deneysel sonuçlardan elde edilen Au ince film tabakasının 600 V DC gelirilim altında oluşturulan Argon plazma ile zamana bağlı aşındırma oranları görülmektedir.

Zaman (dk)	Ziegler (nm)	Yamamura & Tawara (nm)	Matsunami (nm)	Deneysel sonuç (nm)	Plazma
1	36.86	35.97	29.81	11.3	Argon
2	61.82	60.35	49.99	31.3	“
3	88.05	85.95	71.20	57.8	“
4	108.32	105.75	87.59	87.1	“
5	132.57	129.41	107.20	110	“
6	153.13	149.48	123.82	109	“
7	175.67	171.49	142.058	138	“
8	209.84	204.85	169.69	184	“
9	220.75	215.50	178.5	190	“
10	235.36	229.76	190.32	192	“
11	255.78	249.69	204.32	196	“



Şekil 4.23. Teorik saçtırma modelleri ile deneysel sonuçların karşılaştırılması

Şekil 4.12’de deneysel sonuçlar ile Ziegler, Yamamura ve Tawara, Matsunami’nin ön gördükleri teorik saçtırma modellerin zamana bağlı aşındırma miktarları gösterilmiştir. Şekil 4.12’de görüldüğü gibi deneysel sonuçlar Matsunami’nin ön gördüğü teorik saçtırma modeli ile uyduğu görülmektedir.

5. SONUÇ

Yapılan çalışmadaki amacımız deneysel sonuçlar ile uyumlu sonuçlar veren teorik saçtırma modelini belirleyerek numunede tabaka tabaka uzaklaştırılmasını kontrol etmektir. Deneysel sonuçlarda Şekil 4.12’de görüldüğü gibi zamana bağlı aşındırmanın lineer olmadığı görülmektedir. Bunu etkileyen en önemli faktör Ar plazma akım yoğunluğunun aşındırma süresi boyunca liner olarak değişmemesinden kaynaklanmaktadır.

Şekil 2.21’de görüldüğü gibi Au, Ag, Cu ve Pt gibi metaller yüksek saçtırma verime sahip olduğundan dolayı açığa bağlı etkileri çok az görüldüğünden (Anderson *et al.* 1981) deneyde açığa bağlı saçtırma verimi incelenmemiştir.

Ayrıca saçtırma MEMS ve NEMS aygıtların fabrikasyonunda önemli yer tutmaktadır. Saçtırma deposizyon ve saçtırma aşındırma endüstrinin çeşitli alanlarında üretim sürecinde çok önemli hale gelmiştir. Her şeyden önce saçtırma teknolojisi bütünleşmiş devrelerin ve manyetik optik kayıt cihazların üretiminde yoğun bir şekilde kullanılmaktadır.

KAYNAKLAR

- A. Yamaguchi and T. Nishikawa, J. Vac. Sci. Technol. B 13, 962 (1995).
- Almén, O., and Bruce, G., Nucl. Instr. Methods, 11:257, 279 (1961)
- American Vacuum Society, "Vacuum Science and Technology Timeline: 1500-2003", www.avs.org/pdf/timeline.pdf.
- Anderson, H. H., Bay, H. L., in Etching by Particle Bombardment I (R. Behrisch, ed.), p. 202, Springer Verlag, Berlin (1981)
- Baragiola, R.A., "Etching: Survey of Observations and Derived Principles", Philosophical Transactions Royal Society of London A., Vol. 362, pp. 29-53
- Behrisch, R., "Introduction and Overview", Etching by Particle Bombardment I, pp. 1-8, ed. Behrisch, R., Springer-Verlag, Berlin, 1981.
- Behrisch, R., "Introduction", Etching by Particle Bombardment III, pp. 1-13, ed. Behrisch, R., Springer-Verlag, Berlin, 1991.
- Betz, G. and Wien, K., "Energy and Angular Distributions of Etched Particles", International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes, Vol. 140, 1994, pp. 1-110.
- Brown, S. C., Basic Data of Plasma Physics, p. 230, MIT Press, Cambridge, MA, (1959)
- C. Deckert, "Pattern Etching of CVD Si₃N₄/SiO₂ Composites in HF/Glycerol Mixtures," J. Electrochemical Soc., vol. 127, no. 11, pp. 2433-2438, 1980.
- Charles Evans Group, "Rutherford Backscattering Spectrometry Theory Tutorials", http://www.cea.com/training/tutorials/rbs_theory_tutorial/
- Duchemin, O.B., An Investigation of Ion Engine Erosion by Low Energy Etching, Ph. D. Dissertation, California Institute of Technology, Pasadena, CA, 2001.
- Duchemin, O.B., et. al., "A Review of Low Energy Etching Theory and Experiments", 25th International Electric Propulsion Conference, IEPC Paper 97-068, Cleveland, OH, 1997.
- Duek *et al.* "Improving Plasma Etch with Wafer Temperature Readings," Semi. International, vol. 32, no. 7, pp. 208-210, 1993.
- Fine J., "Absolute Etching Yield Measurement Methods: A Review", The Physics of Ionized Gases, ed. Matic, M., pp. 379-420, Boris Kidric Institute of Nuclear Sciences, Belgrade, Serbia, 1980.
- Goldman, D. T., and Simon, A., Phys. Rev., 111:383 (1958)
- Govil I.M., "Proton Induced X-ray Emission-A Tool for Non-destructive Trace Element Analysis", Current Science, vol. 80, 2001, pp. 1542-49.
- Grove, W.R., "On the Electrochemical Polarity of Gases", Philosophical Transactions Royal Society (London), B142, 87, 1852.
- Gschneidner, K. A., Solid State Phys., 16:344 (1964)
- H.I. Smith, "Ion Beam Etching", Proceedings Symposium on Etching for Pattern Definition, The Electrochemical Society Inc., 133 (1976)
- H.R Kaufman and R.S. Robinson, Operation of Broad Beam Sources, Commonwealth Scientific Corporation, Alexandria VA, 1987
- Harrison, D. E., and Magnuson, G. D., Phys. Rev., 122:1421 (1961)
- Hofer, W., "Angular, Energy, and Mass Distribution of Etched Particles", Etching by Particle Bombardment III, pp. 15-90, ed. Behrisch, R., Springer-Verlag, Berlin,

- 1991.
- Hoffmann, T., Dodds, H. L., Robinson, M. T., and Holmes, D. K., Nucl. Sci. Eng., 68:204 (1978)
- Holland, L., Vacuum Deposition of Thin Films, p. 408, Chapman & Hall Ltd., London (1961)
- http://www.lbl.gov/~msd/Internal/Facilities/MSD_Ion_Beam.html Blandino, J., Goodwin, G., and Garner, C., "Low Energy Etch Yields for Diamond, Carbon-Carbon, Composite, and Molybdenum Subject to Xenon Ion Bombardment," Diamond and Related Materials, vol. 9, 2000, pp. 1992-2001.
- Hull, A. W., and Winter, H. F., Phys. Rev., 21:211 (1923)
- International Crystal Manufacturing Co, Inc., "Crystal Data", <http://www.icmfg.com/technicaldata.html>.
- J. Stark, Z. Elektrochem., 14pp. 752 (1908)
- J. Taniguchi, N. Ohno, S. Takeda, I. Miyamoto, and M. Komuro, J. Vac. Sci. Technol. B 16, 2506 (1998).
- Keywell, F., "Measurements and Collision-Radiation Damage Theory of High Vacuum Etching", Physical Review, Vol. 97, no. 6, 1955, pp. 1611-1619.
- Kirschner, J., and Etzkorn, H. W., Appl. Phys. A 29: 133 (1982)
- Kolasinski, R., "Oblique Angle Etching Yield Measurements for Ion Thruster Grid Materials", 41st Joint Propulsion Conference, AIAA paper 2005-3526, Tuscon, AZ, 2005. 57
- Kotani, M., Banno, Y., and Fukada, E., Radiation Physics, p. 18, Iwanami, Tokyo (1959)
- L. Feldman, J. Mayer, "Fundamentals of Surface and Thin Film Analysis", North Holland-Elsevier, Prentice Hall, New York (1986)
- Laegreid, N., and Wehner, G. K., J. Appl. Phys., 32:365 (1961)
- Laegreid, N., Wehner, G. K., and Meckel, B., J. Appl. Phys., 30:347 (1959)
- Lawrence Berkeley National Laboratory, "Ion Beam Techniques for Material Characterization",
- Lieberman, Michael A. and Allan J. Lichtenberg, "Principles of Plasma discharges and Materials Processing" New Jersey: Wiley, 2005.
- M. Baker, F. Williams, and G. May, "A Novel In-Situ Monitoring Technique for Reactive Ion Etching Using a Surface Micromachined Sensor," IEEE Trans. Semi. Manufac., vol. 11, no. 2, May, 1998.
- M. Cantagrel and M. Marchal, "Argon Ion Etching in Reactive Gas," J. Mater. Sci., 8:1711 (1973)
- M. D. Baker, "In Situ Monitoring of Reactive Ion Etching," Ph.D. dissertation, Georgia Institute of Technology, 1996.
- M. Gad-el-Hak, "The MEMS Handbook: MEMS, design and fabrication," CRC Press Pub., 2006.
- Maissel, L. I., and Glang, R. (eds.), Handbook of Thin Film Technol.,
- Mantenieks, M., Ray, P., Shutthanandan, S., and Thevuthasan, T., "Low Energy Xenon Ion Etching Yield Measurements", 27 Th International Electric Propulsion Conference, IEPC Paper IEPC-01-309, Pasadena, CA, 2001.
- Massey, H. S. W., and Burhop, E. H. A., Electronics and Ionic Impact Phenomena, Oxford Univ. Press, New York (1952)
- Mattox, D.M., The Foundations of Vacuum Coating Technology, pp. 11-19, Noyes Publications, New York, 2003.

- N. Maluf and K. Williams, "Introduction to microelectromechanical systems engineering," Artech House Pub., 1998.
- Nakles, M.R., Experimental and Modeling Studies of Low Energy Ion Etching for Ion Thrusters, M.S. Thesis, Department of Aerospace Engineering, Virginia Polytechnic Institute, Blacksburg, VA, 2004.
- Narine, S. and Slavin, A., "Use of the Quartz Crystal Microbalance to Measure the Mass of Submonolayer Deposits: Measuring the Stoichiometry of Surface Oxides", Journal of Vacuum Science Technology A., vol. 16, 1998, pp. 1857-1862.
- Okutani, T., Shikata, M., Ichimura, S., and Shimizu, R., J. Appl. Phys., 51:2884 (1980)
- Oyarzabel, J., Yu, J., Hanna, J., Tynan, G., Doerner, R., Taylor, K., and Schmid, K., "Molybdenum and Carbon Cluster Angular Etching Distributions Under Low Energy Xenon Ion Bombardment", 41st Joint Propulsion Conference, AIAA Paper 2005-3525, Tucson, AZ, 2005.
- P. D. Prewett and G. L. R. Mair (Chapter 1, & 6), Focused ion beams from Liquid metal ion source (John Wiley & Sons, 1991).
- P. E. Russell, T. J. Stark, D. P. Griffis, J. R. Phillips, and K. F. Jarausch, J. Vac. Sci. Technol. B 16, 2494 (1998).
- Ray, P.K., and Shutthanandan, V., "Low-Energy Etching Research", NASA CR-1999-209161, 1999
- Rol, P. K., Fluit, J. M., and Kistemaker, J., Physica., 26:1009 (1960)
- Rosenberg, D. L., and Wehner, G. K., J. Appl. Phys., 33:1842 (1962)
- S. Bosch-Charpenay, X. Jiazhan, *et al.* "Real-time Etch-depth Measurements of MEMS," J. Microelectromechanical Systems, vol. 11, Issue 2, pp. 111 – 117, Apr., 2002.
- S. Lipp, L. Frey, G. Franz, E. Demm, S. Peterson, and H. Ryssel, Nuclear Instruments and Methods in Phy. Res. B 106, 630 (1995).
- Saeki, N., and Shimizu, R., Jpn. J. Appl. Phys., 17:59 (1978)
- Sartwell, B. D., J. Appl. Phys., 50:78 (1979)
- Seeliger, R., and Sommermeyer, K., Z. Physik, 93:692 (1935)
- Sigmund, P., "Etching by Ion Bombardment: Theoretical Concepts", Etching by Particle Bombardment I, pp. 9-71, ed. Behrisch, R., Springer-Verlag, Berlin, 1981.
- Sigmund, P., "Theory of Etching. I. Etching Yield of Amorphous and Polycrystalline Targets", Physical Review, vol. 184, no. 2, 1969, pp. 383-416.
- Smentkowski, V.S., Wei, C., and Browall, K., "Summary of Etch Yield Literature", General Electric Research and Development Center, General Electric Company, 1999.
- Stanford Research Systems, Inc., "QCM100-Quartz Crystal Microbalance Theory and Calibration", <http://www.thinksrs.com/downloads/PDFs/ApplicationNotes/QCMTheoryapp.pdf>
- Stocker, B.J., "Cathode Etching in Inert-gas Glow Discharges", British Journal of Applied Physics, Vol. 12, 1961, pp. 465-468.
- Stuart, R. V., and Wehner, G. K., J. Appl. Phys., 33:2345 (1962)
- Surla, V., Etch Erosion Measurements by Cavity Ring-down Spectroscopy, M.S. Thesis, Department of Mechanical Engineering, Colorado State University, Fort Collins, CO, 2004.

- T. Ishitani, T. Ohnishi, Y. Madokoro, and Y. Kawanami, *J. Vac. Sci. Technol. B* 9, 2633 (1991).
- Tel Aviv University, "Quartz Crystal Microbalance (QCM)", <http://www.tau.ac.il/~phchlab/experiments/QCM/QCM.html>.
- Thomson, M. W., *Vacuum*, 66:99 (2002)
- V. Shutthanandan, P. Ray, N. Shivaparan, R. Smith, T. Thevuthasan, M. Manteniaks, "On the Measurement of Low-Energy Etching Yield Using Rutherford Backscattering Spectrometry", 25 th
- W. Gelder and V. Hauser, "The Etching of Silicon Nitride in Phosphoric Acid with Silicon Dioxide as a Mask," *J. Electro. Society*, vol. 114, no. 8, pp. 869–872, 1967.
- Wafer Bumping, <http://www.wafer-bumping.com/documents/techno/metrology.html>
- Wasa, Kiyotaka, Makoto Kitabatake and Hideaki Adachi. Thin film materials technology etching of compound materials. William Andrew, 2003.
- Wehner, G. K., and Rosenberg, D. L., *J. Appl. Phys.*, 31:177 (1960)
- Wehner, G. K., *Advances in Electronics and Electron Physics*, Vol. VII., Academic Press, Inc., New York (1955) 112 Thin Film Materials Technology
- Wehner, G. K., *J. Appl. Phys.*, 30:1762 (1959)
- Wehner, G.K., "Controlled Etching of Metals by Low-Energy Hg Ions", *Physical Review*, Vol. 102, no. 3, 1956, pp. 690-704.
- Whitaker, T., Li, A., Jones, P., and Watts, R., "Angular Distributions of Etched Zirconium Atoms", *Journal of Chemical Physics*, vol. 98, 1993, pp. 5887-5898.
- Wilbur, P.J., "Surface Interactions Handout", Course: Broad Beam Ion Sources, Colorado State University, Fort Collins, CO, 2005.
- Wilson, W.D., Haggmark, L.G., and Biersack, J.P., "Calculation of Nuclear Stopping, Ranges, and Straggling in the Low-Energy Region", *Physical Review B*, vol. 15, no. 5, 1977, pp. 2458-2468.
- Yalin, A., Williams, J., et. al., "Azimuthal Differential Etch Yields of Molybdenum by Low Energy Xe⁺ Bombardment", 42nd Joint Propulsion Conference, AIAA Paper 2006-4336, Sacramento, CA, 2006.
- Yamamura, Y. and Tawara, H., "Energy Dependence of Ion Induced Etching Yields from Monatomic Solids at Normal Incidence", *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, Vol. 62, 1996, pp. 149-253.
- Yamamura, Y., "An Empirical Formula for Angular Dependence of Etching Yields", *Radiation Effects*, vol. 80, 1984, pp. 57-72.
- Yamamura, Y., "Contribution of Anisotropic Velocity Distribution of Recoil Atoms to Etching Yields and Angular Distributions of Etched Atoms", *Radiation Effects*, vol. 55, 1981, pp. 49-56.
- Zalm, P. C., in *Handbook of Ion Beam Processing Technology* (J. J. Cuomo, S. M. Rossnagel, and H. R. Kaufman, eds.), p. 78, Noyes Publications, NJ (1989)
- Zalm, P.C., "Energy Dependence of the Etching of Silicon Bombarded with Neon, Argon, Krypton, and Xenon Ions", *Journal of Applied Physics*, vol. 54, no. 5, 1983, pp. 2660-2666.
- Zhang, Z. and Zhang, L., "Anisotropic Angular Distributions of Etched Atoms", *Radiation Effects and Defects in Solids*, vol. 159, 2004, pp. 301-307.
- Ziegler, J.F., Biersack, J.P., and Littmark, L., *The Stopping and Range of Ions in Solids*, Pergamon Press, New York, 1985.

ÖZGEÇMİŞ

1982 yılında Erzurum'da doğdu. İlköğretimini 12 Mart İlköğretim okulunda tamamladı. Orta öğretimini Erzurum Lisesi'nde okudu. 1999 yılında Ege Üniversitesi Fen Fakültesi Astronomi ve Uzay Bilimlerini okudu. 2008 yılında İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünü bitirdi. 2011 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Nanobilim ve Nanomühendislik ana bilim dalında yüksek lisans eğitimine başladı.