T.C.
SELÇUK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ELEKTRON - ELEKTRON ÇAKIŞMA DENEY DÜZENEĞİNİN KURULMASI VE DÜZENEĞİN SİMÜLASYONU

MELİKE ULU

DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİMDALI

Bu Tez **26.01.2007** tarihinde aşağıdaki jüri tarafından **oybirliği** ile kabul edilmiştir.

(Danışman)	(Üye)	(Üye)
Doç. Dr. Mevlüt DOĞAN	Prof. Dr. Hüseyin YÜKSEL	Doç. Dr. Hamdi Şükür KILIÇ

(Üye)	(Üye)
Doç. Dr. Ayhan ÖZMEN	Yrd. Doç. Dr. Gültekin ÇELİK

ÖZET

DOKTORA TEZİ

ELEKTRON - ELEKTRON ÇAKIŞMA DENEY DÜZENEĞİNİN KURULMASI
VE
DÜZENEĞİN SİMÜLASYONU

Melike ULU
Selçuk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Mevlüt DOĞAN
2007, 167 Sayfa

Jüri: Prof. Dr. Hüseyin YÜKSEL
Jüri: Doç. Dr. Mevlüt DOĞAN
Jüri: Doç. Dr. Hamdi Şükür KILIÇ
Jüri: Doç. Dr. Ayhan ÖZMEN
Jüri: Yrd. Doç. Dr. Gültekin ÇELİK

Bu çalışmada, elektron etkisiyle atomların iyonlaşması olayında saçılan ve koparılan elektronlar arasındaki etkileşmeleri incelemek için elektron – elektron (e,2e) çakışma spektrometresi dizayn edilmiş ve kurulmuştur. (e,2e) çakışma spektrometresini oluşturan elektron tabancası ve enerji analizörlerinin boyutları, SIMION 3D 7.0 bilgisayar benzeşim programı ile belirlenmiştir. Ayrıca SIMION programı kullanılarak elektron tabancası ile analizörlerin çözünürlükleri ve en uygun çalışma aralıkları da belirlenmiştir. AutoCAD programı ile teknik çizimi ve montajı yapılan elektrostatik ve mekanik parçalar, Afyonkarahisar ilinde bulunan 8. Bakım Merkez Komutanlığı'nda yaptırılmıştır. (e,2e) çakışma deney düzeneğindeki her bir elemanın performansları, ayrı ayrı test edilmiş ve sonuçları sunulmuştur. Elektron tabancası, 5–300 eV enerji

aralığında ve ≈ 1μA akımlı elektron demeti üretebilmektedir. Enerji analizörleri ise 100meV çözünürlükle elektronları detekte edebilmektedir. Elektron demeti ve enerji analizörleri, literatürdeki diğer (e,2e) deney sistemleri ile karşılaştırılmıştır. Elektron tabancasının düşük enerji seviyelerinden yüksek enerji seviyelerine kadar elektron demeti üretebildiği, enerji analizörlerinin ise düşük enerjili elektronlarla yapılacak deneyler için uygun çözünürlüğe sahip olduğu görülmüştür.

Anahtar Kelimeler: Elektron – atom çarpışmaları, iyonlaşma, (e,2e) spektrometresi, elektron tabancası, enerji analizörleri, elektrostatik mercekler.

ABSTRACT

PhD Thesis

CONSTRUCTION OF ELECTRON-ELECTRON COINCIDENCE APPARATUS
AND
SIMULATION OF THE APPARATUS

Melike ULU

Selçuk University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics
Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Mevlüt DOĞAN
2007, 167 Pages

Jury: Prof. Dr. Hüseyin YÜKSEL
Jury: Assoc. Prof. Dr. Mevlüt DOĞAN
Jury: Assoc. Prof. Dr. Hamdi Şükür KILIÇ
Jury: Assoc. Prof. Dr. Ayhan ÖZMEN
Jury: Assist. Prof. Dr. Gültekin ÇELİK

In this study, an electron-electron (e, 2e) coincidence spectrometer has been designed and constructed to study interactions between scattered and ejected electrons in electron impact ionizations of atoms. Dimensions of the electron gun and energy analyzers which are constituent (e, 2e) spectrometer were determinate by SIMION 3D 7.0 electron-beam tracing simulation program. Otherwise, resolutions of electron gun, energy analyzers and optimum operate ranges were determinated by using SIMION program. Electrostatic and mechanic components which accomplish computer base technical drawing and mounting by AutoCAD program have made by 8. Renovation Nerve Centre in Afyonkarahisar, Turkey. Performs of individual components of (e, 2e)

coincidence experimental apparatus are tested and its results are reported. The electron gun is capable of produce electron beam in 5-300 eV energy ranges and with ≈ 1μA current. The energy analyzers can detect electrons with 100 meV resolutions. Electron gun and energy analyzers have been compared with other (e, 2e) experimental apparatus in the literature. Observed that electron gun can produce electron beam from low energy level to high energy level, while energy analyzers have suitable resolution for experiments by electrons with low energies.

Key words: Electron-atom scattering, ionization, (e, 2e) spectrometer, electron gun, energy analyzers, electrostatic lenses.

ÖNSÖZ

Bu çalışma Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında doktora tezi olarak hazırlanmıştır. Çalışmada önce elektron-atom çarpışmaları ve tesir kesitleri ile ilgili teorik bilgiler verilmiştir. Elektron etkisiyle direkt iyonlaşma olayını tanımlayan iyonlaşma tesir kesitleri anlatılmıştır. Bu çalışmada elektron etkisiyle iyonlaşma tesir kesitlerinin ölçülmesi için elektron-elektron çakışma deney düzeneği dizayn edilmiş ve kurulmuştur. Ayrıca (e,2e) çakışma deney düzenekleri ile ilgili bilgiler verilmiş ve her bir parçanın dizayn ve yapım aşamaları üzerinde durulmuştur.

Çalışmalarım sırasında beni bilgi ve deneyimleriyle sürekli destekleyen ve sabırla yönlendiren doktora tez danışmanım sayın Doç. Dr. Mevlüt DOĞAN'a en içten teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarımın her safhasında beraber çalıştığımız ve her konuda desteğini aldığım değerli çalışma arkadaşım Arş. Grv. Ömer ŞİŞE'ye, deneyim ve moral desteği ile yanımda olan Doç. Dr. Hamdi Şükür KILIÇ'a, düzeneğin mekanik kısmının yapılmasında her türlü yardımı esirgemeyen ve sabırla yardımcı olan 8. Bakım Merkez Komutanlığı mensupları; Albay Serdar DABAK'a Yüzbaşı Gökhan YENİCİL'e ve Talaşlı Üretim çalışanlarına, teknik desteğiyle Teknisyen Birol EROL'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca Afyonkarahisar Kocatepe Üniversitesi Fizik Anabilim dalında beraber çalıştığımız mesai arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Uzun ve yorucu geçen doktora tez çalışmalarım boyunca bana her konuda yardımcı olan, sürekli moral veren ve desteğini esirgemeyen sevgili eşim Öğr. Grv. Sinan ULU'ya teşekkür eder sevgilerimi sunarım.

Bu tez çalışması 2002K120110 numaralı Devlet Planlama Teşkilatı (DPT) ve 031-FENED-07 numaralı AKÜ Bilimsel Araştırma Projeleri Komisyon Başkanlığınca (BAPKB) desteklenen proje çalışmalarının bir kısmını kapsamaktadır. Bu kapsamda DPT ve AKÜ- BAPKB'na teşekkürlerimi sunarım.

KISALTMALAR DİZİNİ

CC: Close Coupling Equation (Close Coupling Denklemleri)

CCC: Convergent Close Coupling Theory (Convergent Close Coupling Teori)

CEM: Channel Electron Multiplier (Elektron Çoğaltıcı)

DDCS: Doubly Differential Cross Section (İkili Diferansiyel Tesir Kesiti)

DK: Indirect heating cathod (Dolaylı Isıtmalı Katot)

DWBA: Distorted Wave Born Approximation (Bozulmuş Dalga Born Yaklaşımı)

EMD: Electron Momentum Density (Elektron Momentum Yoğunluğu)

EMS: Electron Momentum Spectroscopy (Elektron Momentum Spektroskopisi)

FET: Faraday Elektron Toplayıcı

HK: Direct heating cathod (Doğrudan Isıtmalı Katot)

OPS: Optical Oscillator Strength (Optik Osilatör Kuvveti)

PCI: Post Collision Interaction (Nokta Çarpışma Etkileşimi)

PSD: Position Sensitive Dedectors (Konum Hassasiyet Detektörleri)

PWIA: Plane Wave Interaction Approximation (Düzlem Dalga Etkileşim Yaklaşımı)

RMPS: Pseudo-State R Matrix Approximation (Pseudo-Durumlu R Matris Yaklaşımı)

SDCS: Single Differential Cross Section (Tekli Diferansiyel Tesir Kesiti)

TAC: Time-to Amplitude Converter (Zaman-genlik dönüştürücü)

TDCC: Time Dependent Close Coupling (Zamana Bağlı Close Coupling)

TDCS: Trible Differential Cross Section (Üçlü Diferansiyel Tesir Kesiti)

TMP: Turbo Molecular Pomp (Turbo Moleküler Pompa)

UHV: Ultra High Vacuum (Ultra Yüksek Vakum)

İÇİNDEKİLER

ÖZET i

ABSTRACT iv

ÖNSÖZ vi

KISALTMALAR DİZİNİ vii

İÇİNDEKİLER viii

1. GİRİŞ 1

2. ÇARPIŞMA FİZİĞİNDE TESİR KESİTİ ÖLÇÜMLERİ 4

2.1 Elektron Atom Çarpışmaları 9
2.2 Elektron Etkisiyle Uyarılma Olayı 12
2.3 Elektron Etkisiyle Eş zamanlı İyonlaşma Uyarılma Olayı 16
2.4 Elektron Etkisiyle İyonlaşma Olayı 20
2.5 Direkt İyonlaşma Olayı 20
2.5.1 İyonlaşma Tesir Kesitleri 21
2.5.2 Tekli İyonlaşma Tesir Kesitleri 23
2.5.3 İkili İyonlaşma Tesir Kesitleri 26
2.5.4 Üçlü Diferansiyel Tesir Kesitleri ve Kinematik Durumlar 30
2.6 Kendiliğinden İyonlaşma (Autoionization) Olayı 45
2.7 Auger Olayı 48

3. ELEKTRON - ATOM ÇARPIŞMA TEORİSİ 50

3.1 Merkezi Bir Potansiyel Alanından Saçılma 51
3.2 Tesir Kesiti Kavramı 56
3.3 Tek Elektronlu Atomlarda Uyarılma ve İyonlaşma Tesir Kesitlerinin Hesaplanması 60
3.4 Çok Elektronlu Atomlarda İyonlaşma Tesir Kesitlerinin Hesaplanması 67

4. (e,2e) ÇAKIŞMA DENEY DÜZENEĞİNİN YAPISI 69

4.1 Vakum Sistemi 75
4.1.1 Vakum Çemberi 79
4.1.2 Vakum Boşaltma Sistemi 82
4.1.3 Çalışma Prosedürü ve Performans 83
4.1.4 Kullanılan Malzemeler Ve Temizlik 85
4.2 (e,2e) Çakışma Spektrometresinin Parçaları 86
4.2.1 Elektron Tabancası 87
4.2.2 Enerji Analizörleri 92
4.2.3 Elektron Çoğaltıcı Detektörler (CEM) 97
4.2.4 Faraday Elektron Toplayıcı (FET) 100
4.3 Mekanik Kontrol Sistemi 101
4.3.1 Mekanik Gövde 102

4.3.2 Hareketli Tablalar ve Sabit Diskler 103
4.3.3 Makara Sistemi 105
4.4 Spektrometre Parçalarının Yerleştirilmesi 108
4.5 Gaz İletim Sistemi 108
4.6 Dış Alan Etkilerinin Engellenmesi 111
4.7 Çakışma Elektroniği 113

5. (e,2e) ÇAKIŞMA DENEY DÜZENEĞİNİN DİZAYNI 116

5.1 Elektrostatik Merceklerle Odaklama 116
5.2 Elektron Tabancası 120
5.3 Enerji Analizörleri 130

6. TARTIŞMA VE SONUÇLAR 139

7. KAYNAKLAR 143

1 GİRİŞ

Atom ve moleküllerin elektron, foton, atom ve iyon gibi parçacıklarla etkileşmeleri, atom ve molekül fiziğinin araştırma alanına girmektedir. Bu etkileşmelerde etkili olan kuvvetlerden en baskını elektromanyetik kuvvetlerdir. Atom ve molekül fiziğindeki veriler; plazma fiziği, katıhal fiziği, astrofizik ve atmosfer fiziği gibi alanlardaki uygulamalar için temel bilgileri içermektedir. Geniş bir uygulama alanına sahip olan atom ve molekül fiziğinin araştırma alanı da oldukça geniştir. Atom ve molekül fiziği alanında ilk gelişmeler kuantum mekaniğinde olmuş ve halen geçerliliğini korumaktadır. Atom ve molekül fiziği, iyonların, atomların ve moleküllerin elektromanyetik spektrumlarının incelenmesiyle başlamıştır. Spektrum çalışmaları, radyo dalgalarından, X-ışınları ve gama ışınlarına kadar genişlemiştir. Atom ve molekül fiziği yeni geliştirilen deneysel ve teorik metodlarla diğer bilimlere temel oluşturmaya devam etmektedir.

Atom ve molekül fiziğinde elektron-atom/molekül çarpışmaları üzerine araştırmalar hem deneysel hem de teorik olarak yapılmaktadır. Özellikle kuantum teorisinin ve deteksiyon tekniklerinin gelişmesi ile elektron – atom çarpışma deneyleri saçılma olaylarının anlaşılmasında önemli üstünlükler sağlamıştır. Bu tür çalışmalar temel seviyedeki çok parçacıklı sistemlerinin dinamiklerinin anlaşılmasına yardımcı olmaktadır.

Atomların elektron etkisiyle iyonlaşması, atomik çarpışma çalışmalarında en ilgi çeken alanlardan birisidir. Bu sürecin deneysel ve teorik olarak aydınlatılması plazma fiziği, astrofizik, atmosfer fiziği, radyasyon kimyası ve biyoloji gibi geniş bir alanda oldukça büyük bir öneme sahiptir. Bu ihtiyaç birden fazla farklı parçacığın detekte edilmesini içeren çakışma tekniğinin geliştirilmesine neden olmuştur. Elektron-atom çarpışmasının ardından saçılan elektron/foton ve iyonların yüksek çözünürlüklü analizörlerle ikili ya da üçlü olarak eş zamanlı detekte edilmesi incelenen olay hakkında detaylı bilgiye ulaşılmasını sağlamaktadır.

Elektron-atom çarpışmasıyla iyonlaşma olayının dinamiklerinin incelendiği (e,2e) çakışma spektroskopisi tekniği ile iyonlaşma olayı sonucunda saçılan iki elektron eş zamanlı olarak detekte edilebilmektedir. (e,2e) çakışma spektrometresinin geliştirilmesi, atom, molekül ve ince filmlerin yapısı ile iyonlaşma mekanizmaları hakkında ayrıntılı bilgiler elde edilmesini sağlamıştır.

Çok parçacıklı sistemlerin teorisi üzerine çalışmalar devam ederken, üç parçacık içeren sistemler için bile henüz detaylı bir teori geliştirilememiştir. Üçlü diferansiyel tesir kesitinin ölçülmesine olanak sağlayan (e,2e) spektroskopi tekniği, elektron-atom çarpışmasındaki teorik problemlerin tartışılmasına da zemin oluşturmaktadır.

Bu çalışmada gaz atomlarının elektron etkisiyle iyonlaşma tesir kesitlerini belirlemek için elektron - elektron çakışma deney düzeneğinin kurulması ve kalibrasyonlarının yapılarak çalışır hale getirilmesi amaçlanmıştır.

İkinci bölümde çarpışma fiziğinin tarihsel gelişimi verilerek elektron - atom çarpışmaları sırasında meydana gelen iyonlaşma ve uyarılma gibi olaylar kısaca açıklanmıştır. Ayrıca iyonlaşma olayının incelenmesinde çakışma tekniği kullanılarak yapılan deneysel ve buna paralel olarak gelişen teorik çalışmaların literatür bilgisi de verilmiştir.

Üçüncü bölümde elektron - atom çarpışmalarının teorik alt yapısı üzerinde durulmuş ve tesir kesiti kavramı açıklanmıştır. Tek elektronlu ve çok elektronlu atomlarda iyonlaşma tesir kesitlerinin hesaplamaları açıklanmıştır.

Dördüncü bölümde (e,2e) çakışma spektrometresinin yapısı, parçalarının özellikleri, teknik dizaynı ve yapım aşamaları detaylı bir şekilde anlatılmıştır.

Beşinci bölümde (e,2e) çakışma deney düzeneğinin dizayn parametreleri, elektron tabancası ve analizörleri oluşturan elektrostatik mercek sistemleri

tasarlanırken dikkat edilen noktalar üzerinde durulmuştur. Elektron tabancası ve analizörlerin performans ölçümleri sunulmuştur.

Altıncı bölümde ise çalışır hale getirilen (e,2e) çakışma deney düzeneğinin özellikleri ve performansı üzerinde durulmuş ve değerlendirmeler yapılmıştır.

2 ÇARPIŞMA FİZİĞİNDE TESİR KESİTİ ÖLÇÜMLERİ

Çarpışma deneyleri, belirli enerji, momentum ve spin karakteristiklerine sahip elektron ve fotonların sayılmasını içerir. Olasılık dağılım sonuçları yani tesir kesitleri, kuantum mekaniksel olarak ifade edilir. Çarpışma fiziği, 1887'de H. Hertz tarafından fotoiyonizasyonun ve 1903'de elektron çarpışma tesir kesitlerinin P. Lenard tarafından keşfi ile yeni bir araştırma alanı haline gelmiştir. 1895'de Röntgen'in X ışınlarını keşfetmesini X ışınları ve radyoaktif materyallerden salınan ışınların etkisiyle gazların iyonlaşmasını inceleyen çalışmalar izlemiştir. 1897 yılında J. J. Thomson tarafından ilk olarak elektronun varlığı, yükünün kütlesine oranının ölçülmesiyle gösterilmiştir. Alfa parçacıkları kullanarak atom çekirdeğinin Rutherford tarafından keşfedilmesi modern saçılma deneylerinin başlangıcı olmuştur. 1911'de Rutherford, saçılan parçacıkların açısal dağılımının ölçülmesinin, saçıcının içyapısı hakkında bilgi verdiğini ortaya koymuştur. Atomların elektron etkisiyle uyarılmasında elektronların enerji kaybı, 1913 yılında J. Franck ve G. Hertz tarafından gözlenmiştir (Franck ve Hertz 1914). Bu keşifler, modern atom modelinin geliştirilmesine temel oluşturmuştur.

Elektron – atom çarpışmalarının kantitatif analizleri, 1921'de Ramsauer tarafından gerçekleştirilen toplam tesir kesit ölçümleri ile başlamıştır. Ramsauer'in demet çarpışma tekniği, soy gaz hedefleri için ölçülen elektron-atom tesir kesitlerinin elektronun enerji değişimine göre maksimum ve minimumlar verdiğini göstermiştir. Townsend ve Baily (1922) de aynı sonuçları daha düşük enerjili elektronlarla elde etmiştir. Bu sonuçlar enerjinin azaldıkça toplam tesir kesitinin artmasını öngören klasik saçılma teorisi ile uyuşmamaktaydı. Ramuser-Townsend etkisinin belirlenmesi kuantum çarpışma teorisinin geliştirilmesindeki önemli etkilerden biri olmuştur. Çarpışma fiziğinde polarize olmuş atomlardan elektronların saçılması, atomik parçacıklar ve fotonların çakışma deneyleri gibi daha ileri seviyedeki çalışmalar yapılmıştır. Bu konudaki ilk detaylı çalışmalar Massey ve Burhop (1969) tarafından yayınlanmıştır.

Toplam tesir kesiti ölçümleri Ramsauer, crossed-beam ve recoil tekniği gibi deneysel tekniklerle devam etmiştir (Bederson 1968, Bederson ve Kieffer 1971). Elektron etkisiyle uyarılma ve iyonlaşma olaylarının integral tesir kesitleri, optik uyarılma etkisinin (enerjinin bir fonksiyonu olarak ölçülen tesir kesiti) ölçülmesi ile geniş bir şekilde çalışılmıştır. Toplam tesir kesiti, integral ve momentum transfer tesir kesitleri ölçümleri ile ilgili ayrıntılı bilgiler McCarthy ve Weigold (1995) tarafından yayınlanan kitapta verilmiştir.

Elektron - atom çarpışma diferansiyel tesir kesiti ölçümü, basit gazların elastik saçılmasının açıya bağımlılığını ölçen Ramsauer ve Kollath (1932)'ın çalışması ile başlamıştır. Tekli, ikili ve üçlü diferansiyel tesir kesiti ölçümleri deneysel tekniklerin gelişmesiyle birlikte günümüzde de devam etmektedir. Elektron-atom çarpışması ile meydana gelen uyarılma, iyonlaşma gibi olayların daha detaylı incelemeleri ve geliştirilen teorilerin test edilmesi diferansiyel tesir kesitlerinin ölçümü ile gerçekleştirilebilmektedir. Bu konu üzerinde Bölüm 2.1'de daha detaylı olarak durulacaktır.

(e,2e) çakışma deney tekniği, ilk olarak Ehrhardt ve ark. (1969) ve Amaldi ve ark. (1969) tarafından birbirlerinden bağımsız olarak geliştirilmiştir. (e,2e) deney tekniklerinin geliştirilmesiyle pek çok farklı kinematik düzende iyonlaşma tesir kesitlerinin ölçümü gerçekleştirilmiştir. Deney aletlerinin hassasiyetlerinin artması ve bilgisayarlı hesaplama tekniklerinin ilerlemesi elektron - atom çarpışma teorilerinin de gelişmesini sağlamıştır.

Saçılma deneylerinin sonuçlarını açıklamak için geliştirilen teoriler, deneysel çalışmalarla paralel olarak erken dönemlere dayanmaktadır. 1920'li yılların son dönemlerinde Langmuir ve Jones (1928) tarafından gerçekleştirilen çarpışma deneylerini, belirli iyonlaşma olayları için Birinci-Born Yaklaşımını içeren Bethe (1930), Massey ve Mohr (1965) tarafından kurulan teorik alt yapının geliştirilmesi izlemiştir. 1960'larda Peterkop (1963) tarafından tekli iyonlaşma olayı için üç yüklü parçacığın varlığı düşünülerek, çok parçacık probleminin teorisi geliştirilmiştir.

Mott ve Massey (1987), elastik ve elastik olmayan elektron atom çarpışmalarının teorisini ayrıntılı olarak bir kitapta toplamışlardır. Burke (1994) tarafından hazırlanan iki ayrı çalışmada elektron-atom/iyon/molekül çarpışma teorisi ayrıntılı bir şekilde incelenmiştir. Trajmar ve ark. (1994), elektron–atom çarpışma teorisiyle elde edilen tesir kesitleri ile bu tesir kesitlerinin deneysel olarak ölçümleri üzerinde durmuştur.

Byron ve Joachain (1989) tekli iyonlaşma olayı için geliştirdiği çarpışma teorisini (e,2e) çakışma deneylerinden elde edilen sonuçlarla karşılaştırmalı olarak vermiştir. Rescigno ve ark. (1999) üç yüklü parçacıklı sistemi kuantum mekaniksel olarak incelemiş ve iyonlaşma tesir kesitlerini kuantum mekaniksel olarak elde etmiştir.

Pek çok çalışmada elektron etkisiyle iyonlaşma olayı için Born tipi yaklaşıklıklar kullanılmıştır. Born yaklaşıklığında, gelen ve iyonlaşan elektronun dalga fonksiyonları düzlem dalga olarak ele alınmaktadır. İyonlaşmış H, He veya Li gibi atomlar için deneyle oldukça iyi uyum gözlenmesine rağmen temel problem, hesaplamalarda taban ve iyonlaşmış durumlarda gelen ve çıkan elektronların etkileşmelerinin tamamen ihmal edilmesidir (Bartschart ve Burke 1987). Yüksek enerjilerde gerçekleştirilen deneylerde gelen elektron ile çekirdek arasındaki etkileşme süresinin az olması Birinci Born Yaklaşıklığının deney sonuçları ile uyumlu olmasını sağlamaktadır.

Geleneksel olarak, çarpışma fiziğinde ilgilenilen enerji aralıkları, i) iyonlaşma eşiği (threshold) bölgesi, ii) düşük (iyonlaşma eşiğinin 1 ve 10 katı arası), iii) orta (intermediate) ve iv) yüksek (iyonlaşma eşiğinin 10 katından daha büyük enerjiler) enerji bölgeleridir. Düşük enerjili gelen elektron etkisiyle atom ve iyonlardan saçılma olaylarında pertürbe olmamış Close Coupling (CC) tipi yaklaşımlar kullanılmıştır. Yüksek enerjili elektronlarla etkileşen sistemler için pertürbe edilmiş Born tipi yaklaşıklıklar yapılmıştır. Orta enerji bölgesindeki elektronlarla etkileşen sistemlerde ise bu metotlar güvenilir sonuçlar vermemiştir. Bu bölge için stantard Close-Coupling denklemlerinde düzeltmeler yapılmıştır. Bartschat (1998), ortalama enerji

bölgesinde R-matris metodları ve Convergent Close Cuopling (CCC) teorilerini bu yaklaşımlar paralelinde incelemiştir.

Close-Coupling denklemleri, 1950'nin son dönemlerinde elektron-atom çarpışmalarının detaylı bir modellemesini yapmıştır. Close-Coupling denklemleri, sürekli kısmını da içine alacak şekilde hedefin tüm durumlarının üzerinden genişletme yapılarak türetilmiştir (Bray ve ark. 1992a). Gelen elektron ve hedef arasındaki etkileşmeyi hesaplamak için Henry (1979) , Burke ve ark. (1983, 1984) R-matrix metodunu kullanmışlardır. Bu metodla direkt iyonlaşma, uyarılma ve kendiliğinden iyonlaşma olayları için hesaplamalar yapılmış ve deneylerle oldukça uyumlu sonuçlar elde edilmiştir (Burke ve Robb 1975, Bartschat 2002, Bartschat ve Sadeghpour 2003).

Teorik olarak Elektron – Helyum çarpışmaları, elektron – Hidrojen çarpışmasından sonra ikinci en basit elektron – atom saçılma sistemidir. e-He saçılmasına deneysel açıdan bakıldığında bazı avantajları vardır. Teorisyenler için ilk olarak e-H sistemi tercih edilmiştir. Çünkü dört parçacık sistemi yerine üç parçacık sistemini çalışmak daha kolaydır.

Çok elektronlu atomlarda elektron etkisiyle iyonlaşma olayında temel zorluk iyonlaşma durumlarının belirlenememesinden kaynaklanmaktadır. CCC metodunda elektronun fonksiyonları, bir iyonun çok sayıdaki iyon durumları ile iyona bağlı bulunan elektronun dalga fonksiyonunun çarpımını içeren Close Coupling denklemlerinin çözülmesiyle elde edilir. Bu metot, ilk olarak e-H problemine başarılı bir şekilde uygulanmış (Bray ve Stelbovics 1992b), daha sonra bu metot e-He saçılması için geliştirilmiştir (Fursa ve Bray 1995). Bu yaklaşıklık teorisinin zorluğu çok uzun bilgisayar hesaplamaları gerektirmesinden kaynaklanmaktadır. Fakat uyarılma, iyonlaşma, kendiliğinden iyonlaşma, uyarılma-iyonlaşma olaylarının her biri için tesir kesitlerinin hesaplanmasına ve aralarında geçiş yapılabilmesine olanak tanıması en büyük avantajlarıdır. Elektron- atom çarpışmalarında sıkça kullanılan CCC ve R-matris teorilerinin deneylerle uyumlu sonuçlar verdiği görülmektedir (Bray ve Fursa 1996, Bray ve Stelbovics 2001; Bray 1997, 1999, 2000; Fursa ve

Bray 1997; Kheifets ve ark. 1999; Bartschat ve Grum-Grzhimalio 2000; Grum-Grzhimalio ve Bartschat 2000; Bray ve ark. 2002a).

Elektron-Helyum çarpışması için CCC hesaplamaları Fursa ve ark (1997) tarafından, elektron/foton ile çarpışan atomlar için geliştirilen CCC metodu ise Bray ve ark (2002b) tarafından özetlenmiştir. Chen ve ark (1998, 1999) elektron etkisiyle iyonlaşan Helyumun eşit enerji paylaşımlı geometride üçlü diferansiyel tesir kesitleri ve düşük enerjilerde ikili tesir kesitleri CCC metodu ile hesaplamışlar ve deneysel ölçümlerle karşılaştırmalı olarak sunmuşlardır.

1990'lı yıllarda e-He etkileşmelerinde Laguerre tabanlı CCC hesaplamaları gerçekleştirilmekteydi. Son zamanlarda hedefin durumları bir elektronlu He^+ iyonu box-based özdurumları düşünülerek CCC-B hesaplamaları yapılmaktadır (Bray ve ark. 2003a, Stelbovics ve ark. 2005).

2.1 Elektron Atom Çarpışmaları

Elektron-atom çarpışmaları meydana geldiğinde oluşabilecek temel ihtimaller aşağıda verilmiştir.

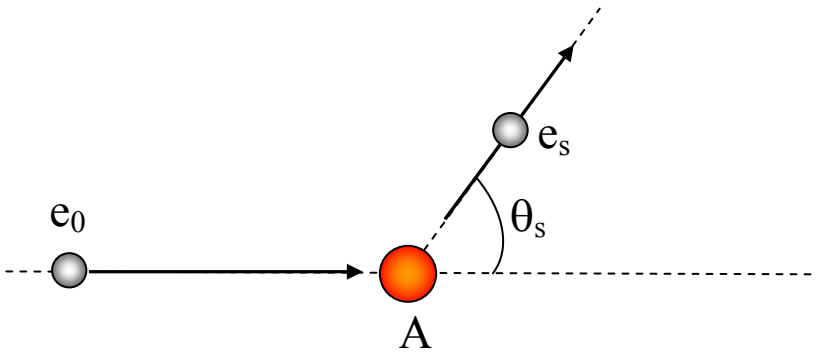
(i) Enerjisine bağlı olarak elektron, atomun içyapısında herhangi bir değişikliğe neden olmadan saçılabilir.

(ii) Atomun uyarılma enerjisine eşit veya daha yüksek enerjili bir elektron, atoma çarparak atomdan bir foton salınmasına sebep olabilir.

(iii) Gelen elektron atomdan bir elektronunu koparabilecek enerjiye sahipse atom iyonlaştırılabilir.

(iv) Eğer atom birden fazla elektrona sahip ve gelen elektronun enerjisi bu elektronları iyonlaştırabilecek seviyede ise birden fazla elektron koparılabilir.

Elektron - atom çarpışmalarında meydana gelebilecek pek çok durumdan biri elastik çarpışmadır. Elastik çarpışmada gelen elektron, hedef atomun (A) iç enerjisine kinetik enerji aktarmaksızın yön değiştirir (Şekil 2.1).



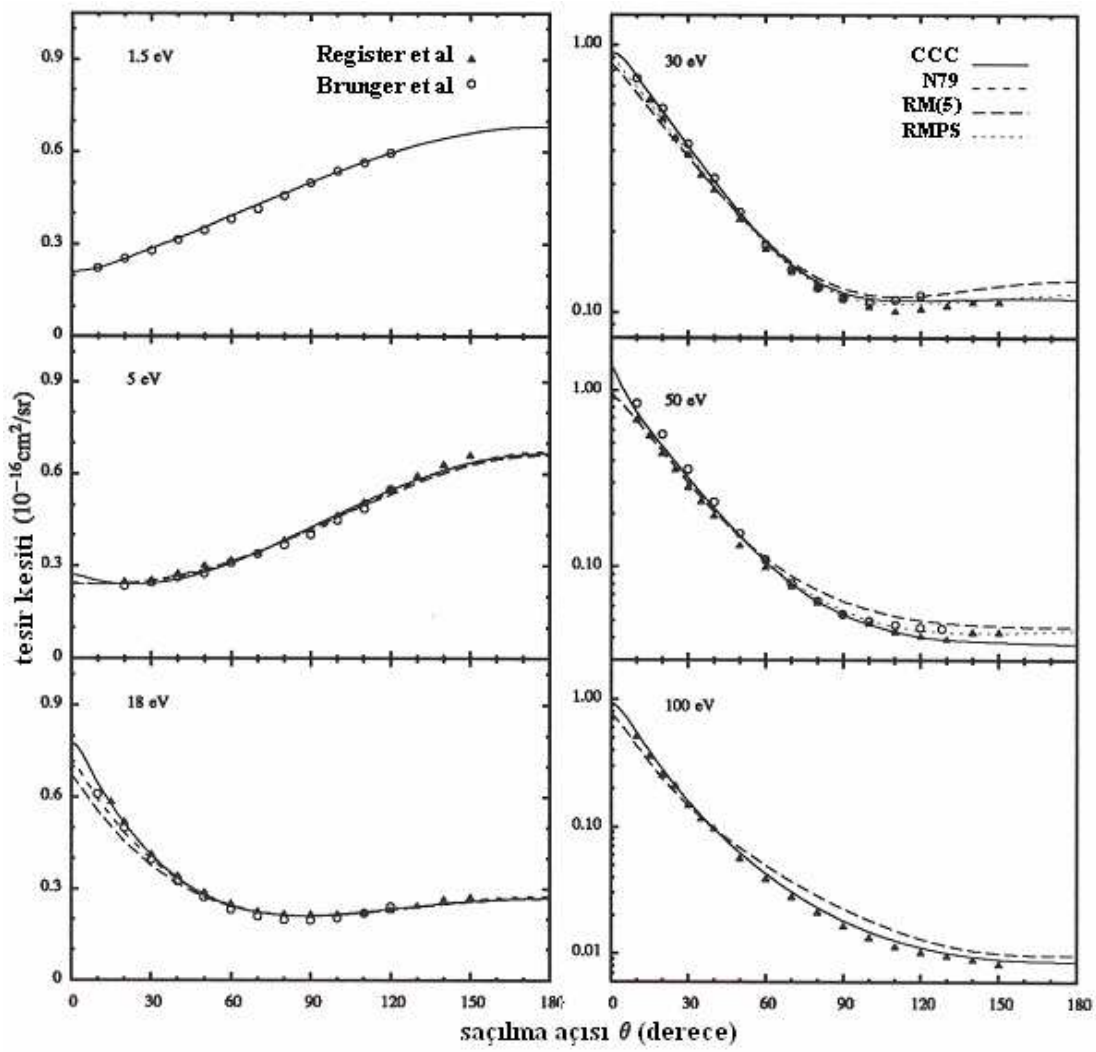
Şekil 2.1. Elastik saçılma olayının şematik gösterimi.

Örneğin hedef olarak He atomu alınırsa E_0 enerjili elektron ile taban durumundaki He atomunun elastik çarpışması aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$e_0^-(E_0) + He(1s) \rightarrow e_s^-(E_0) + He(1s) \qquad (2.1)$$

Burada e_0^- ve e_s^-, sırasıyla gelen ve saçılan elektronu göstermektedir. Elastik e-He saçılması, deneysel ve teorik olarak iyi bir şekilde anlaşılmıştır ve farklı elektron saçılma uygulamalarında kalibrasyon amaçlı kullanılmaktadır. Fursa ve Bray (1997) e-He elastik diferansiyel tesir kesitlerinin 1.5 ile 100 eV enerjili elektronlar için CCC hesaplamalarını, Register (1980) ve Brunger (1992)'in deneysel sonuçlarını ve literatürde yer alan R-matris hesaplamalarını özetlemişlerdir. Şekil 2.2'de E_0=1.5, 5, 18, 30, 50, 100 eV enerjili elektronlar için ölçülen elastik diferansiyel tesir kesitleri gösterilmiştir (Fursa ve Bray 1997).

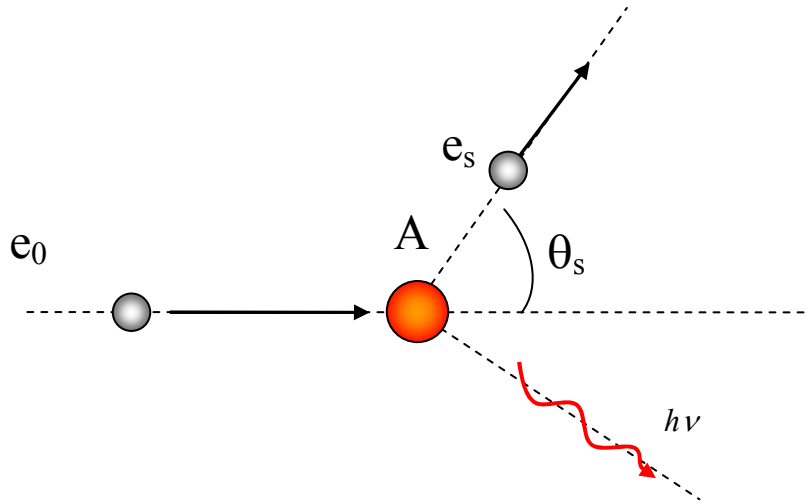
Elastik olmayan çarpışmalarda ise gelen elektron kinetik enerjisini atomun iç enerjisine transfer eder. Enerjinin bu transferine genellikle yön değişimi eşlik eder. Genellikle gelen elektron ile saçılan elektron arasındaki enerji farkı, hedef parçacığın ilk durumu ile son durumu arasındaki enerji farkına eşit kabul edilir. Bu enerji aktarımı ile çarpışma esnasında gelen elektronun kinetik enerjisine bağlı olarak uyarılma, eş zamanlı iyonlaşma - uyarılma, direkt iyonlaşma, iç kabuklardan iyonlaşma ya da kendiliğinden iyonlaşma olayları gerçekleşebilir.



Şekil 2.2. Farklı enerjiler için e-He saçılmasının elastik diferansiyel tesir kesitleri (Fursa ve Bray 1997). Deneysel ölçüm değerleri, Brunger ve ark. (1992) ve Register ve ark. (1980)'dan alınmıştır. 30 eV hariç CCC hesaplamaları, Fursa ve Bray (1995)'dan ve 30 ve 50 eV'daki R-matris (RMPS) hesaplamaları Bartschat ve ark. (1996a)'dan alınmıştır. 5 ve 18 eV'da Nespet (1979)'in varyasyonel hesaplamaları N79 ve Fon ve ark. (1981)'in beş-durum R matris hesaplamaları RM(5) ile gösterilmiştir.

2.2 Elektron Etkisiyle Uyarılma Olayı

Gelen elektronun enerjisi hedef atomu (A) uyaracak mertebede bir enerjiye sahipse elektron, atomun enerji seviyeleri arasındaki fark kadar enerji vererek atomu uyarır. Tekrar elektron taban duruma döndüğünde atom bir foton salacaktır (Şekil 2.3).



Şekil 2.3. Uyarılma olayının şematik gösterimi.

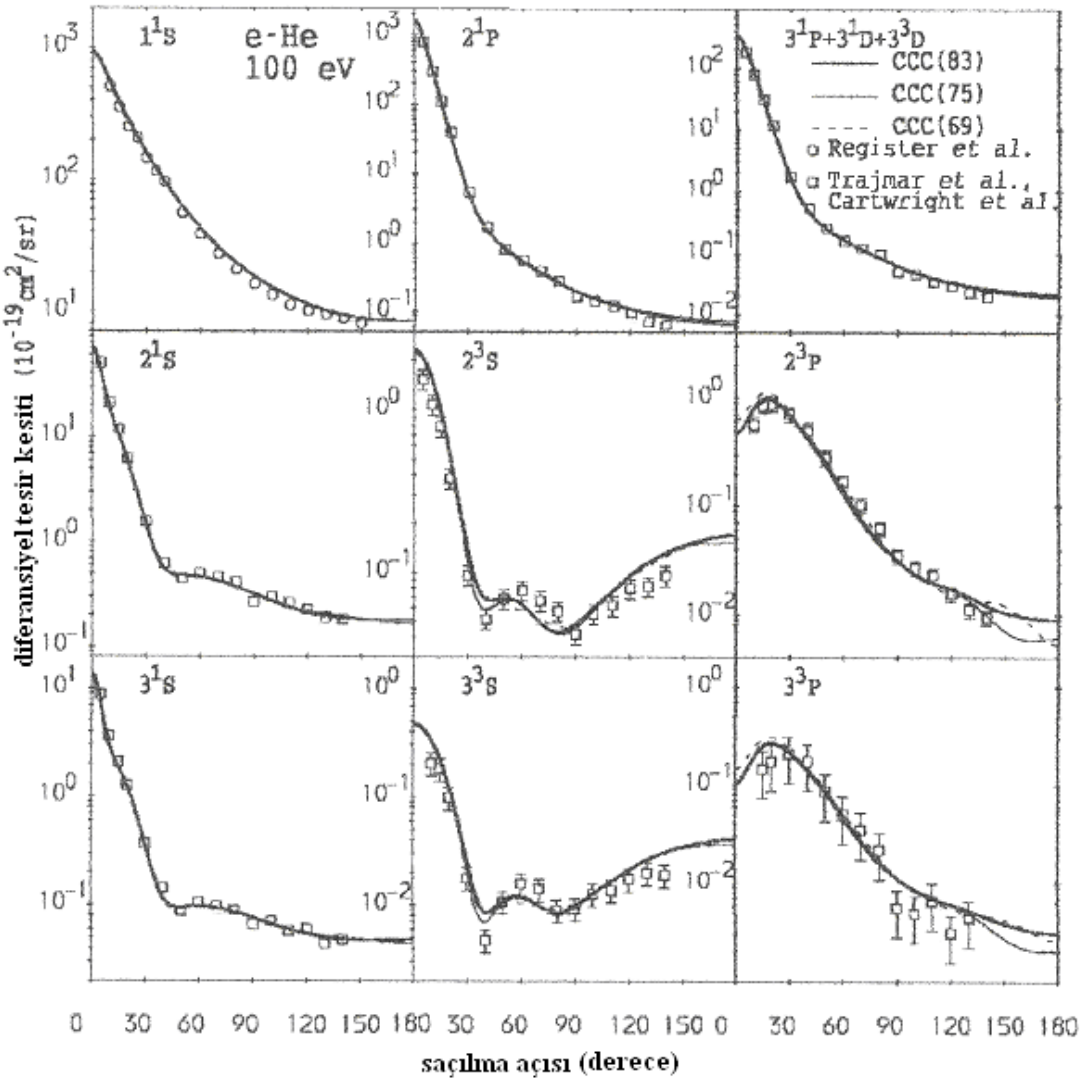
He atomunun uyarılması aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$\begin{array}{l} e_0^-(E_0) + He\left[(1s^2)\,^1S\right] \rightarrow He(1s2p)\,^1P + e_s^-(E_s) \\ \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad \downarrow \\ \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad He\left[(1s^2)\,^1S\right] + h\nu \end{array} \qquad (2.2)$$

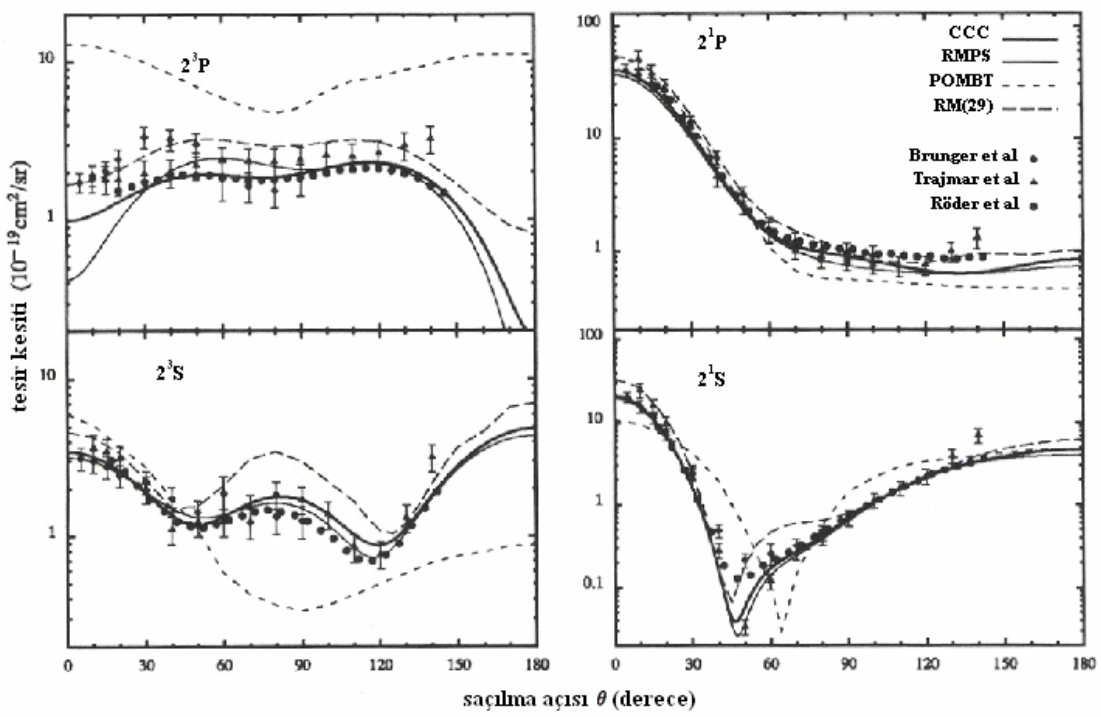
Burada E_o ve E_s sırasıyla gelen ve saçılan (He atomundan) elektronun enerjisidir. Uyarılan He atomuna ait iç elektronun tekrar taban seviyesine dönmesiyle $h\upsilon$ enerjili bir foton salınır.

e-He etkileşmelerinin özetlendiği bir diğer çalışmada Fursa ve Bray (1996b) tarafından yapılmıştır. Bu çalışmada orta enerji seviyesinden yüksek enerji seviyelerine kadar (30–500 eV) elastik ve farklı enerji seviyelerine uyarılma diferansiyel tesir kesitleri, CCC teori kullanılarak hesaplanmış ve literatürdeki deneysel ve teorik sonuçlarla karşılaştırılmıştır (Şekil 2.4).

Fursa ve Bray (1997), Şekil 2.5'de gösterilen elektron Helyum etkileşmesi için $2\ ^1S$, $2\ ^3S$ ve $2\ ^1P$, $2\ ^3P$ uyarılma diferansiyel tesir kesitlerinin CCC teori hesaplamalarını, deneysel ölçüm değerleri ve literatürdeki diğer hesaplama yöntemlerinin sonuçlarıyla karşılaştırmışlardır. Orta enerjili elektronlarla elde edilen tesir kesitleri ifadelerini sağlıklı olarak veren teorilerin bulunmadığı daha önce belirtilmişti. 30 eV iyonlaşma eşiğine yakın bir enerji değeridir. Bu enerji aralığında hesaplanan teorik diferansiyel tesir kesitlerinin deneysel olarak ölçülen tesir kesitlerinden farklı olduğu görülmektedir. Deneysel verilerle en uyumlu sonuçlar, CCC teorileriyle hesaplanan tesir kesitlerinde görülmüştür.



Şekil 2.4. 100 eV' da e-He saçılması için diferansiyel tesir kesitleri (Bray ve Fursa 1996b). Ölçüm değerleri, Register ve ark. (1980), Cartwright ve ark. (1992), Trajmar ve ark. (1992)'den alınmıştır.



Şekil 2.5. 30 eV'da e-He için 2 ^{1}S, 2 ^{3}S ve 2 ^{1}P, 2 ^{3}P uyarılma diferansiyel tesir kesitleri (Fursa ve Bray 1997). Deneysel ölçüm değerleri, Brunger ve ark. (1990), Trajmar ve ark. (1992) ve Röder ve ark. (1996a)'dan alınmıştır. R-matris (RMPS) sonuçları, Bartschat ve ark. (1996)'dan alınmıştır. RM(29) ile işaretlenen hesaplamalar, Fon ve ark. (1995) ve FOMBT ile işaretlenen hesaplamalar Cartwright ve ark. (1992)'dan alınmıştır.

2.3 Elektron Etkisiyle Eş zamanlı İyonlaşma Uyarılma Olayı

Eşzamanlı iyonlaşma - uyarılma olayında, atoma ait elektronlardan birisi koparılırken iyonun taban durumunda bulunan diğer elektron eş zamanlı olarak bir üst enerji seviyesine çıkarılır. Bu elektronun tekrar iyonun taban durumuna geri dönmesi ile bir foton yayınlanır. Bir elektronun koparılması ve foton yayınlanması eş zamanlı olarak gerçekleşir. Çarpışmadan sonra ortamda saçılan ve koparılan olmak üzere iki elektron, bir foton ve geriye kalan iyon bulunur. Teorik ve deneysel olarak yeni sayılabilecek bir alandır. He atomunun eş zamanlı olarak iyonlaşma uyarılma olayı aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

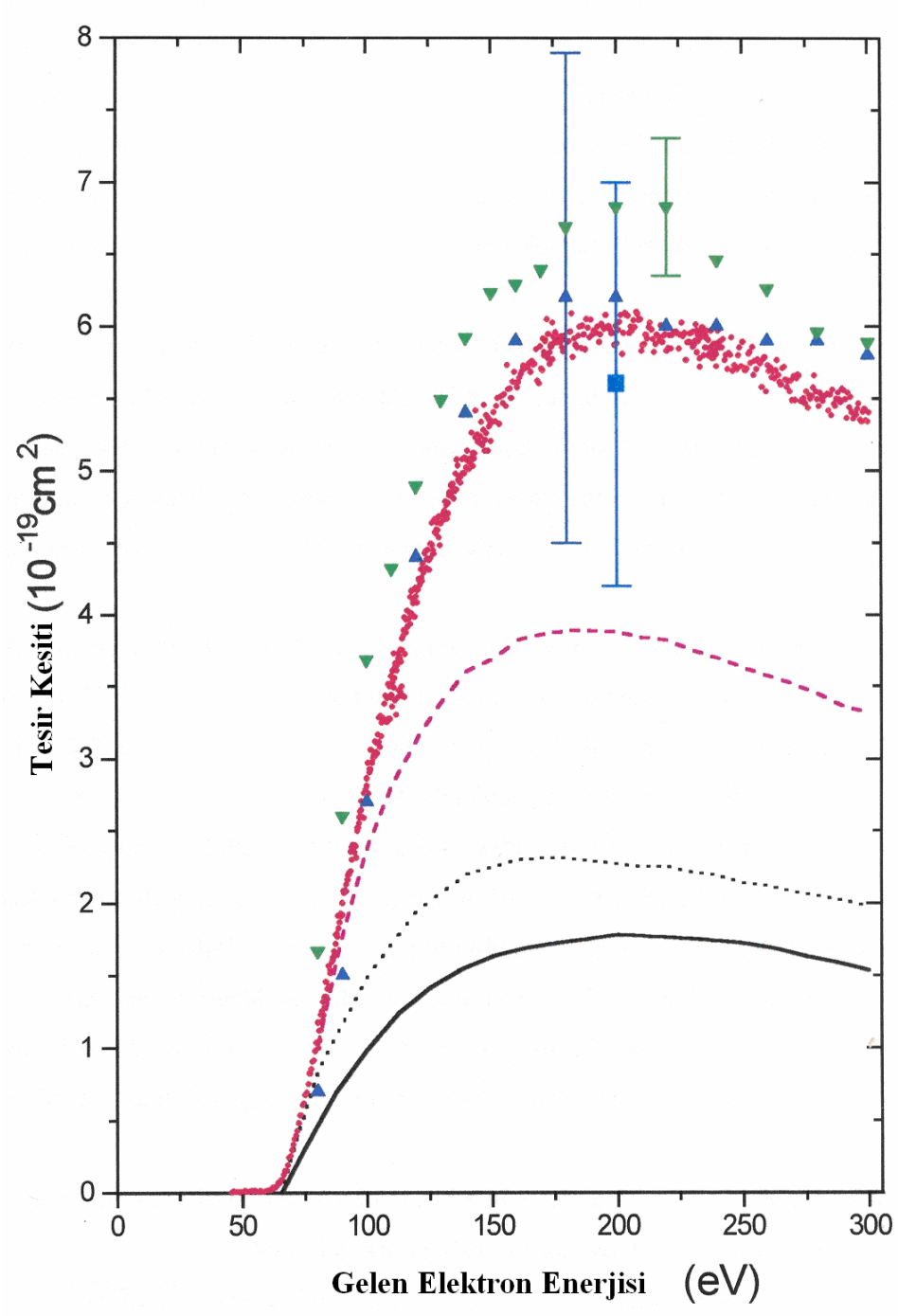
$$\begin{array}{l} e_0^-(E_0) + He(1s^2)\,{}^1S \rightarrow He^+(2p)\,{}^2P + e_s^-(E_s) + e_i^-(E_i) \\ \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad \downarrow \\ \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad He^+(1s)\,{}^2S + 30.4\ nm \end{array} \qquad (2.3)$$

Eşzamanlı iyonlaşma uyarılma olayında emisyon tesir kesitini daha detaylı ölçebilmek için pek çok yaklaşım vardır. Götz ve ark. (1996), iyonlaşma eşiğinden 10 kat daha düşük enerjili elektronlarla etkileşen He atomundan salınan 30,4 nm dalga boylu fotonların açısal dağılımını açığa çıkan elektronları gözlemlemeden ölçmüştür. Şekil 2.6'da, gelen elektronun bir fonksiyonu olarak $He^+(2p)$ emisyon tesir kesiti deneysel değerleri ve teorik karşılaştırmaları verilmiştir (Dogan 1999).

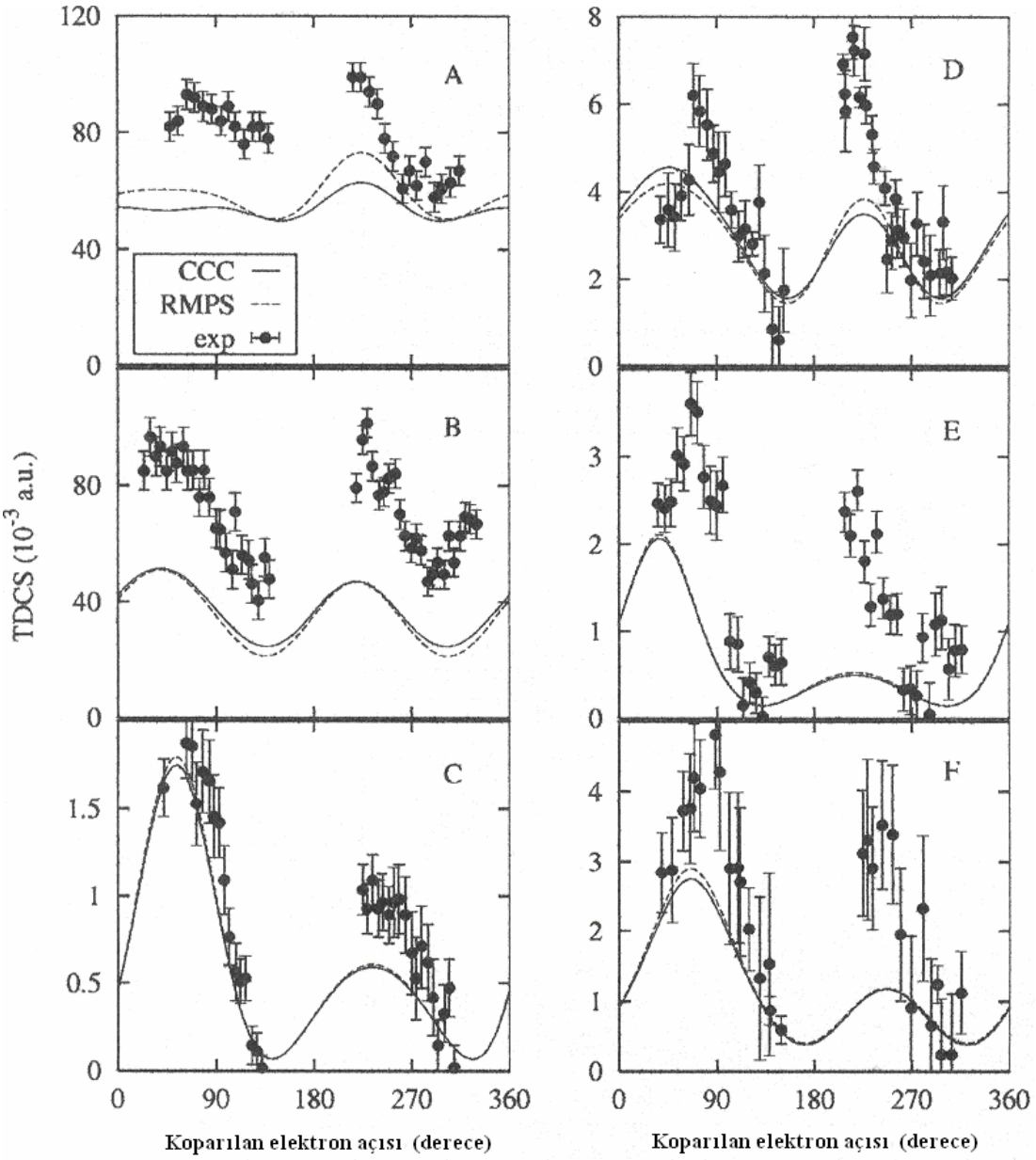
Diğer bir yaklaşımda ise yayınlanan foton göz ardı edilerek çıkan iki elektronun detekte edildiği elektron-elektron çakışma deneyi ile eş zamanlı iyonlaşma uyarılma olayının dinamikleri araştırılır (Dupre ve ark.1992). Doğan (1999) ve Doğan ve ark. (1998, 2001, 2002), eş zamanlı iyonlaşma uyarılma olayını (e,2e), (e,eγ) ve (e,2eγ) çakışma tekniklerini kullanarak incelemişlerdir.

Eş zamanlı iyonlaşma uyarılma olayının gerçekleştiği He atomunun elektron etkisiyle iyonlaşma olayını açıklamak için birinci Born yaklaşımı, CCC teorisi ve

pseudo-durumlu R matris (RMPS) yaklaşımının sonuçları birbirine benzer sonuçlar vermiş, fakat deneyle oldukça farklı sonuçlar elde edilmiştir (Şekil 2.7). Bu konuda yapılan deneysel ve teorik çalışmalar, Bray ve ark. (2002b) ile Lahmam-Bennani (2002) tarafından yayınlanan detaylı makalelerde bulunabilir.



Şekil 2.6. He^+(2p) emisyon tesir kesiti (Dogan 1999). Daire, Doğan (1999)'ın ; kare, Bloemen ve ark. (1981)'nın; aşağı doğru olan üçgenler, Frand ve ark. (1985); yukarı doğru olan üçgenler, Hayes ve Williams (1996)'nın; noktalı çizgi, Raeker ve ark. (1994)'nın; kesik çizgi, Rudge (1988)'nin; sürekli çizgi ise Kuplyauskene ve Maknitskas (1991)'ın tesir kesiti değerlerini göstermektedir.



Şekil 2.7. He^+ n=2 enerji seviyesine iyonlaşma - uyarılma olayı için koparılan elektronun düzlemde açısal dağılımı (Bray ve ark. 2002a). Şeklin solunda Dupre ve ark. (1992)'na ait A) 5eV, B) 10eV ve C) 75eV enerjili koparılan elektronlar için deneysel sonuçlar gösterilmiştir. Şeklin sağında Avaldi ve ark. (1998)'nin D) 10eV, E) 40 eV ve F) 20 eV enerjili koparılan elektronlar için deneysel sonuçları gösterilmiştir. Deneysel veriler, Kheifets ve ark. (1999b)'nın CCC ve RMPS hesaplamaları ile karşılaştırılmıştır.

2.4 Elektron Etkisiyle İyonlaşma Olayı

Atom ve moleküllerin elektron etkisiyle iyonlaşması, atomik çarpışma konusunda en çok ilgilenilen alanlardan birisidir. İyonlaşma olayının hem teorik hem de deneysel olarak iyi bir şekilde tanımlanması pek çok fizik dalında önem taşımaktadır. En önemli uygulamaları, plazma fiziği, astrofizik, üst atmosfer fiziği ve radyasyon kimyasında yapılmaktadır.

Elektron etkisiyle iyonlaşma olayı, teorik problemlerin de tartışılmasına zemin sağlamaktadır. Elektron etkisiyle iyonlaşma olayında çarpışmadan sonra birbirleriyle uzun menzilli Coulomb etkileşmesi içinde olan en az üç parçacık bulunmaktadır. İyonlaşma mekanizmasının tanımlanması, çok parçacık probleminin çözülmesini gerektirmektedir. Parçacıkların hepsinin enerji ve momentumlarının belirlenmesi iyonlaşma olayının tam olarak tanımlanmasını sağlar.

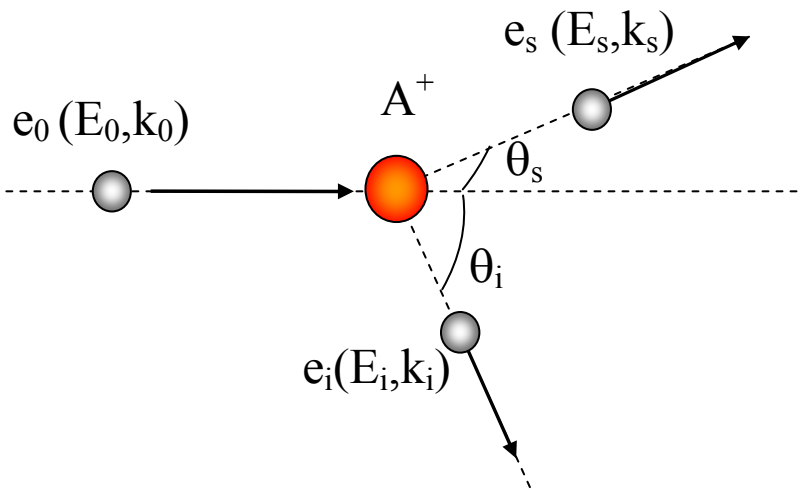
Elektron etkisiyle iyonlaşma olayı, elektronun enerjisine bağlı olarak direkt iyonlaşma, kendiliğinden iyonlaşma (Autoionization), iç ya da orta enerji seviyelerinden iyonlaşma (Auger) olaylarını da içine almaktadır.

2.5 Direkt İyonlaşma Olayı

Gelen elektronun enerjisi atomun bir elektronunu koparacak kadar enerjiye sahipse atomun bir elektronu iyonlaştırılır (Şekil 2.8). Örneğin e-He etkileşmesi için direkt tekli iyonlaşma olayı aşağıdaki gibi gösterilebilir:

$$e_0^-(E_0) + He\left[\left(1s^2\right)^1S\right] \rightarrow He^+\left[(1s)^2S\right] + e_s^-(E_s) + e_i^-(E_i) \qquad (2.4)$$

Burada E_o, E_s ve E_i gelen ve saçılan elektronla koparılan elektronun enerjileridir. Atomun iyonlaşması sonucunda ortamda; iyon, saçılan elektron ve koparılan elektron olmak üzere üç parçacık bulunmaktadır. Saçılan ve koparılan elektronlar son durumda ayırtedilemezler. Fakat geleneksel olarak hızlı ve küçük açılı olan saçılan, yavaş ve daha büyük açılı olan koparılan elektron olarak kabul edilir. Ayrıca hedef atomun ve çarpışmadan sonra geriye kalan iyonun taban durumda olduğu kabul edilir. Bu durumda enerji ve momentum korunmaktadır ve elektronun kütlesinin iyonun kütlesine oranının çok küçük olmasından dolayı iyonun geri tepme enerjisi ihmal edilir. Üçlü tesir kesitlerinin tartışıldığı bölümde iyonlaşma olayının kinematikleri üzerinde ayrıca durulacaktır.



Şekil 2.8. Direkt iyonlaşma olayının şematik gösterimi.

2.5.1 İyonlaşma Tesir Kesitleri

Elektron etkisiyle atomik sistemlerin iyonlaşması olayı, farklı tesir kesitleri ile belirlenir. Bunlardan birisi toplam iyonlaşma tesir kesitidir (McCarthy ve Weigold 1991b). Toplam iyonlaşma tesir kesiti ölçümleri, çoğu uygulamada oldukça önemli olmasına karşın, iyonlaşma dinamikleri ve hedefin yapısı hakkında göreceli olarak daha az bilgi vermektedir. Daha sonraki zamanlarda diferansiyel tesir

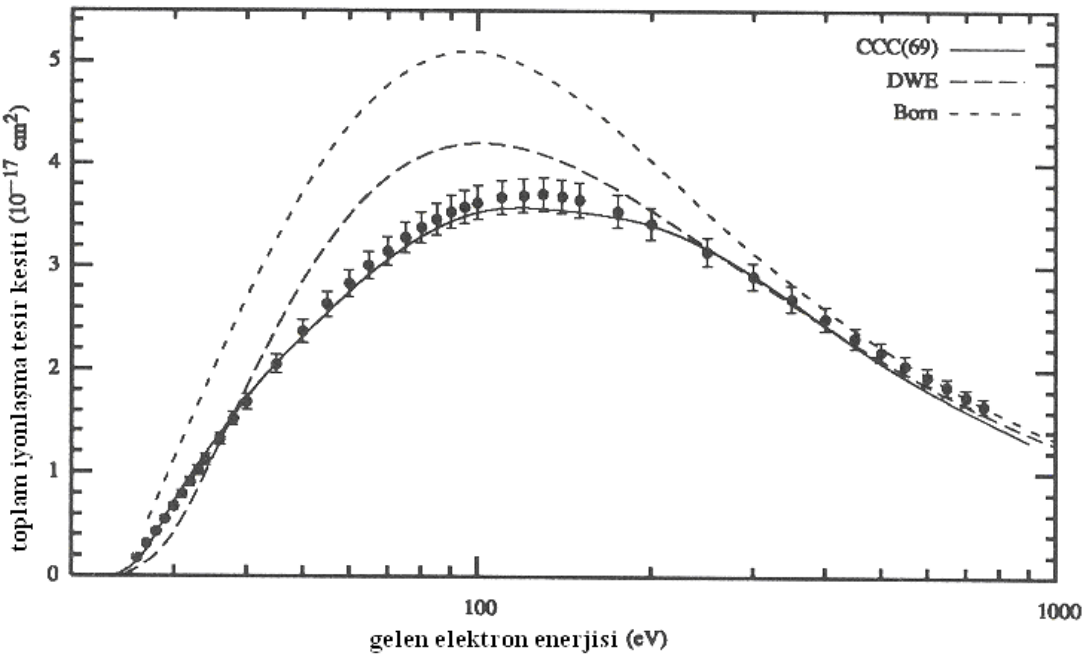
kesitlerinin ölçülmesi, iyonlaşma dinamiklerinin hassas bir şekilde belirlenmesini sağlamıştır. Bu bölümde iyonlaşma tesir kesitlerinin tanımı üzerinde durulacak ve 3.1.3 bölümünde tesir kesitlerinin teorik olarak elde edilmesi anlatılacaktır.

Elektron etkisiyle iyonlaşma olayında çarpışmadan sonra üç serbest parçacığın bulunması dört farklı tesir kesiti ile tanımlanabilir. Bunlar: i) toplam iyonlaşma tesir kesiti $\sigma(E_0)$, ii) tekli diferansiyel tesir kesiti (SDCS), iii) ikili diferansiyel tesir kesiti (DDCS) ve iv) üçlü diferansiyel tesir kesiti (TDCS) ölçümleridir.

Toplam tesir kesiti, gelen elektronun enerjisinin bir fonksiyonudur ve çıkan elektronların enerji ve momentumundan bağımsız olarak meydana gelen iyonların sayısının bir ölçüsüdür. Fursa ve Bray (1997), e-H etkileşmesi için uyguladıkları CCC teorisini e-He etkileşmesi için şekil 2.9'da gösterildiği gibi deneysel çalışmalarla karşılaştırmalı olarak sunmuşlardır. Son zamanlarda zamana bağımlı close coupling (Time Dependent Close Coupling) teorisi kullanılarak He atomunun tekli ve ikili iyonlaşma olayları için 100 ile 200 eV enerji aralığında toplam iyonlaşma tesir kesitleri hesaplanmış ve sonuçları Pindzola ve ark (2004) tarafından irdelenmiştir. Toplam iyonlaşma tesir kesitlerinin hesaplandığı en son çalışmalardan biri de Colgan ve ark. (2006) tarafından düşük enerjilerde zamana bağımlı close coupling teorisi kullanılarak hesaplanmış ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Hedefin yapısı ve çarpışma dinamikleri hakkında detaylı bilgiler üçlü diferansiyel tesir kesitinden elde edilebilmektedir. TDCS, saçılan ve koparılan elektronların açıları ve elektronlardan birinin enerjisine göre dağılımın bir ölçüsüdür $\left(\frac{d^3\sigma}{d\Omega_s d\Omega_i dE_i}\right)$. İkili diferansiyel tesir kesiti (DDCS), son durumda çıkan elektronlardan birinin enerji ve açısal dağılımının bir ölçüsüdür $\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)$. DDCS, aynı zamanda çıkan elektronlardan birinin yönelimi üzerinden üçlü diferansiyel tesir kesitinin integre edilmesi ile de elde edilebilir. DDCS'in çıkan elektronların yönelimleri üzerinden integrasyonu da saçılan ve koparılan elektronların enerji

dağılımlarını veren tekli iyonlaşma tesir kesitini verir $\left(\frac{d\sigma}{dE}\right)$. Toplam, tekli diferansiyel ya da ikili diferansiyel tesir kesitlerinin özetlendiği pek çok çalışma vardır (Keiffer ve Dunn 1966, Rudge 1968, Inokuti 1971, de Heer ve Inokuti 1985, Bonham ve Fink 1974, Bonham ve Welmercektein 1977, Bonham 1979 ve Kim 1975a, b, 1983).



Şekil 2.9. 1^1S taban durumunda He atomunun elektron etkisiyle toplam iyonlaşma tesir kesiti (Fursa ve Bray 1997). CCC hesaplamaları, CCC (69) ile işaretlenmiştir. Born ve DWE hesaplamaları Younger (1981)'den alınmıştır. Deneysel ölçümler Montague ve ark. (1984)'dan alınmıştır.

2.5.2 Tekli İyonlaşma Tesir Kesitleri

Tekli iyonlaşma tesir kesiti, belirli bir E_0 enerjili elektronla çarpışma sonucu çıkan iki elektronun enerji dağılımlarını tanımlar. Çarpışma olayında E_0, E_s ve E_i sırasıyla gelen, saçılan ve koparılan elektronların enerjisi olmak üzere enerjinin korunumu,

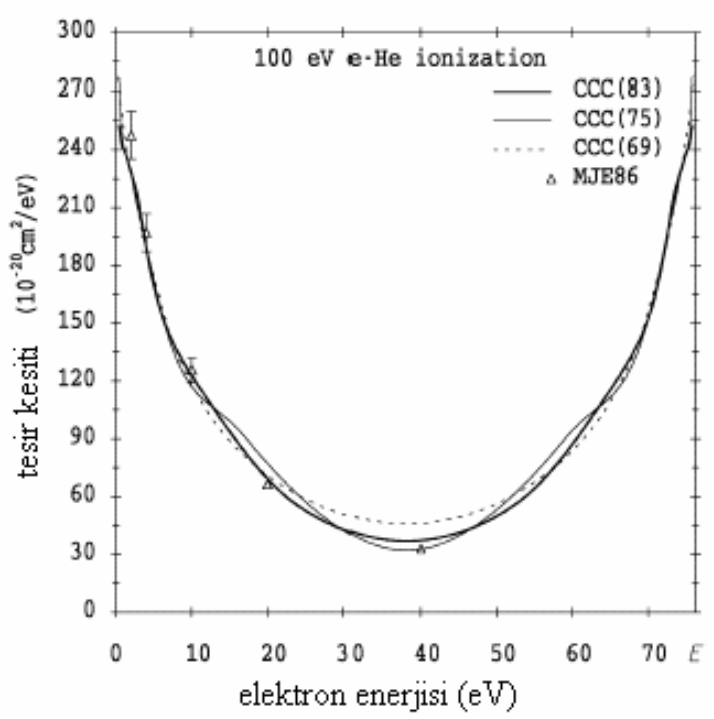
$$E_0 = IP + E_s + E_i \qquad (2.5)$$

olarak verilir (IP , iyonlaşma potansiyelidir). Çarpışma esnasında gelen elektronun E_0 enerjisinden iyonlaşma potansiyeline harcanır. Bu enerjiden artakalan enerji, çıkan iki elektron arasında paylaşılır. Belirli bir E_0 enerjisiyle hedefe çarpan elektron, $E_0 - IP$ sınırında biri yavaş diğeri daha hızlı olmak üzere iki elektron üretir. Bu iki elektronun kalan enerjiyi eşit olarak paylaştıkları durum SDCS'in en düşük değerine karşılık gelir. Şekil 2.10, 100 eV'luk enerjili elektron ile çarpışan He atomu için tekli diferansiyel tesir kesitini göstermektedir. Tekli diferansiyel tesir kesitleri direkt olarak ölçülemediklerinden ikili diferansiyel tesir kesitlerinin integre edilmesiyle elde edilirler.

1980'li yıllarda, demet çarpıştırma (crossed beam) ve uçuş zamanı (time of flight) tekniklerini birleştiren bir deney düzeneğinde iyonlaşma eşiğinden 10 keV'a kadar olan enerji aralığında Helyum atomunun tekli ve ikili iyonlaşması için SDCS ölçümleri yapılmıştır (Shah ve ark. 1987). Bartschat ve Burke (1987) tarafından geliştirilen R matris metodu, elektron etkisiyle He atomunun iyonlaşma tekli ve toplam diferansiyel tesir kesitlerinin hesaplanmasında kullanılmıştır. Raeker ve ark. (1994) tarafından sunulan çalışmada gelen elektronların enerjileri iyonlaşma eşiğinden 400 eV'a kadar uzanan bir aralıkta alınmıştır. CCC teorisi kullanılarak atomik Hidrojen'in elektron etkisiyle iyonlaşması için SDCS hesaplamalarında başarılı sonuçlar elde edilmesini (Konovalov ve ark. 1994), 100 eV enerjili elektronlarla etkileşen He atomu için ilk SDCS hesaplamaları izlemiştir (Bray ve Fursa 1995). Biswas ve Sinha (1996), elektron değiş tokuş etkisini de içine alan teorilerini kullanarak 50–300 eV enerji aralığındaki elektronlarla etkileşen He atomunun iyonlaşması için SDCS sonuçlarını sunmuşlardır.

Röder ve ark. (1997), 28,6–200 eV enerji aralığındaki elektronlar için e-He iyonlaşmasının deneysel DDCS ölçümlerinde detekte edilen elektronların açıları üzerinden integre ederek SDCS değerlerini elde etmişlerdir. Murray ve ark. (1997),

He atomunun iyonlaşma eşiğinin1 ile 50 eV enerji aralığı için geniş bir saçılma geometrisi kullanarak düşük enerjilerde simetrik SDCS ölçümlerini sunmuşlardır.



Şekil 2.10. Taban durumunda He atomunun 100 eV enerjili elektronlar için tekli iyonlaşma tesir kesiti (Bray ve Fursa 1996b). Üçgenle işaretlenen değerler, Muller-Fiedler ve ark. (1986)'dan alınmıştır.

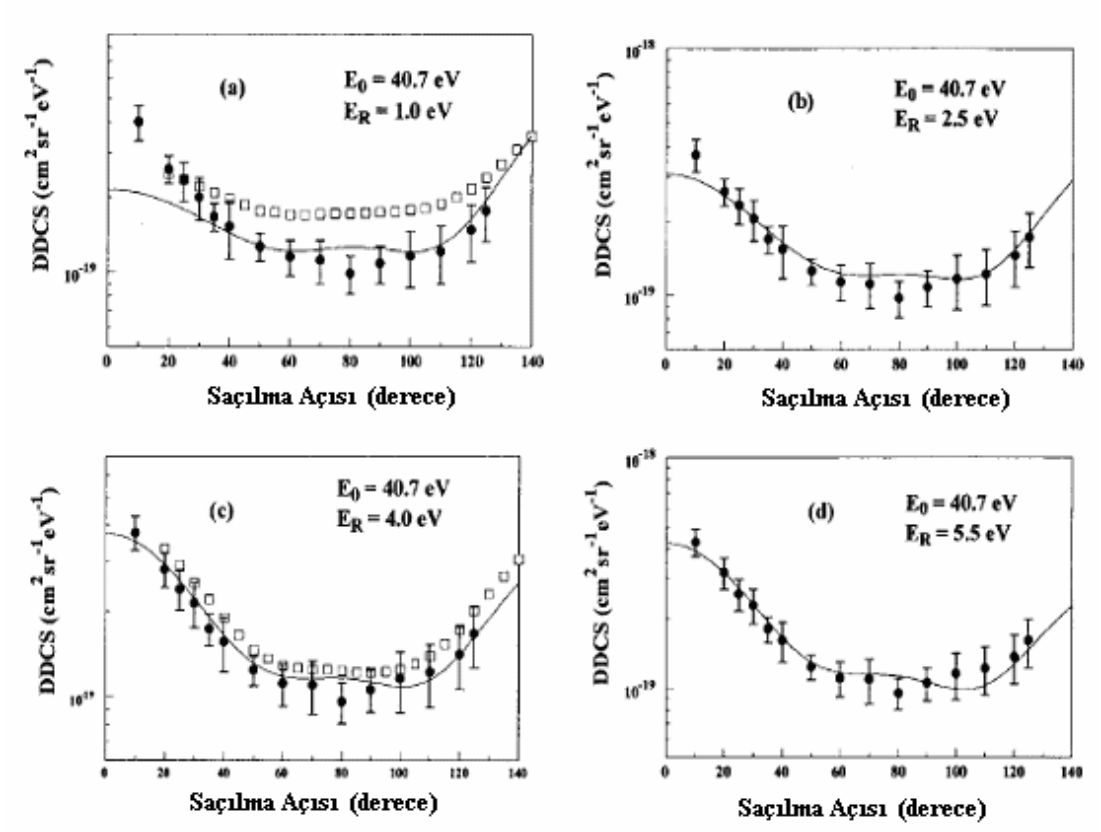
100 eV'un altındaki enerji değerleri için CCC metodu ile elde edilen teorik sonuçların deneysel verilerle uyuşmadığı gözlenmiştir. CCC teorisiyle tesir kesiti hesaplamaları, enerji seviyeleri sayıları belirlenerek yapılmaktadır. Enerji seviyeleri sayılarının artması hesaplama hassasiyetini arttırmakta fakat aynı zamanda bilgisayarın hesaplama süresini de uzatmaktadır. Örneğin Rioual ve ark. (1998), düşük enerjilerde 149 ve 105 enerji seviyesi alarak CCC teori ile SDCS'leri hesaplamışlar ve SDCS'deki dalgalanmalar, enerji seviyesinin sonsuz sayıda alınması ile aşılmıştır. Glauber yaklaşımı kullanılarak 100, 150 ve 250 eV enerjili elektronlar için e-H (Roy 2001) ve 100 eV'un altındaki enerji değerlerinde e-He (Roy ve ark. 2002) çarpışmaları için iyonlaşma SDCS hesaplamalarında daha iyi

sonuç alındığı vurgulanmıştır. Son zamanlarda düşük enerji aralığında He atomunun elektron etkisiyle iyonlaşma olayı deneysel olarak Schow ve ark. (2005) ve teorik olarak Colgan ve ark. (2006) tarafından yapılmıştır.

2.5.3 İkili İyonlaşma Tesir Kesitleri

İkili diferansiyel tesir kesiti, ilk olarak Hughes ve McMillen (1932) ile Hughes ve Mann (1938) tarafından ölçülmüştür. DDCS, atomun iyonlaşmasıyla çıkan ürün parçacıklardan birinin enerji ve açısal dağılımını verir. Çıkan elektronlardan birinin göz ardı edilmesine rağmen bu tip diferansiyel tesir kesitlerinin ölçümünden iyonlaşma mekanizması hakkında farklı bilgiler elde edinilmektedir. Helyum'un pek çok ikili iyonlaşma tesir kesiti ölçümleri yapılmıştır. Bunlardan bazıları yüksek enerjilerde Opal ve ark. (1972), düşük enerjilerde Shyn ve Sharp (1979), orta enerjilerde Müller-Fieldler ve ark. (1986) tarafından yapılmıştır. Röder ve ark. (1997) tarafından geniş enerji aralığında DDCS için deneysel veriler ve CCC teorisi ile karşılaştırmalar e-He çarpışması için ele alınmıştır. e-He etkileşmesi için iyonlaşma DDCS deneysel ölçümleri iyonlaşma eşiği yakınlarında Schow ve ark. (2005) tarafından sunulmuştur. Ayrıca aynı makalede CCC teori ile elde edilen DDCS değerleri deneysel verilerle karşılaştırmalı olarak verilmiştir. Şekil 2.11'de Schow ve ark.'nın çalışmasından alınan 40,7 eV enerjili elektronlarla iyonlaşan He atomu için deneysel ve teorik DDCS değerleri gösterilmiştir.

DDCS, çıkan elektronun (deneysel olarak detekte edilmeyen) açı değişimi üzerinden TDCS'in integre edilmesiyle de elde edilir. Deneysel olarak detekte edilmeyen elektronun enerjisi sabit tutulur. Böylece DDCS, detekte edilen diğer elektronun enerji ve saçılma açısının bir fonksiyonu olarak ifade edilir. Literatürde DDCS için teorik hesaplamalar, farklı yaklaşımlar kullanılarak yapılmıştır. Bunlardan bazıları, Distorted Wave Born yaklaşımı (DWBA) (McCarthy ve Zhang 1989) ve Glauber yaklaşımıdır (Ray ve ark. 1991). 100, 200 ve 300 eV enerjili elektronlarla e-He için R matris denklemleri kullanılarak DDCS hesaplamaları yapılmıştır (Schwienhorst ve ark. 1995). Biswas ve Sinha (1996), orta ve yüksek

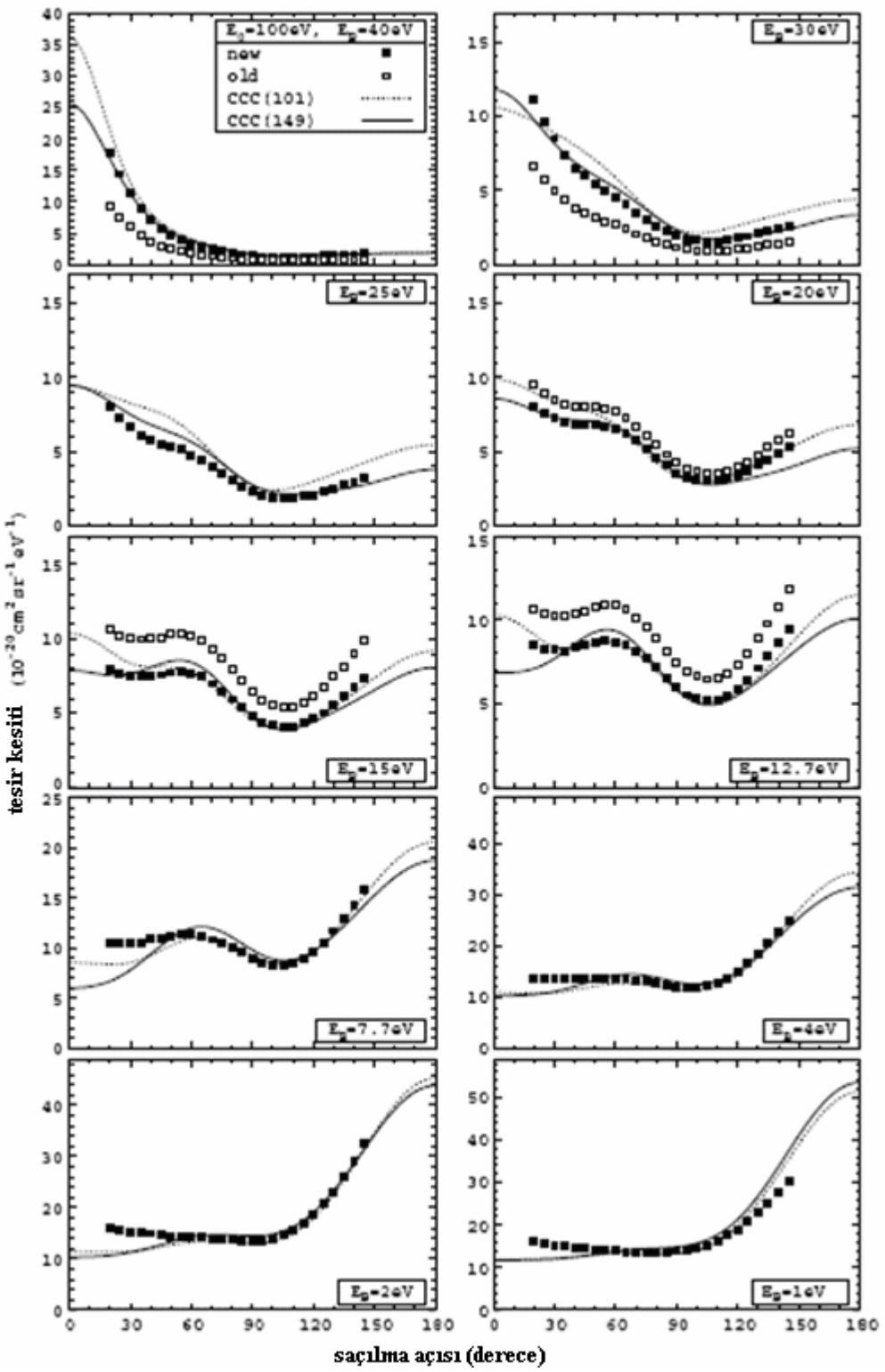


Şekil 2.11. Taban durumunda He atomunun 40,7 eV elektronlarla iyonlaşma DDCS tesir kesitlerinin deneysel verileri ve CCC teorisi ile hesaplamaları gösterilmiştir (Schow ve ark. 2005), kare ie gösterilen deney sel veriler Röder ve ark. (1996b)'dan alımıştır.

enerji aralıklarına sahip elektronlarla bir kez iyonlaşan He atomu için Brauner, Briggs ve Klar (BBK) modeli ile elde edilen SDCS, DDCS ve TDCS sonuçlarını ayrıntılı bir şekilde sunmuşlardır. Düşük enerjilerde BBK modelinin TDCS hesaplamalarında deneyle verdiği uyumsuzluklar dikkate alınarak Chen ve Xu (1999) tarafından modifiye edilmiş BBK modeli kullanılmış ve DDCS hesaplamaları diğer teorilerle karşılaştırmalı olarak verilmiştir.

Teorik açıdan elektron etkisiyle iyonlaşma mekanizmasının detaylı bilgisini içerdiğinden TDCS en önemli tesir kesitidir. Fakat iyonlaşma olayı hakkında fiziğin değişik dallarındaki pratik uygulamalar için DDCS'lerin incelenmesi uygun

olmaktadır. Ayrıca DDCS'ler deney ile teorinin detaylarının etkin bir şekilde karşılaştırılmasını sağlamaktadır. (e,2e) deneyleri, farklı enerji bölgelerinde iyonlaşma teorilerinin detaylı test edilmesinde önemli rol oynamışlardır. TDCS'in hesaplanmasında deneyle uyumu oldukça iyi olan CCC teorisi, düşük enerjilerde SDCS ve DDCS sonuçlarında istenilen uyumu gösterememiştir (Bray ve ark. 1997). CCC teorisi üzerinde yapılan farklı çalışmalarla bu problemler aşılmaya çalışılmıştır (Bray ve ark. 2001, Bray ve ark. 2003b). Şekil 2.11'de düşük enerjilerde, Şekil2.12'de 100 eV'da e-He için deneysel ve teorik olarak elde edilen ikili diferansiyel tesir kesitleri gösterilmiştir. He atomunun tekli iyonlaşma olayı için teorik olarak yapılan son çalışmalardan biri, TDCC teorisi kullanılarak düşük enerji bölgesinde Colgan ve ark. (2006) tarafından yayımlanmıştır.



Şekil 2.12. Taban durumunda He atomunun 100 eV enerjili elektronlar için CCC (101) (Röder ve ark. 1997) ve CCC (149) (Bray ve ark. 2003b) ikili iyonlaşma tesir kesitleri.

2.5.4 Üçlü Diferansiyel Tesir Kesitleri ve Kinematik Durumlar

Çarpışma deneylerinde deneysel ve teorik tekniklerin gelişmesi ile farklı kinematik parametrelerin ölçülebilmesi sağlanmıştır. Böylece yüksek mertebeden diferansiyel tesir kesitleri belirlenebilmiştir. Nükleer çalışmalar gibi farklı alanlarda parçacıkların çakışık olarak (coincidence) detekte edilmesi tekniğinin elektron – atom çarpışmalarına uygulanmasıyla üçlü diferansiyel tesir kesitleri ölçülmeye başlanmıştır (Ehrhadrt ve ark. 1969, Amaldi ve ark. 1969).

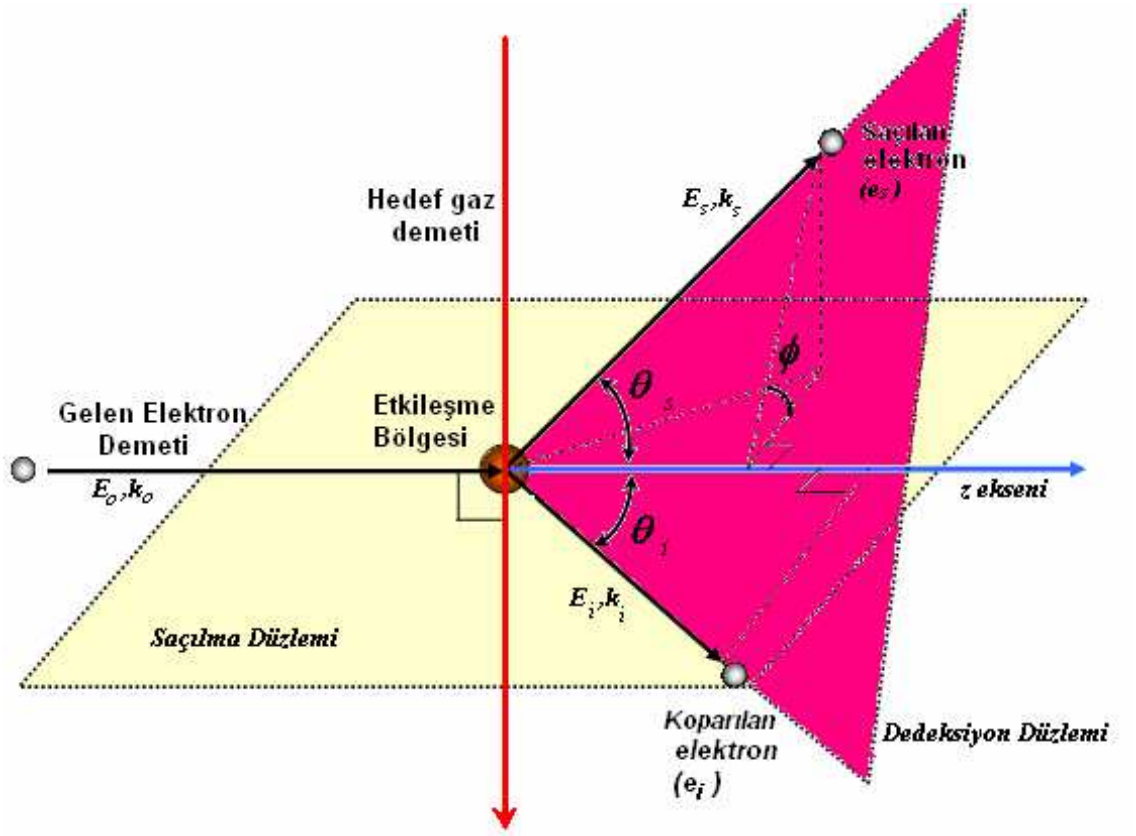
Üçlü diferansiyel tesir kesiti (TDCS) ölçümleri, iyonlaşma mekanizması için detaylı bilgileri içerir. (e,2e) diferansiyel tesir kesiti de denilen bu tesir kesiti, saçılan ve koparılan her iki elektronun eş zamanlı olarak detekte edilmesi ile iyonlaşma olayını tam olarak tanımlar. TDCS ölçümleri ile gelen ve çıkan tüm elektronların enerji ve saçılma açıları belirlendiğinden iyonlaşma dinamikleri tam olarak belirlenir. Teorik olarak polarize olmamış elektronlar için e-H sisteminin TDCS;

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_s d\Omega_i dE} = \frac{\mathbf{k_s}\mathbf{k_i}}{\mathbf{k_o}}\left[\frac{1}{4}|f+g|^2 + \frac{3}{4}|f-g|^2\right] \qquad (2.6)$$

denklemi ile verilir (Joachain ve Piraux, 1986). Burada $d\Omega_s, d\Omega_i$, saçılan ve koparılan (iyonlaştırılan) elektronların katı açılarını; $\mathbf{k_s}, \mathbf{k}_i$ ve $\mathbf{k_o}$ ise sırasıyla saçılan, koparılan ve gelen elektronların momentumlarını göstermektedir. f ve g ise direkt ve değiş -tokuş saçılma genliklerini ifade etmektedir. Farklı deney geometrilerinde bu parametrelere bazı yaklaşımlar getirilmektedir. Örneğin *Ehrhardt tipi* geometride değiş - tokuş etkisi çok küçük olacağından ikinci mertebeden Born yaklaşıklığı yapılır. Saçılma genliklerinin teorik olarak hesaplanması Bölüm 3'de ayrıntılı bir şekilde anlatılmıştır.

Şekil 2.13'de bir (e,2e) deneyinde etkileşme bölgesi ve saçılma geometrisi gösterilmiştir. Geleneksel olarak; bir (e,2e) çakışma deneyinde belirli enerjide gelen elektron demeti, etkileşme bölgesinde hedef ile çarpıştırılır ve hedef iyonlaşırtırılır.

Gelen elektronun enerjisinin bir kısmı hedefin elektronunu koparmaya harcanır. Geriye kalan enerji ise saçılan ve koparılan elektron arasında paylaşılır.



Şekil 2.13. (e,2e) etkileşme bölgesi ve saçılma geometrisi.

Enerji kaybeden elektron θ_s, koparılan elektron ise θ_i açısı ile etkileşme bölgesinden ayrılır. Her iki elektron, belirlenen düzlem üzerinde farklı açılarda enerji analizörleri ile eş zamanlı olarak detekte edilirler. Bu elektronlar arasındaki açısal ilişki, analizörlerin farklı açılarda yerleştirilmesi ile ölçülür. Böylece tüm elektronların enerji ve momentumları belirlenmiş olur. (2.5) denklemiyle verilen enerji korunumu, belirli bir iyonlaşma potansiyeline sahip elektronun incelenmesine imkân tanır. Elektronların momentumları arasındaki ilişki;

$$\mathbf{k}_o = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i + \mathbf{q} \qquad (2.7)$$

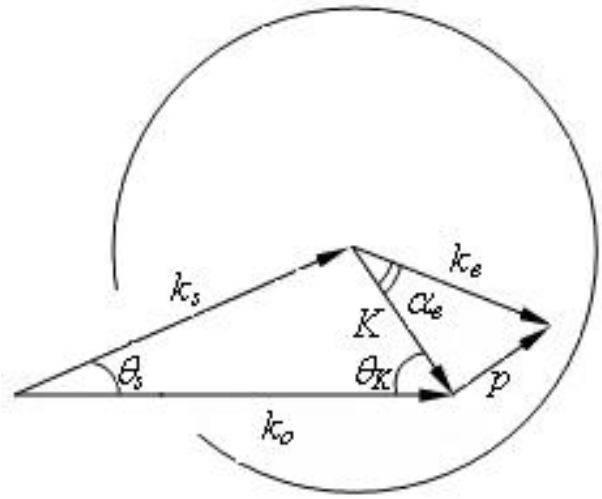
ile verilir. Burada **q**, iyonun geri tepme momentumudur. (e,2e) çakışma deneylerinde önemli bir parametre olan gelen elektronun hedefe aktardığı momentum;

$$\mathbf{K} = \mathbf{k}_o - \mathbf{k}_s \qquad (2.8)$$

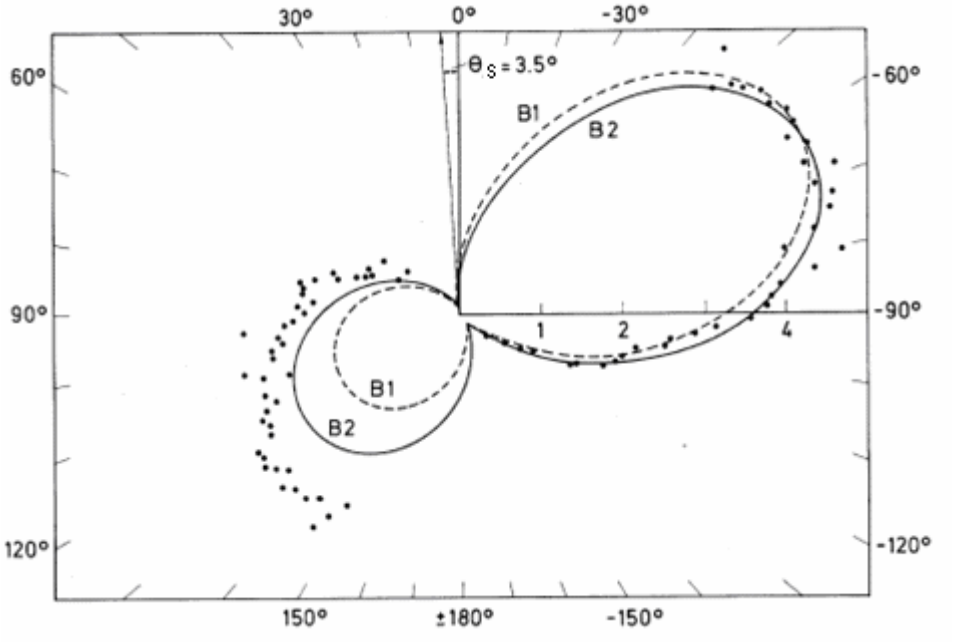
şeklinde gösterilir (Şekil 2.14).

1970'li yıllarda **K** momentum transferinin büyüklüğüne bağlı olarak farklı deney türleri geliştirilmiştir. Düşük-orta momentum transferi aralığındaki çalışmalara Ehrhardt ve ark. (1969) öncülük etmiştir. Bu çalışmayı *Kaiserslautern grubunun* çalışmaları izlemiştir (Jung ve ark. 1975). Düşük enerjili (iyonlaşma eşiğinin 6 eV üzerinden 600 eV'a kadar) gelen elektronlar kullanarak saçılan elektronlar ile koparılan elektronlar arasındaki açısal ilişkiyi ölçmüşlerdir. Bu deney türü düşük enerjili simetrik olmayan kinematik olarak isimlendirilir ve koparılan elektron (yavaş), küçük açılarda saçılan elektron (hızlı) ile eş zamanlı olarak ölçülmüştür. Bu ilişki, üçlü diferansiyel tesir kesitinin ölçümü ile sonuçlanmıştır.

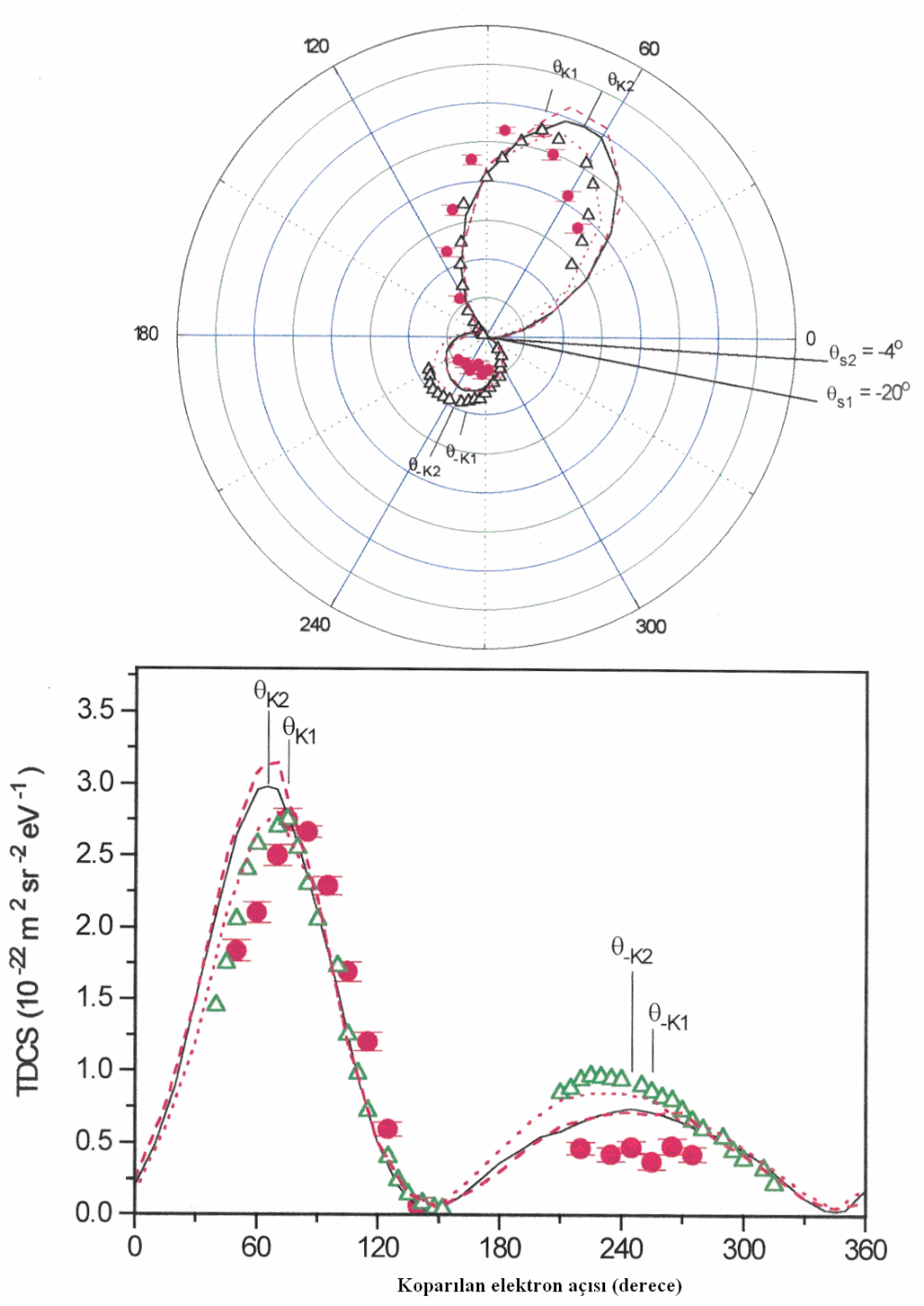
Şekil 2.15'de Ehrhardt ve ark. (1982) tarafından 500 eV enerjili elektronlarla simetrik olmayan kinematiklerde ölçülen TDCS'lerin polar koordinatlarda gösterimi verilmiştir. Şekil 2.16'da ise Doğan (1999) tarafından 645 eV enerjili elektronlarla He atomundan koparılan 10 eV enerjili elektronların TDCS ölçümü, saçılan elektron analizörünün açısı θ_s= -20^o'de tutularak yapılmıştır. Bu ölçüm Avaldi ve ark. (1998) tarafından aynı enerjili elektronlarla θ_s= -4^o için yapılan TDCS ölçümleri ile karşılaştırmalı olarak sunulmuştur. Bu deneylerin genel özelliği, saçılma anında meydana gelen iki farklı olayın bir modelini ifade etmektir. Birinci olay, ikili (binary) lob ile ortaya çıkan direkt elektron - elektron saçılmasıdır. İkincisi ise geri tepme (recoil) lobunu oluşturan iyon korundan hedef elektronunun saçılmasını izleyen elektron - elektron çarpışmasıdır (Coplan ve ark. 1994). Karakteristik olarak ikili lob **K** yönünde ve geri tepme lobu ise tam tersi yönünde bulunur. Gelen elektron ile atomik elektronun ikili olarak çarpışmasıyla meydana geldiğinden ikili lob adını alır. Bu lob, çekirdekten bağımsızdır, yani iyon çoğunlukla izleyici konumundadır. İkinci lob, üç parçacığın (saçılan elektron-iyonlaştırılan elektron-iyon)



Şekil 2.14. Momentum transferi K ve iyon geri tepme momentumu q (= - p) olan bir iyonlaşma olayının momentum diyagramı (Crowe 1988).



Şekil 2.15. E_0= 500 eV, E_i=5eV ve θ_S= 3,5^{0}durumunda elektron etkisiyle iyonlaşan He atom için TDCS değerleri. Kesikli çizgi Birinci Born yaklaşımı, sürekli çizgi İkinci Born yaklaşımı ile hesaplanan ve noktalar ise deneysel ölçüm değerleridir. İkili pik, θ_i= - 60^0 civarında maksimum vermiştir (Ehrhardt ve ark. 1982).



Şekil 2.16. 645 eV enerjili elektronlar ve 10 eV enerjili koparılan elektronlar için taban durumundaki He atomunun iyonlaşması TDCS ölçümleri. Deneysel: daireler, $\theta_s = -20^o$ (Doğan 1999) üçgenler: $\theta_s = -4^o$ açılı (Avaldi ve ark. 1998) saçılan elektronlar için elde edilen verilerdir. Teori: Sürekli çizgi, Avaldi ve ark. (1998); kesikli çizgi, Birinci Born hesaplamaları, Marchalant ve ark. (1998); noktalı çizgi, İkinci Born hesaplamaları, Marchalant ve ark. (1998)'dan alınmıştır.

etkileşmesinden meydana gelir. Burada elektron geriye saçılır bu yüzden geri tepme lobu olarak isimlendirilir. Aynı zamanda önemli miktarda iyona momentum aktarımı olur ve iyon **K** yönünde hareket eder. Bu tanımlama McConkey ve ark. (1972) tarafından tekrar gösterilmiş ve çok sayıda atom ve molekülün elektron etkisiyle iyonlaşma olayında üretilen iyonların açısal dağılımlarını ölçmüşlerdir.

Simetrik olmayan (Ehrhardt tipi) şartlarda düşük ve orta enerjili elektronlarla iyonlaşma olayının çalışılması deneysel ve teorik olarak önemli avantajlar sağlamıştır. Deneysel olarak Helyum için TDCS mutlak bir skalaya yerleştirilmiştir (Jung ve ark. 1985, Muller-Fiedler ve ark. 1985). İkinci avantajı, bu tekniğin atomik Hidrojene uygulanması olmuştur (Lohmann ve ark. 1984, Ehrhardt ve ark. 1985, Klar ve ark. 1986). Bu ölçümler, elektron etkisiyle iyonlaşma olayının teorisinin gelişmesinde önemli derecede yardımcı olmuşlardır.

1990'lı yılların ilk yarısında ortalama enerji bölgesinde (150 eV, 250 eV ve 400 eV) momentum transferi 0,35 – 1,1 a.b. (atomik birim) aralığında TDCS ölçümleri yapılmış ve ikinci dereceden Born yaklaşıklıkları test edilmiştir (Schlemmer ve ark. 1991). Düzlemsel simetrik olmayan geometride pek çok mutlak TDCS ölçümleri mevcuttur. Avaldi ve ark. (1992), 300 eV enerjili gelen elektronlar ve çıkan elektron enerjileri 10 ve 18,4 eV olmak üzere He için mutlak TDCS ölçümleri yapmışlardır. *Manchester grubu*, düzlem ile dik geometri (Şekil 2.13'de gösterilen saçılma açıları $\theta_s=\theta_i=90^o$ olması durumunda) aralığında simetrik ve simetrik olmayan kinematik durumlarda He atomunun (e,2e) diferansiyel tesir kesiti ölçümlerini 10 ile 80 eV (Murray ve ark. 1992) ve 64,6 eV enerjili (Murray ve Read 1993) elektronlar için yapmışlardır.

Teorik çalışmaların çoğu ikili ve geri tepme loblarının yönü, biçimi ve büyüklüğünün detaylarının hesaplanmasını içerir. Hesaplamalar, farklı seviyelerde yaklaşımlar kullanılarak yapılmıştır. Bunlardan en basiti, gelen ve saçılan elektron için düzlem dalga, koparılan elektron için Coulomb dalgalarının kullanılmasını içerir (Ehrhardt ve ark. 1982b). Bunun yanında, DWBA yaklaşımı (Madison ve ark. 1977,

Brandsen ve ark. 1978) ve ikinci mertebeden Born yaklaşımları da kullanılmıştır (Byron ve ark. 1980, 1982).

Ehrhardt-tipi kinematikler için ilk yapılan TDCS hesaplamaları, Birinci Born yaklaşımına ve her iki lobun ± **K** yönlerinde olması tahminine dayanmaktadır. Düşük enerjili gelen elektronlarla yapılan bu çalışmalarda deneyle iyi bir uyum gözlenememiş ve **K**'nın yönüne göre her iki lobda da kaymalar gözlenmiştir. İkili ve geri tepme piklerinin şiddetleri de beklenilenden farklı hesaplanmıştır. Bunun üzerine bu uyumsuzlukları gidermek için yeni yaklaşımlar geliştirilmiştir (örneğin, Geltman 1974, Tweed 1980). Birici mertebeden teorilerin yetersiz kalmasının sebeplerinden birisi, sürekli durumda yüklü parçacıkların uzun menzilli etkilerini ihmal etmesidir. İkinci mertebeden yaklaşımı ele alan ilk makale Byron ve ark. (1980) tarafından yayınlanmıştır. *Ehrhardt tipi* kinematikler için erken dönemde geliştirilen teoriler, Crowe (1988), Lahmam-Bennani (1991) ve Coplan ve ark. (1994) tarafından yayınlanan makalelerden bulunabilir.

R-matris diferansiyel denklemlerinin çözümlerini içeren CCC teorisi e-H için geliştirilerek (Bray ve Stebovics 1992), farklı kinematik durumlar için uygulanmış (Jones ve Madison 1998, Bray 1999, 2000) ve e-He çarpışmalarında farklı enerjili elektronlar için çalışılmıştır (Röder ve ark. 1996b, 1998, Rioual ve ark. 1998). Simetrik olmayan kinematik bölgesinin tercih edilmesi yazarlar tarafından (e,2e) çarpışmasına CCC yaklaşımını test etmek için en iyi başlangıç noktası olarak görülmüştür. Düzlem geometri ve düşük enerji bölgesinde eşit enerji paylaşımlı çıkan elektronlar için CCC teorisi kullanılarak atomik Hidrojenin TDCS değerleri hesaplanmış ve Whelan ve ark. (1994), Röder ve ark. (1997, 1996b)'nin deneysel sonuçları ile karşılaştırılmıştır (Bray 1999, 2000).

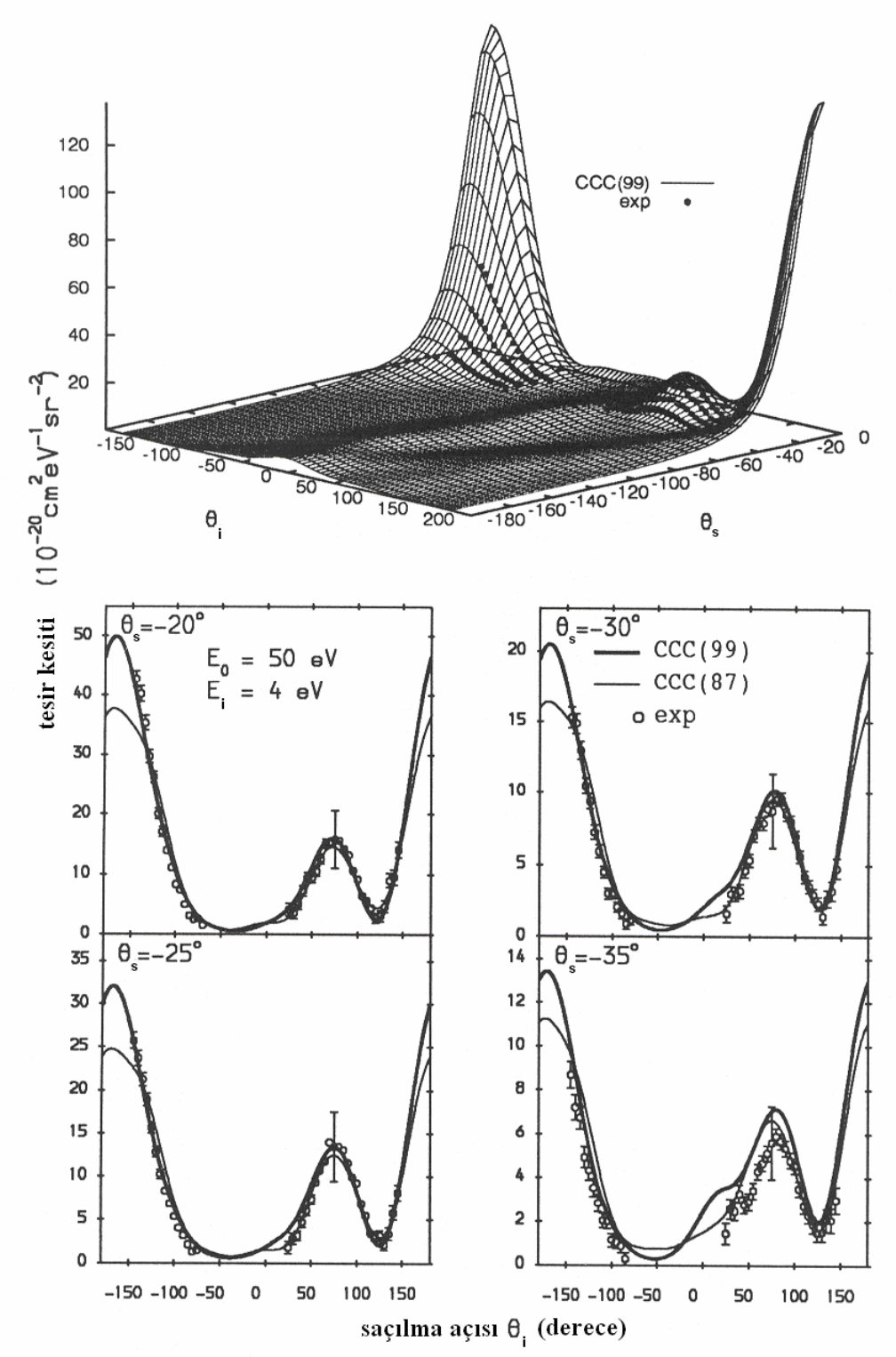
Şekil 2.17'de 50 eV enerjili gelen elektronlar için simetrik olmayan eşit enerji paylaşımlı kinematik durum için ölçülen ve CCC teori kullanılarak hesaplanan TDCS'ler gösterilmiştir. Şekil 2.18'de ise e-He çarpışması için düzlem simetrik olmayan geometride 100 eV enerjili elektronlar için hesaplanan TDCS'ler verilmiştir (Bray ve Fursa 1996b). Yavaş elektronun (E_i= 4 eV) θ_i açısal değişimine karşılık

hızlı olan elektron θ_s= -20^o, -25^o, -30^o ve -150^o olmak üzere dört farklı açı için incelenmiştir. Zhang ve ark. (1997), 45–500 eV enerjili elektronlar için simetrik düzlemsel eşit enerji paylaşımlı geometride Helyumun elektron etkisiyle iyonlaşma olayının TDCS değerlerini Brauner ve ark. (1989) tarafından geliştirilen BBK modelinin düzenlenmiş halini kullanarak hesaplamışlardır.

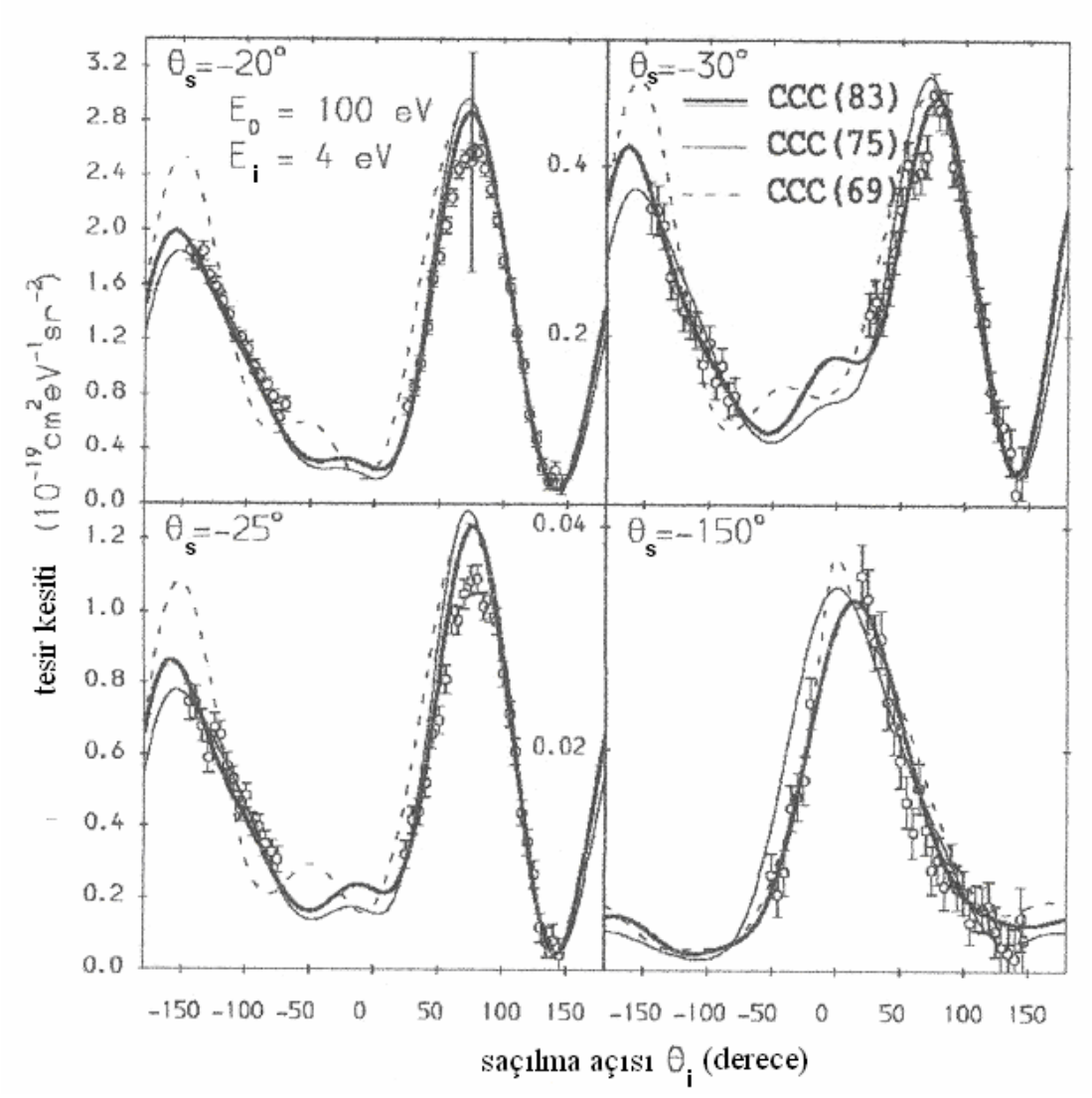
Çin'li araştırmacılar, çıkan iki elektron arasındaki açı sabit durumda iken BBK yaklaşımı ile elde edilen TDCS'lerden baskın çarpışma biçiminin belirlenmesi üzerinde durmuşlardır (Chen ve ark. 1998). Farklı simetrik durumlar ve enerjiler için gerçekleştirilen deneysel ve teorik çalışmalar Lahmam-Bennani (2002) ve Bray ve ark. (2002) tarafından yayınlanan makalelerde detaylı olarak verilmiştir. Simetrik olmayan düzlem geometride He atomunun (e,2e) diferansiyel tesir kesitleri 488 eV enerjili gelen elektronlar için 0.38 $\rightarrow$ 3 a.b. momentum transfer aralığında ölçülmüş ve post collision etkileşmesini (PCI) içeren bir hesaplama yapılarak teorinin sonuçlarla uyumu incelenmiştir (de Harak ve ark. 2005).

Farklı tür bir deney seti *Orsay grubu* tarafından 1983 yılında yayınlanmıştır (Lahmam- Bennani ve ark. 1983b). Bu çalışmada yüksek enerjili simetrik olmayan saçılma düzleminde küçük θ_s saçılma açılarında (1^o ile 17^o) 8 keV enerjili saçılan elektron, $\theta_i = 20 - 135^o$ açı aralığında düşük enerjili (20 – 600 eV) koparılan elektron ile eş zamanlı olarak gözlenmiştir. Bu deneylerin öneminden biri, momentum transfer aralığının tamamının çalışılma esnekliğinin olmasıdır. Momentum transferinin $\mathbf{K} \rightarrow 0$ olduğu çarpışmalarda, orta **K** (Ehrhardt tipi) bölgede, elektron momentum dağılımının ölçülebildiği yüksek **K** çarpışmalarına kadar tüm aralıkta ölçüm yapılabilmektedir.

İkinci önemi ise, **K**'nın bütün değerlerinde düşük enerjili koparılan elektron hariç gelen ve saçılan elektronların her ikisinin düzlem dalga ile temsil edilebilmesi ve böylece teorisinin daha kolay anlaşılır olmasıdır. Ayrıca bu tip deneylerde değiş-tokuş etkisi de küçüktür. Lahmam-Bennani ve ark. (1986) değiş-tokuş etkisinin büyük **K** değerlerinde küçük olduğunu göstermişlerdir. Helyum atomunun elektron



Şekil 2.17. 50 eV enerjili gelen elektronlar ve E_i=4 eV için yavaş (θ_i) ve (θ_s) hızlı elektronların saçılma açı aralığında üçlü diferansiyel tesir kesitleri (Röder ve ark. 1996a).

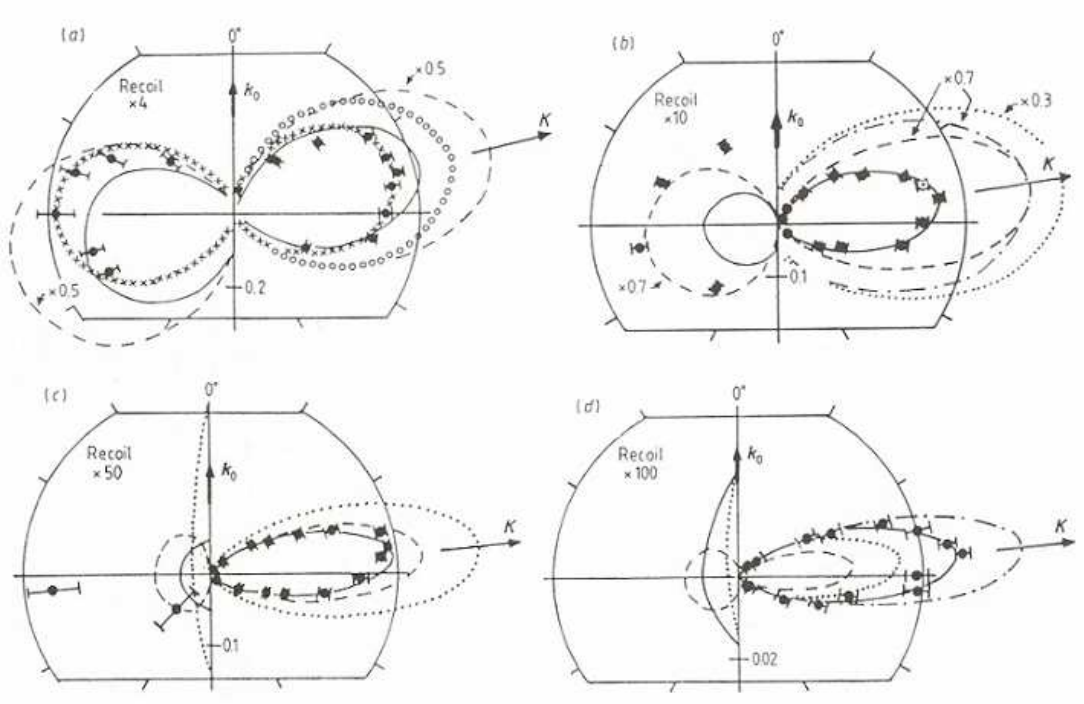


Şekil 2.18. 100 eV enerjili elektronlarla iyonlaşan taban durumdaki He atomu için TDCS değerleri. Deneysel değerler, Röder ve ark. (1996a)'dan alınmıştır (Bray ve Fursa 1996b).

etkisiyle iyonlaşma olayı için elde edilen sonuçlar ve analizleri, düşük enerjili (E_i = 20 ve 46 eV) (Lahmam-Bennani ve ark 1984a) ve E_i= 100 ve 337 eV enerjili koparılan elektronlar (Lahmam-Bennani ve ark. 1983a, 1984) için sunulmuştur. E_i=46 eV enerjili koparılan elektron ve θ_s =1^o, 2^o, 4^o ve 6^o saçılma açıları için ölçülen TDCS değerleri şekil 2.19'da gösterilmiştir.

Yüksek enerjilerde Ne için 8 keV Dauod ve ark. (1985), He için farklı enerjili elektronlarla mutlak skalada TDCS ölçümleri yapılmıştır (Avaldi ve ark. 1987,

Duguet ve ark. 1987, Lahmam-Bennani ve ark. 1988). *Orsay grubu* tarafından yüksek enerjili simetrik olmayan kinematiklerde Ar, Ne ve Kr atomları için TDCS ölçümleri yapılarak momentum dağılımları elde edilmiştir. Bu sonuçların ve şekil 2.19'da verilen TDCS'lerin ayrıntılı analizi Crowe (1988) tarafından yapılmıştır.



Şekil 2.19. E_0=8070,6eV enerjili elektronlar için θ_i açısının fonksiyonu olarak saçılan elektronun enerjisi E_s= 8000 eV ve koparılan elektronun enerjisi E_i=46 eV olmak üzere He için a) $\theta_s=1^o$, b) $\theta_s=2^o$, c) $\theta_s=4^o$ ve d) $\theta_s=6^o$ saçılan elektron açılarında üçlü diferansiyel tesir kesitinin polar diyagramları gösterilmiştir (Lahmam-Bennani ve ark. 1984).

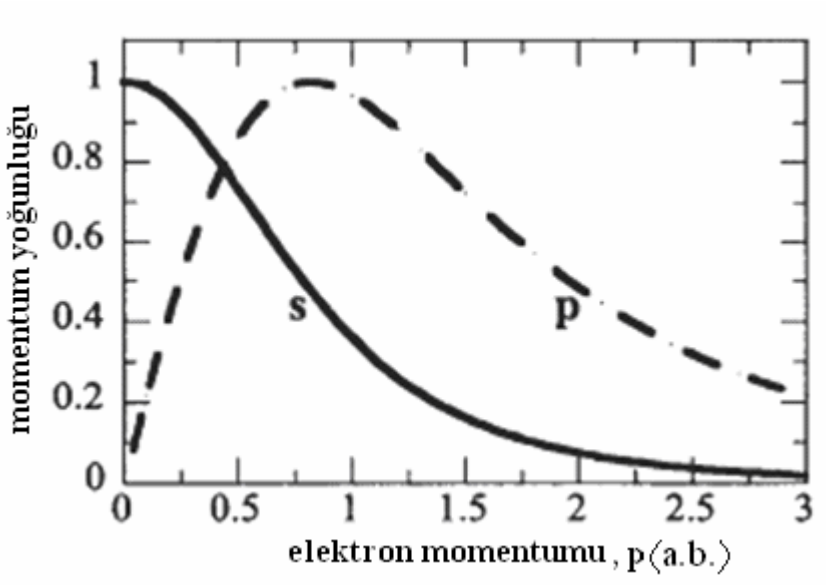
Yüksek enerjili simetrik kinematiklere sahip yani **K**'nın maksimum değerlerde olduğu (e,2e) deneyler dizisi, ilk olarak Amaldi ve ark. (1969), Camilloni ve ark. (1972) ve Weigold ve ark. (1973) tarafından gerçekleştirilmiştir. Bu çalışmaların sonuçları elektron momentum spektroskopisinin (EMS) Chris Brion (1999) tarafından geliştirilmesini sağlamıştır. Çıkan elektronlar, yüksek enerjili gelen elektrondan kalan enerjiyi eşit olarak paylaşırlar ve gelen elektron yönüne göre eşit

açılarda saçılırlar ($\theta = \theta_s = \theta_i$). Bu şartlar altında yaklaşık olarak çarpışma iki serbest elektron arasında olur. Momentum korunumu denkleminde değişiklik olmaz ve iyonun geri tepme momentumu vurucu elektronun momentumuna eşittir (**q**= -**p**). Vurucu elektron momentumunun büyüklüğü;

$$\mathbf{p} = \left[\left(2\mathbf{k_s} \cos\theta - \mathbf{k_0} \right)^2 + \frac{4\mathbf{k_s}^2 \sin^2\theta \sin^2\phi}{2} \right]^{1/2} \qquad (2.9)$$

ile ifade edilir. Burada θ, çıkan elektronun saçılma düzleminde ölçülen açısı ve ϕ, Şekil 2.13'de gösterilen azimutal açıdır. Azimutal açının değişmesi, elektron momentumunun değişimini etkilerken aynı zamanda çalışılan geometriyi de etkileyecektir. $\phi = 0$ alınması durumunda düzlem geometri, $\phi \neq 0$ alındığı durumlarda ise düzlem olmayan geometride deneyler gerçekleşmiş olur. $\mathbf{k_s}$, θ ve ϕ parametrelerinden herhangi birinin değişimi elektron momentumunun (**p**) taranmasını sağlayacaktır. Bu olasılıklardan iki tanesi McCarhty ve Weigold (1976) tarafından çalışılmıştır. Düzlem simetrik geometride çıkan elektronların açısı $\theta = \theta_s = \theta_i$ değiştirilirken, düzlem olmayan simetrik geometride $\theta_s = \theta_i = 45^0$ ve detektörlerden birinin azimutal açısı ϕ değiştirilmiştir. Her iki durumda da $E_s = E_i = (E_0 - IP)/2$ sabittir. Bu deneyler sonucunda ϕ değişirken **K**'nin sabit kalması sebebiyle hedefin yapısal incelemelerinde düzlem olmayan simetrik kinematik durum tercih edilmiştir. Coplan ve ark. (1994), (e,2e) spektroskopisi tekniğinde kullanılan geometrileri bir tablo ile özetlemişlerdir. Weigold ve grubu (McCarthy ve Weigold 1991a), EMS metodunu kullanarak dış kabuklardaki elektron momentum yoğunluklarını (EMD) ölçmüşler ve uzun bir makale serisi yayınlamışlardır. Bu tür EMD belirlenmesi için sağlanan şartlara yüksek enerji Bethe çatı (ridge) şartları da denilmektedir. Üç elektronun enerjileri de yeterince yüksek tutularak düzlem dalga olarak kabul edilirler ve böylece düzlem dalga etkileşme yaklaşımı (Plane Wave Interaction Approximation - PWIA) teorisi kullanılabilir. Çarpışma kinematiği, ikili elektron – elektron çarpışmasına karşılık gelir, iyonun rolü yoktur ve pratik olarak açısal dağılımda sadece ikili lob bulunacak, geri tepme lobu gözlenmeyecektir.

Transfer edilen momentumun tümü koparılan elektron tarafından soğrulur ($\mathbf{K} = \mathbf{k}_b$). Şekil 2. 20'de bu şartlar altında s ve p elektronlarının iyonlaşması için elde edilecek momentum yoğunluğu şematik olarak gösterilmiştir. 40-500eV enerji aralığında düzlem simetrik enerji paylaşımlı geometride $\theta = 45^0$ He atomu için TDCS ölçümleri Pochat ve ark. (1993) tarafından sunulmuştur. Coplan ve ark. (1994) ve Lahmam-Bennani (2002), bu tür deneyleri ayrıntılı bir şekilde incelemiştir.



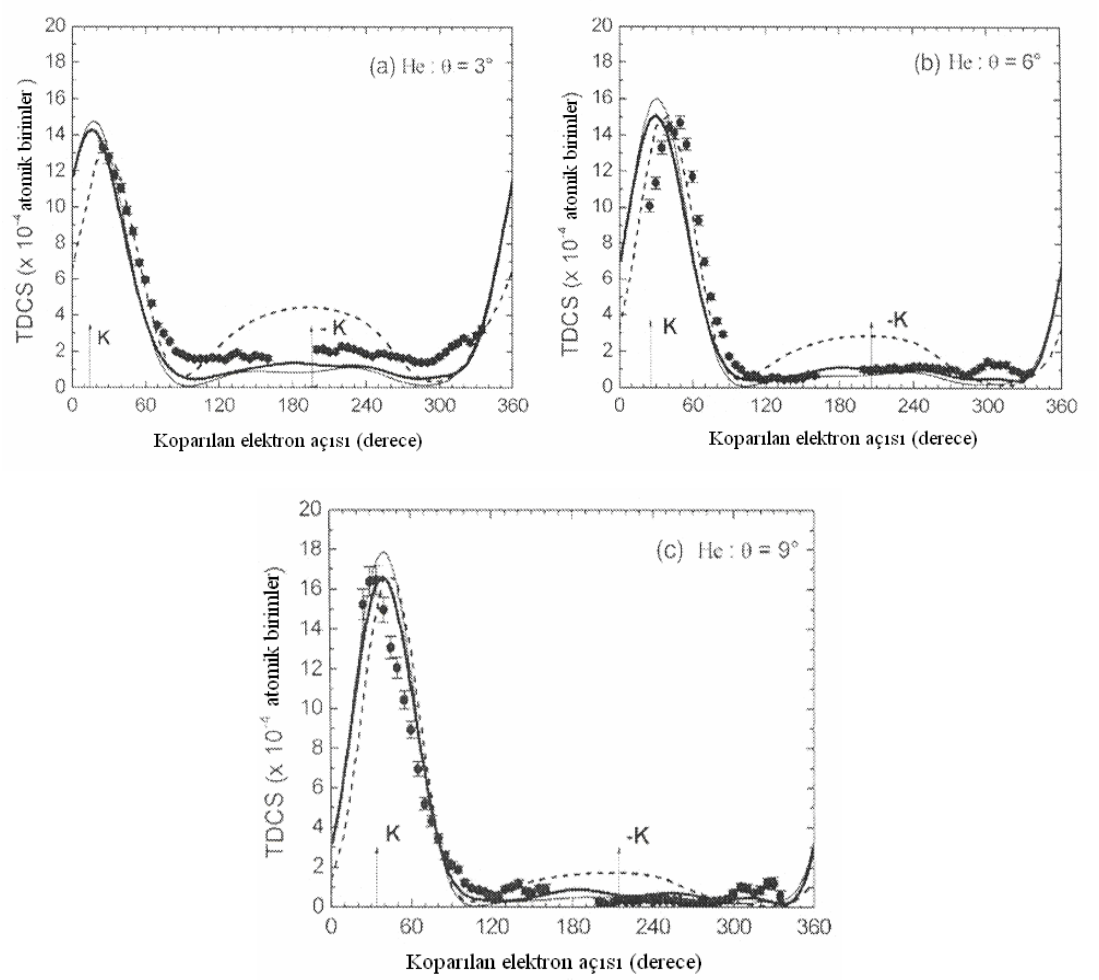
Şekil 2.20. s ve p orbitallerinin elektron momentum yoğunluğunun şematik gösterimi (Lahmam-Bennani 2002).

Diğer bir tür (e,2e) deneyinde ise, yüksek enerjili elektron etkisiyle iyonlaşma sonrasında saçılan hızlı elektron ile kopan yavaş elektron çakışık olarak gözlenir. Bu durumda momentum aktarımı **K**~0'dır. Bu şartlar altında TDCS, optiksel osilatör kuvvet (Optical Oscillator Strength - OPS) ile ilişkilendirilebilir ve bu süreç bir fotonun enerjisinin soğrulmasına eşittir. Bu deneylerden elde edilen bağlanma enerji spektrumu, fotoelekton spektroskopisinden elde edilenle direkt olarak karşılaştırılabilir. Açısal ilişkiler ölçülmediğinden, iyonun geri tepme momentum dağılımı yeterli bilgi vermeyebilir. Bu deneylerin amacı, foton etkisi ile gerçekleştirilen deneylerle benzeşim yaparak yüksek enerjili elektron ve foton ile meydana gelen olaylar arasında ilişki kurmaktır (Bethe 1930, Inokuti 1971, Brion

1975, Backx ve ark. 1975 ve Brion ve ark. 1977). Hedefin yapısal verilerini veren fakat iyonlaşma olayının dinamikleri ile ilgili bilgi vermeyen Foton benzeşim deneylerinin detayları Hamnett ve ark. (1976) tarafından verilmiştir. Brion (1975), yüksek enerjilerde simetrik olmayan kinematiklerde çalışmıştır. Yüksek enerjili simetrik saçılma deneyleri, McCarthy ve Weigold (1976), Giardini-Guidoni ve ark. (1981) ve Weigold (1984) tarafından geniş bir şekilde özetlenmiştir.

(e,2e) deney tekniği, pek çok atom ve molekülün iyonlaşma mekanizmalarının anlaşılması ve yapılarının incelenmesinde faydalı bir deneysel teknik olmuştur. İncelenen sistemler için geliştirilen teorilerin test edilmesi ve eksiklerinin giderilmesi için yol gösterici olmaya devam etmektedir. Son yıllarda H ve He için yapılan çalışmaların yanı sıra Ar (Sorokin ve ark. 2000), Ne (Murray ve Read 2000), Kr (Haynes ve ark. 2003), Xe (Purohit ve ark. 2003), Mg (van Boeyen ve ark. 2002, Bartschat ve ark. 2004), Ca (Cvejanovic ve Murray 2003, Murray ve Cvejanovic 2003) gibi farklı atomlar için yapılan deneysel ve teorik çalışmalar da yapılmıştır. Özellikle He atomundan sonra en çok incelenen atomlardan birisi Ar atomudur. Ar atomunun elektron etkisiyle iyonlaşma olayı dış kabuk ve iç kabuk elektronları için incelenmiş (Raouvellou ve ark. 1998, Brunger ve ark. 1999, Taouil ve ark. 1999, Haynes ve ark. 2000, 2001, Stevenson ve ark. 2005) ve He için yapılan sonuçlarla karşılaştırılmıştır (Murray ve ark. 2000, Khajuria ve ark. 2002).

Son dönemlerde *Orsay grubu* yeni bir düzlem geometride He ve Ar atomlarının iyonlaşma olayı için (e,2e) tesir kesitleri ölçümlerini gerçekleştirmişlerdir (Catoire ve ark. 2006). Bu kinematik düzende, gelen elektron demeti hedef atoma büyük bir enerji transferi yaparken minimuma yakın bir momentum aktarımı yapmaktadır. Şekil 2.21'de taban durumdaki He atomu için ölçülen (e,2e) TDCS değerleri gösterilmiştir.



Şekil 2.21. a) θ_s= 3^o, b) θ_s= 6^o ve c) θ_s= 9^o sabit saçılma açılarında değişken θ_i koparılan elektron açısına karşılık He ($1s^2$) atomunun iyonlaşma olayı için (e,2e) TDCS grafikleri (Catoire ve ark. 2006). Diğer kinematik parametreler, E_0= 729,6 eV, E_s= 500 eV ve E_i= 205 eV'dur.

2.6 Kendiliğinden İyonlaşma (Autoionization) Olayı

Taban durumdaki hedef atomun iki elektronunu birinci uyarılma durumuna uyarmak için verilmesi gereken enerji, iyonlaşma durumunun enerjisinden fazladır. Böyle bir olayda atomun iki elektronu iyonlaşma enerji durumunun üzerindeki kendiliğinden iyonlaşma enerji durumuna uyarılırlar. Bu çift uyarılmış durumdan iyonlaşma seviyesine ışımasız bir geçiş gerçekleşir. Gelen elektron saçılırken atomun bir elektronu koparılmış olur. Elektron etkisiyle uyarılan atomların kendiliğinden iyonlaşması, direkt iyonlaşma genliği ile kendiliğinden iyonlaşma genliği arasında girişimi içerir. Helyum atomunun *n=2* seviyesinde uyarılması bu iki olayın çalışılması için en temel sistemdir (Crowe ve ark. 1996). Bu olaylar sırasıyla

$$e_0(k_0) + He(1s^2) \rightarrow He^+(1s) + e_s(k_s) + e_i(k_i) \tag{2.10}$$

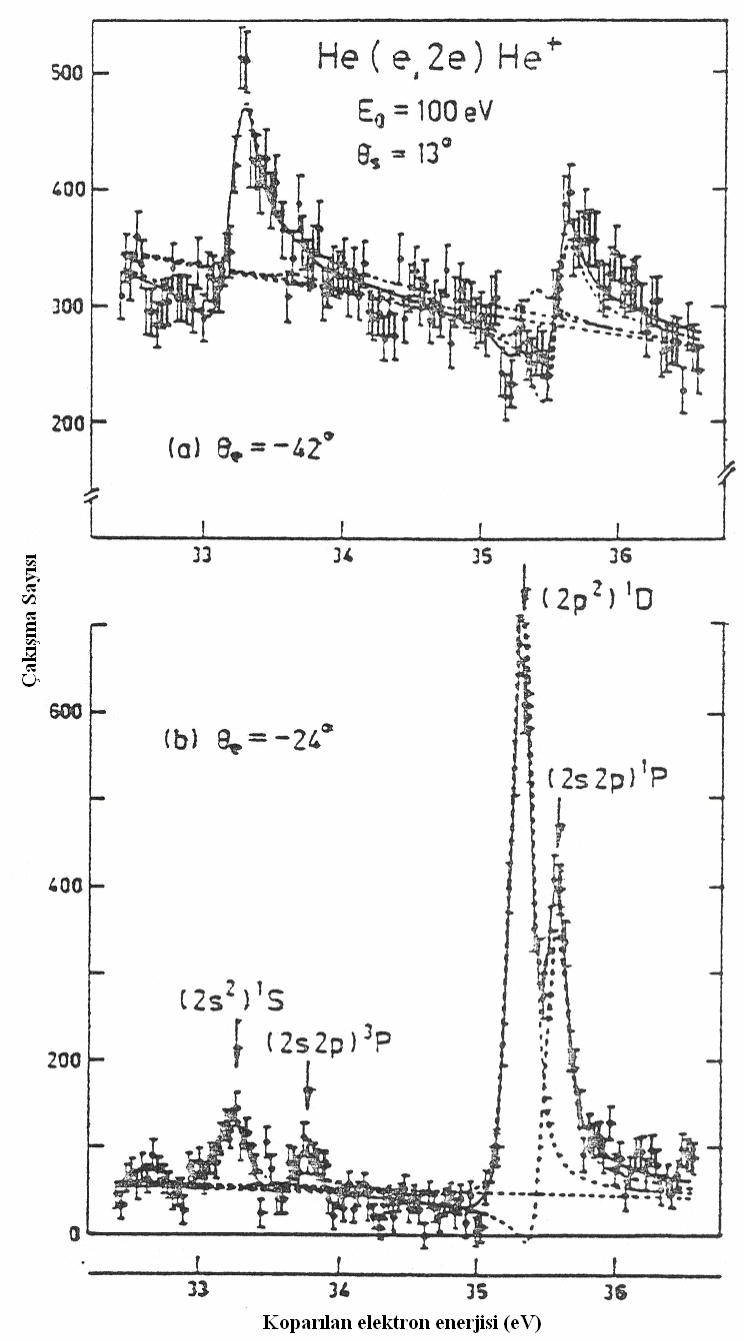
ve

$$\begin{aligned} e_0(k_0) + He(1s^2) &\rightarrow He^{**}(2l, 2l') + e_s(k_s) \\ &\downarrow \\ &He^+(1s) + e_i(k_i) \end{aligned} \tag{2.11}$$

ile gösterilebilir. Burada hedef atom ve geriye kalan iyonun taban durumunda bulunduğu düşünülür. Gelen elektronun enerji kaybı, kendiliğinden iyonlaşma enerji seviyesinin uyarılma enerjisine karşılık gelir. Koparılan elektronun enerjisi, kendiliğinden iyonlaşma ve geriye kalan iyonunun enerji seviyeleri arasındaki farka karşılık gelir.

Kendiliğinden iyonlaşma olayının incelenmesinde elektron – elektron çakışma tekniğinin uygulamaları, teorik olarak ilk kez Balashov ve ark. (1972) ve deneysel olarak He için Weigold ve ark. (1977) tarafından yapılmıştır. Helyum atomunun kendiliğinden iyonlaşma durumlarının incelendiği çalışmalar, Lahmam-Bennani (1991), Samardsic ve ark.(1995), Crowe ve ark. (1996) ve Brunger ve ark (1997) tarafından detaylı bir şekilde özetlenmiştir. Kendiliğinden iyonlaşma rezonans

bölgesinde “mükemmel deney” olarak (e,2e) deneylerinin rolü Balashov ve ark (1996) tarafından tartışılmıştır. Crowe ve ark. (1996), Flinders (Lower and Weigold 1990, Samardzic ve ark 1995) ve Newcastle (McDonald ve Crowe, 1993) gruplarının yüksek çakışma ve enerji çözünürlüklü çalışmaları üzerinde durmuşlardır. Şekil 2.22’de E_0= 100 eV enerjili gelen elektronlarla çarpıştırılan Helyumun kendiliğinden iyonlaşma olayı için elde edilen çakışma spektrumu verilmiştir (Lahmam-Bennani 1991).



Şekil 2.22. E_0=100 eV da He için kendiliğinden iyonlaşma bölgesinde koparılan elektronun çakışma spektrumu (Lahmam-Bennani 1991).

2.7 Auger Olayı

İyonlaşma, iç veya orta orbitallerden gerçekleşiyorsa bu reaksiyon aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$e_0 + A\left(J^0, M^0\right) \rightarrow A^+\left(J, M\right) + e_s + e_i \qquad (2.12)$$

Burada $A^+\left(J, M\right)$ iyonun iç ya da orta orbitallerinde meydana gelen boşluk bir X-ışını

$$A^+\left(J, M\right) \rightarrow A^+\left(J', M'\right) + h\nu \qquad (2.13)$$

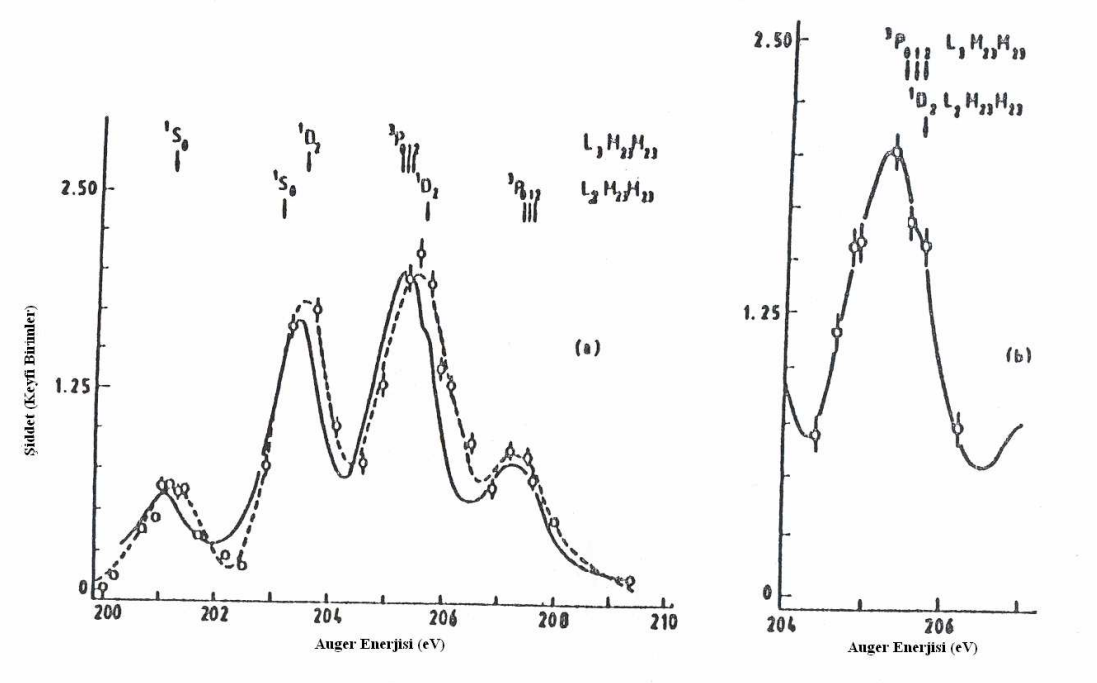
ya da bir Auger elektronu

$$A^+\left(J, M\right) \rightarrow A^{2^+}\left(J'', M''\right) + e_{Auger} \qquad (2.14)$$

salınmasına neden olabilir. Son durum ikili iyonlaşma durumu olmasına rağmen saçılan ve koparılan elektron çiftinin çakışık olarak detekte edilmesi enerji ve açılarının belirlenmesiyle ilk iyonlaşma durumunun bütün parametreleri belirlenmiş olur. Bu sebeple bu tür deneyler (e,2e) deney grubuna girer (Lahmam-Bennani 1991).

Elektron - Auger elektron çakışma deneyi, Auger elektronun bir saçılan ya da koparılan elektron ile eş zamanlı olarak detekte edilmesi ile gerçekleştirilir. Bu tipteki ilk deneysel çalışma, 1000 eV enerjili gelen elektronlar kullanılarak Ar atomunun 2p kabuğundan iyonlaşması için Sewell ve Crowe (1982) tarafından yapılmıştır. Şekil 2.23'de Stefani ve ark. (1986) tarafından ölçülen Ar atomunun Auger spektrumu gösterilmiştir. Saçılan/koparılan–Auger elektron çakışma

deneyleri, Crowe (1988) ve Lahmam-Bennani (1991) tarafından detaylı bir şekilde incelenmiştir.



Şekil 2.23. Ar atomuna ait E_0= 8000 eV elektronlar için enerjileri a) E_i=7 eV ve b) E_i=60 eV olan koparılan elektron ile 1.5°de saçılan elektronların eşzamanlı Auger spektrumu (Stefani ve ark. 1986).

3 ELEKTRON - ATOM ÇARPIŞMA TEORİSİ

Elektronların atomlar ve iyonlarla çarpışması ikinci bölümde de bahsedildiği gibi yirminci yüzyılın başından beri dikkatleri üzerine çekmiştir. Çarpışma olayları, temel seviyedeki etkileşmelerin meydana geldiği, çok parçacıklı kuantum sistemlerinin dinamiklerinin anlaşılmasını sağlamaktadır. Son yıllarda çarpışma fiziğinde hem deneysel hem de teorik olarak önemli gelişmeler olmuştur. Çakışma teknikleri kullanılarak, mutlak tesir kesitlerinin deneysel olarak ölçülmesi, bu alandaki geliştirilen teorilerin test edilmesi için önemli avantajlar sağlamıştır. Ayrıca deneysel alandaki gelişmeler, denklemleri çözmek için kullanılan bilgisayar programlarının yanında yeni teorik metotların geliştirilmesine yardımcı olmuştur (Bray ve ark. 2002b).

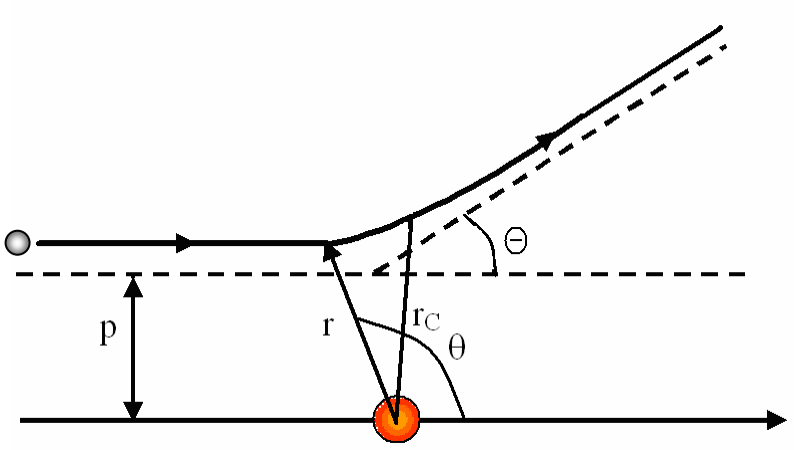
Elektron-atom çarpışmaları ve iyonlaşma olaylarının temelinde bir elektron ile Hidrojen atomunun etkileşmesini içeren üç parçacık problemi yer almaktadır. İkinci bölümde de anlatıldığı gibi elektron - atom etkileşmeleri alanındaki hesaplama yöntemleri Massey ve Mohr (1932) ile başlamış ve diğer çalışmalarla devam etmiştir. Fakat üç parçacığın Coulomb etkileşmesini içeren e-H çarpışmasının deneylerle uyumlu çözümü, ancak 1992 yılında CCC teorisi ile Bray ve Stelbovics (1992b) tarafından başarılmıştır. Farklı enerji bölgelerinde bu problemin teorik çalışmaları halen devam etmektedir. Birden fazla elektron içeren atom ve moleküllerin elektronlarla etkileşmeleri dikkate alındığında tüm parçacıkların birbirleri ile etkileşmelerinden gelen katkının hesaplanabilmesi daha da karmaşık bir hal almaktadır. H atomunun deneysel olarak elde edilmesindeki güçlükler, deneycileri He atomu üzerinde çalışmaya yöneltmiştir. Deneysel gelişmelere paralel olarak özellikle CCC teorisinin e-H için başarısından sonra e-He çarpışmaları üzerine yapılan teorik çalışmalar da hız kazanmıştır (Fursa ve Bray 1997, Bray ve ark. 2003a).

Elektron etkisiyle iyonlaşma olayının dinamiklerinin anlaşılması, diğer çarpışma olaylarına da temel oluşturmaktadır. (e,2e) çakışma deney tekniğinin

elektron etkisiyle iyonlaşma teorilerinin detaylı olarak test edilmesini sağlayan önemli bir metot olduğu ikinci bölümde belirtilmişti. Bu açıdan elektron - atom çarpışma teorilerinin temel seviyede ele alınması yerinde olacaktır. Bu bölümde elektron – atom çarpışmalarının teorik esasları üzerinde durulacak ve tesir kesitlerinin teorik olarak elde edilmesi anlatılacaktır.

3.1 Merkezi Bir Potansiyel Alanından Saçılma

Saçılma olayını tanımlayan tesir kesitlerinin hesaplanmasında giren ve çıkan parçacıkların özelliklerine bağlı olarak bazı yaklaşımlar yapılmaktadır. Çok parçacık problemi çözülürken önce problem basit hale indirgenmekte ve daha sonra parçacıkların birbirleriyle olan etkileşmeleri probleme dâhil edilmektedir. Bu sebeple öncelikle merkezi alandan saçılma problemi incelenecek ve serbest bir elektronun *V(r)* Coulomb potansiyelinden saçılması ele alınacaktır (Şekil 3.1).



Şekil 3.1. Merkezi bir alandan saçılmanın şematik gösterimi. (r, Θ) parçacığın koordinatları, p etkileşme (impact) parametresi, r_C en yakın yaklaşma mesafesi, Θ saçılma açısıdır.

Bilindiği gibi kuantum mekaniksel olarak bir parçacık bir dalga ile temsil edilir. Elektron – atom çarpışmasında meydana gelen olayların tanımlanabilmesi sistemin toplam dalga fonksiyonlarının çarpışmadan önce ve sonra belirlenmesine bağlıdır (Marchalant 1996). Bunun için öncelikle sistemin zamandan bağımsız Schrödinger

denkleminin çözülmesi gerekmektedir. Çarpışma zamana bağlı olmasına rağmen, etkileşmeler sadece konuma bağlı olduğundan zamandan bağımsızdır. Saçılma bilgileri bu sebeple zamandan bağımsız Schrödinger denkleminin çözülmesi ile elde edilir (Rescigno ve ark. 1999).

Tek parçacığın bir *V(r)* potansiyelinden saçılmasını içeren sistemin atomik birimlerde Hamiltoniyeni ve Schrödinger denklemi,

$$H = -\frac{\nabla^2}{2} + V(r) \tag{3.1}$$

$$\left[-\frac{1}{2}\nabla^2 + V(r)\right]\psi_k(\mathbf{r}) = E\psi_k(\mathbf{r}) \tag{3.2}$$

olarak yazılır. Burada E, parçacığın toplam enerjisidir. $\psi_k(\mathbf{r})$ durağan dalga fonksiyonu, parçacığın $V(r)$ potansiyel alanındaki hareketini tanımlar. Shrödinger denklemi,

$$H_0 = \frac{-\nabla^2}{2} \tag{3.3}$$

ve

$$E = \frac{k^2}{2} \tag{3.4}$$

olmak üzere,

$$\left[E - H_0 - 2V(r)\right]\psi_k(\mathbf{r}) = 0 \tag{3.5}$$

olarak yazılır. Burada **k**, parçacığın momentum vektörüdür. $(E\text{-}H_0)^{-1}$ bir operatör olmak üzere (3.5) denkleminin tam çözümü,

$$\psi_k(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + (E - H_0)^{-1}V(r)\psi_k(\mathbf{r}) \tag{3.6}$$

dir (Marchalant 1996). Fonksiyonun birinci terimi, gelen elektronu temsil eden dalga fonksiyonudur. Gelen elektron demetinin yeterince ince olduğu kabul edilirse gelen elektronun dalga fonksiyonu düzlem dalga olarak yazılabilir. İkinci kısmı dirac delta fonksiyonun özelliğinden yararlanarak tekrar yazılırsa,

$$V(r)\psi_k(\mathbf{r}) = \int d\mathbf{r}' V(r')\psi_k(\mathbf{r}')\delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) \tag{3.7}$$

elde edilir. Burada dirac delta fonksiyonu,

$$\delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3}\int d\mathbf{k}' e^{i\mathbf{k}'\cdot(\mathbf{r}-\mathbf{r}')} \tag{3.8}$$

dir. (3.7) ve (3.8) denklemlerinin (3.6) denkleminde yerine konulması ile çarpışma sonrası sistemin dalga fonksiyonu,

$$\psi_k(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}.\mathbf{r}} + \frac{1}{(2\pi)^3}\int d\mathbf{r}'\int d\mathbf{k}'(E - H_0)^{-1}V(r')\psi_k(\mathbf{r}')\, e^{i\mathbf{k}'\cdot(\mathbf{r}-\mathbf{r}')} \tag{3.9}$$

olarak elde edilir.

Çarpışma sonrası Schrödinger denklemi elde edilen dalga fonksiyonuna bağlı olarak,

$$(E - H_0)^{-1} e^{i\mathbf{k}'.\mathbf{r}} = \left(E - E_{k'}\right)^{-1} e^{i\mathbf{k}'.\mathbf{r}} \tag{3.10}$$

şeklinde yazılabilir (Mott ve Massey 1987). (3.5) denklemini bazı kuantum mekaniksel uygulamalar için

$$(E - H)\ \psi = \phi \tag{3.11}$$

şeklinde yazılması daha uygundur. Green fonksiyonu aşağıdaki denklemi sağlar.

$$\left(E-H\right)\mathbf{G}^{(\pm)}=\delta\left(\mathbf{r}-\mathbf{r}'\right) \tag{3.12}$$

Serbest parçacık için özdeğer denklemi ve Green fonksiyonu,

$$\left(E-H_o\right)\,\psi=0 \tag{3.13}$$

$$\mathbf{G_o}^{(\pm)}\left(\mathbf{r},\mathbf{r}'\right)=\frac{1}{\left(2\pi\right)^3}\int\frac{e^{\pm i\mathbf{k}'\cdot\left|\mathbf{r}-\mathbf{r}'\right|}}{\left|\mathbf{r}-\mathbf{r}'\right|}d\mathbf{k}' \tag{3.14}$$

olarak verilir. (3.12) denklemi ile verilen kısmi diferansiyel denklem serbest parçacık için

$$\left(E-H_o\right)\mathbf{G_o}^{(\pm)}=\mathbf{1} \tag{3.15}$$

veya

$$\mathbf{G_o}^{(\pm)}=\lim_{\in\to+0}\int\frac{\mathbf{1}}{E-H_o\pm i\in} \tag{3.16}$$

olarak yazılabilir (Mott ve Massey 1987). Burada $\in$, pozitif gerçel bir sayıdır. (3.9) eşitliğinin ikinci terimi

$$V\left(r\right)\,\psi^{(\pm)}\left(\mathbf{r}\right)=\frac{1}{\left(2\pi\right)^3}\iint V\left(r'\right)\,\psi^{(\pm)}\left(\mathbf{r}'\right)e^{i\mathbf{k}'\cdot\left(\mathbf{r}-\mathbf{r}'\right)}d\mathbf{r}'d\mathbf{k}' \tag{3.17}$$

şeklinde yazılır ve her iki taraf $\left(E-H_o\pm i\in\right)^{-1}$ ile çarpılması durumunda

$$\frac{1}{E-H_o\pm i\in}V\left(r\right)\,\psi^{(\pm)}\left(\mathbf{r}\right)=\frac{1}{\left(2\pi\right)^3}\iint V\left(r'\right)\,\psi^{(\pm)}\left(\mathbf{r}'\right)\frac{1}{E-H_o\pm i\in}e^{i\mathbf{k}'\cdot\left(\mathbf{r}-\mathbf{r}'\right)}d\mathbf{r}'d\mathbf{k}' \tag{3.18}$$

denklemi elde edilir. $e^{i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{r}}$, H_0'ın özfonksiyonu olmak üzere (3.10) denklemi ile verilen özdeğer eşitliğinden

$$\frac{1}{E - H_o \pm i\in} e^{i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{r}} = \frac{e^{i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{r}}}{k^2 - k'^2 \pm i\in} \tag{3.19}$$

yazılabilir ve

$$\lim_{\in\to+0} \int \frac{e^{i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{r}}}{k^2 - k'^2 \pm i\in} d\mathbf{k}' = -2\pi^2 e^{\pm ikr} r^{-1} \tag{3.20}$$

limit değeri kullanılarak (3.18) denkleminin sağ tarafı

$$\frac{1}{(2\pi)^3} \iint V(r')\ \psi^{(\pm)}(\mathbf{r}') \frac{e^{i\mathbf{k}'\cdot(\mathbf{r}-\mathbf{r}')}}{k^2 - k'^2 \pm i\in} d\mathbf{r}' d\mathbf{k}' = -\frac{1}{4\pi} \int \frac{e^{i\mathbf{k}'\cdot(\mathbf{r}-\mathbf{r}')}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} V(r')\ \psi^{(\pm)}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \tag{3.21}$$

olarak elde edilir. Böylece asimptotik sınır şartlarında dalga denklemi,

$$\psi^{(\pm)} = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + \mathbf{G_o}^{(\pm)} V \psi^{(\pm)}(\mathbf{r}) \tag{3.22}$$

olarak yazılır. Çarpışma öncesi (gelen; -) ve çarpışma sonrası (saçılan; +) dalga fonksiyonları,

$$\psi^{(\pm)} = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + \int d\mathbf{r}' \mathbf{G_o}^{(\pm)} V(r')\ \psi^{(\pm)}(\mathbf{r}) \tag{3.23}$$

olarak yazılır. İntegrallerin uzun r mesafeleri için çözülmesiyle gelen elektronun ve saçılan elektronların dalga fonksiyonları;

$$\psi^{(+)} \overset{r\to\infty}{\to} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + f_k{}^{+}(\theta,\phi)\frac{e^{ikr}}{r} \tag{3.24}$$

$$\psi^{(-)} \overset{r\to\infty}{\to} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + f_k{}^{-}(\theta,\phi)\frac{e^{ikr}}{r} \tag{3.25}$$

olarak elde edilir (Marchalant 1996). Dalga fonksiyonlarının ilk terimleri gelen elektronun düzlem dalga fonksiyonu, ikinci terimleri ise küresel olarak ilerleyen dalga fonksiyonlarıdır (Marchalant 1996). Genellikle saçılan dalga izotropik değildir, bu sebeple saçılan dalga fonksiyonu saçılma genliği olarak isimlendirilen $f(\theta,\phi)$ açısal faktörü ile çarpılarak düzeltilir. $f(\theta,\phi)$ saçılma genliği, $V(r)$ etkileşim potansiyeline bağlıdır ve saçılma teorisindeki temel problem, bu saçılma genliğinin tam olarak belirlenememesidir.

Saçıcıdan uzakta saçılmış bir dalga fonksiyonu, dışa doğru ilerleyen küresel bir dalgadır. Genliği r doğrultusunda ve k'ya bağlıdır (Bransden ve Joachain 1999). Bu durumda toplam dalga fonksiyonu,

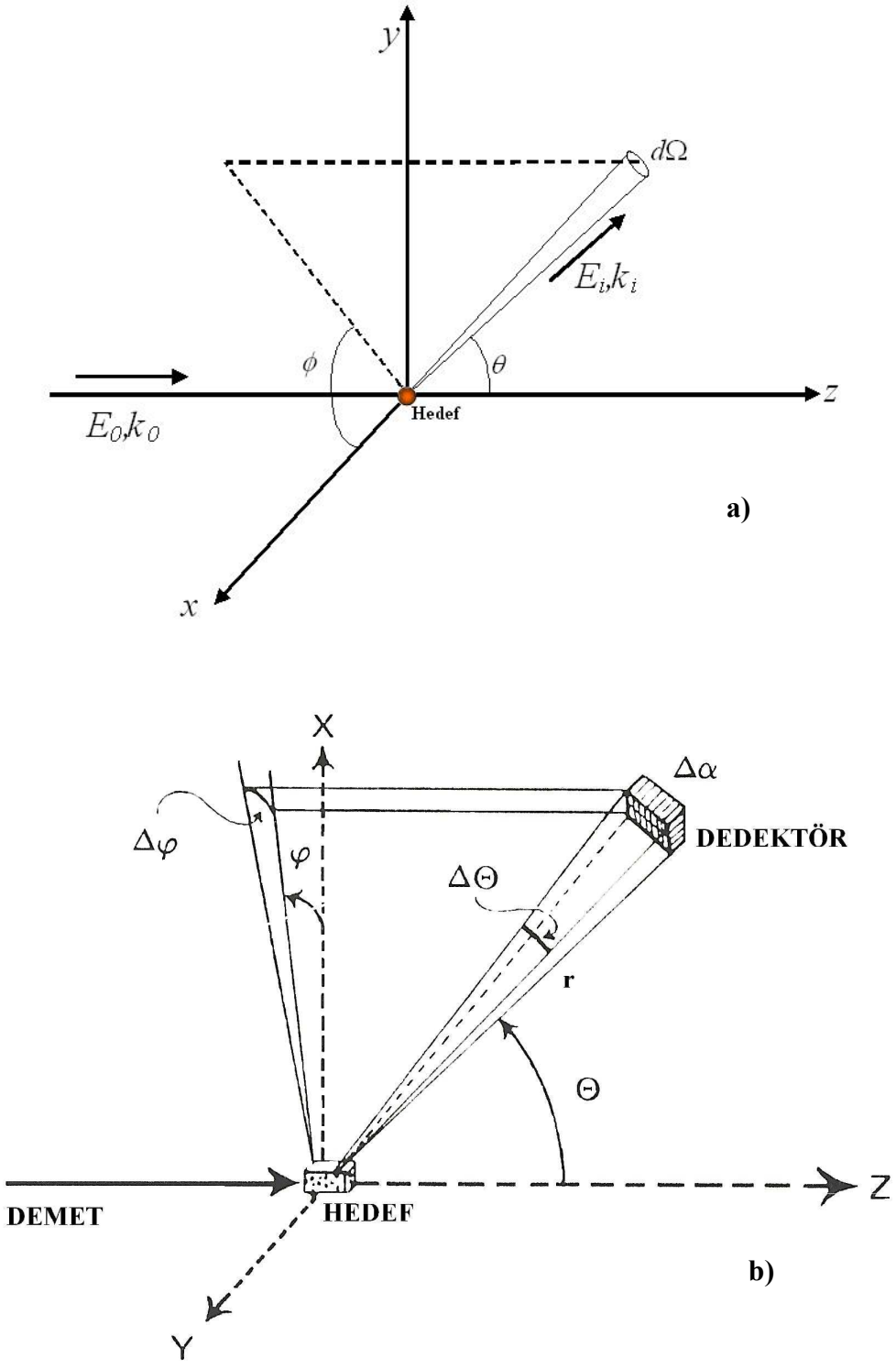
$$\psi_k(\mathbf{r}) = A\left[e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + f(k,\theta,\phi)\frac{e^{ikr}}{r}\right] \tag{3.26}$$

olarak yazılabilir.

3.2 Tesir Kesiti Kavramı

Kuantum mekaniksel olarak elde edilen dalga fonksiyonlarının içerdiği bilgilerin anlamlı hale getirilebilmesi hedef atomun kuantum durumlarındaki değişim olasılıklarının belirlenmesi ile gerçekleştirilebilir. Bu ise gelen ve saçılan elektron demetlerinin akılarının hesaplanması ile elde edilir. Gelen elektron demet akısının, hedef atom başına saçılan dalga fonksiyonun akısına oranı diferansiyel tesir kesiti olarak adlandırılır.

Tipik bir çarpışma deneyinin şematik gösterimi şekil 3.2a'da görülmektedir. Hedefe gönderilen elektron demeti, çarpışmadan sonra hedefin iç durumunda değişiklikler yaparak saçılır (Durakev 1987). Saçılan parçacıklar, türlerine (foton, elektron, iyon) göre farklı detektörlerle sayılırlar.



Şekil 3.2. a) Çarpışma deneyinin şematik gösterimi. b) katı açının şematik gösterimi (Durakev 1987).

Diferansiyel tesir kesitinin hesaplanması için öncelikle katı açı kavramının anlaşılması gerekmektedir. Şekil 3.2b'de küresel koordinatlarda katı açı tanımlanmıştır. ds yüzey elemanı ve katı açı,

$$ds = r^2 \sin\theta \, d\theta \, d\phi$$
$$d\Omega = \sin\theta \, d\theta \, d\phi \tag{3.27}$$

dır. Detektör, r mesafesinde sabit tutularak bütün açısal konumlarda hareket ettirilirse $4\pi r^2$'lik küresel yüzey alanından geçen saçılmış tüm parçacıklar dedekte edilebilir. Bu durumda toplam katı açı 4π'dir ve toplam ya da integre tesir kesiti, saçılan tüm parçacıkların sayıldığını ifade eder (Johnson 1982).

Hedeften saçılan parçacıkların açısal diferansiyel tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\left[\begin{array}{c} ds \text{ yüzeyinden birim zamanda geçen} \\ \text{şaçılmış parçacık sayısı} \end{array}\right]}{\text{gelen parçacık demetinin akısı}} \tag{3.28}$$

olarak yazılır. $ds = r^2 d\Omega$ yüzey alanından geçen akı, saçılan dalga fonksiyonu yardımıyla hesaplanır (Burke 1995).

Kuantum mekaniksel olarak olasılık akısı,

$$\mathbf{j} = \frac{1}{2i}\left(\psi^* \vec{\nabla}\psi - \psi \vec{\nabla}\psi^*\right) \tag{3.29}$$

ile verilir. Saçılan dalga küresel olduğundan gradyent operatörü,

$$\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial r}\hat{r} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}\hat{\theta} + \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\phi}\hat{\phi} \tag{3.30}$$

olarak alınır ve (3.26) denklemi (3.29)'de yerine konularak birim alanın normali boyunca radyal olarak yarıçap doğrultusunda saçılan dalga fonksiyonu için akı,

$$\mathbf{j}\cdot\hat{r}=\left\{AA^{*}\frac{1}{2i}\left[e^{ikr\cos\theta}+f^{*}(\theta,\phi)\frac{e^{ikr}}{r}\right]\times\frac{\partial}{\partial r}\left[e^{ikr\cos\theta}+f(\theta,\phi)\frac{e^{ikr}}{r}\right]\right\} \quad (3.31)$$

eşitliği ile verilir. z yönünde birim yüzeye dik olarak ilerleyen $A\exp(ikz)$ düzlem dalganın akısı ise,

$$\mathbf{j}_{gelen}\cdot\hat{k}_{g}=AA^{*}k \quad (3.32)$$

olarak elde edilir. Diğer yandan saçılan küresel dalganın tek başına radyal akısı,

$$\mathbf{j}_{çıkan}\cdot\hat{r}=\left\{AA^{*}\frac{1}{2i}f^{*}(\theta,\phi)\frac{e^{ikr}}{r}\times\frac{\partial}{\partial r}f(\theta,\phi)\frac{e^{ikr}}{r}\right\} \quad (3.33)$$

olduğundan uzun r mesafeleri için

$$\mathbf{j}_{çıkan}\cdot\hat{r}=AA^{*}kr^{-2}\left|f(\theta,\phi)\right|^{2} \quad (3.34)$$

yazılır. Böylece radyal akı;

$$\mathbf{j}_{çıkan}\cdot\hat{r}=\left(\mathbf{j}_{gelen}+\mathbf{j}_{çıkan}+\mathbf{j}_{girişir}\right)\cdot\hat{r} \quad (3.35)$$

olarak yazılır ve $\mathbf{j}_{girişir}$, gelen düzlem dalga ve saçılan radyal dalga arasındaki girişim akısını ifade eder.

$$\mathbf{j}_{girişir}\cdot\hat{r}=\left\{AA^{*}\frac{1}{2i}\left[e^{-ikr\cos\theta}\frac{\partial}{\partial r}\left(f(\theta,\phi)\frac{e^{ikr}}{r}\right)+f^{*}(\theta,\phi)\frac{e^{-ikr}}{r}\frac{\partial}{\partial r}e^{ikr\cos\theta}\right]\right\} \quad (3.36)$$

Uzun *r* mesafelerinde (3.36) ifadesi ihmal edilebilir ve gelen düzlem dalga ve saçılan küresel dalganın akıları ayrı hesaplanabilir. (3.34) denklemi kullanılarak uzun *r* mesafeleri için $r^2 d\Omega$ yüzeyinden geçen parçacıkların akısı,

$$\mathbf{j}_{çıkan} = A^* Ak\left|f(\theta,\phi)\right|^2 d\Omega \tag{3.37}$$

olur. Böylece diferansiyel tesir kesiti,

$$\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega}d\Omega = \frac{\mathbf{j}_{çıkan}}{\mathbf{j}_{gelen}} = \frac{A^* Ak\left|f(\theta,\phi)\right|^2 d\Omega}{A^* Ak}$$

$$\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega} = \left|f(\theta,\phi)\right|^2 \tag{3.38}$$

olarak bulunur. Toplam tesir kesiti, bütün saçılma açıları üzerinden diferansiyel tesir kesitinin integre edilmesi ile elde edilir.

$$\sigma_{top} = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi} d\theta \sin\theta \left|f(\theta,\phi)\right|^2 \tag{3.39}$$

Görüldüğü gibi tesir kesiti asimptotik saçılan dalga fonksiyonunun genliği ile belirlenebilmektedir. Dedektör, atomik boyutlara göre oldukça uzağa konulduğundan, bu hesaplamalar deneysel koşullara karşılık gelmektedir.

3.3 Tek Elektronlu Atomlarda Uyarılma ve İyonlaşma Tesir Kesitlerinin Hesaplanması

Çarpışma sırasında gelen elektronun enerjisine bağlı olarak pek çok olayın meydana gelmesinin mümkün olduğu İkinci Bölümde anlatılmıştı. Elektron ile

atomun çarpışması sonucu atom; $|i\rangle$ kuantum durumundan diğer bir $|j\rangle$ kuantum durumuna geçecektir. Tek elektronlu atomlarda uyarılma ve iyonlaşma tesir kesitlerinin elde edilmesi bu kısımda incelenecektir.

Düşük enerjili elektron ile uyarılma olayı,

$$e_0 + A(i) \rightarrow A^*(j) + e_s \tag{3.40}$$

şeklinde gösterilebilir. Burada *A(i)* ve *A(j)* hedef atomun bağlı durumlarını göstermektedir. Gelen elektronun hızı, hedef atomun elektronun enerjisiyle aynı mertebelerdedir. Sistemin Hamiltoniyeni;

$$H = -\frac{1}{2}\nabla_i^2 - \frac{Z}{\mathbf{r_i}} + \frac{1}{\mathbf{r_{ij}}} \tag{3.41}$$

şeklinde yazılır. Burada $\mathbf{r_i}$ ve $\mathbf{r_j}$, orijini hedefin çekirdeği olan elektronların vektörleri olmak üzere $\mathbf{r_{ij}} = |\mathbf{r_i} - \mathbf{r_j}|$ dir.

(3.2) denklemi ile verilen Shrödinger denkleminin asimptotik sınır şartlarındaki çözümü,

$$\psi_i \underset{r\to\infty}{\approx} \Phi_i e^{ikz} + \Phi_j f(\theta,\phi) e^{ik_j r} \tag{3.42}$$

olarak elde edilir. k_i ve k_j, dalga sayıları olmak üzere sistemin toplam enerjisi,

$$E = \omega_i + \frac{1}{2}k_i^2 = \omega_j + \frac{1}{2}k_j^2 \tag{3.43}$$

ile verilir. Atomda $|i\rangle$ taban durumundan $|j\rangle$ son durumuna geçiş için diferansiyel tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma_{ji}}{d\Omega} = \frac{k_j}{k_i}\left|f_{ij}(\theta,\phi)\right|^2 \tag{3.44}$$

denklemi ile verilir ve toplam tesir kesiti de bütün açılar üzerinden integral alınarak elde edilir.

Elektron etkisiyle tekli iyonlaşma olayı,

$$e_0 + A(i) \rightarrow A^+(j) + e_s + e_i \tag{3.45}$$

şeklinde ifade edilebilir (Şekil 2.8).

E_0, E_s ve E_i sırasıyla gelen, saçılan ve koparılan elektronların enerjisi olmak üzere enerji korunum denklemi,

$$E_0 = E_s + E_i + IP \tag{3.46}$$

olarak yazılır. Burada *IP,* koparılan elektronun bağlanma enerjisidir. Çekirdeğin geri tepme enerjisi, çekirdeğin kütlesi elektronun kütlesine göre çok büyük olduğundan ihmal edilir. Gelen elektronlar momentumlarını atomun elektronuna aktarırlar ve atomun kuantum durumlarında değişikliğe dolayısıyla saçılma genliğinde değişime neden olurlar. Üç parçacığın etkileşimini içeren bu sistem için Hamiltoniyen,

$$H = -\frac{\nabla_s^2}{2} - \frac{\nabla_i^2}{2} - \frac{Z - Z_s}{\mathbf{r_0}} - \frac{Z - Z_i}{\mathbf{r_1}} - \frac{1}{\mathbf{r_{01}}} \tag{3.47}$$

şeklinde yazılır (Massey ve Burhop 1965, Bransden ve Joachain 1999). Bu sistem için Schrödinger denklemi ise;

$$\left[-\frac{\nabla_s^2}{2} - \frac{\nabla_i^2}{2} - \frac{Z - Z_s}{\mathbf{r_0}} - \frac{Z - Z_i}{\mathbf{r_1}} - \frac{1}{\mathbf{r_{01}}}\right]\psi(\mathbf{r_0},\mathbf{r_1}) = E\,\psi(\mathbf{r_0},\mathbf{r_1}) \tag{3.48}$$

olarak elde edilir. Burada $\mathbf{r_0}$ gelen elektronun, $\mathbf{r_1}$ ise atoma bağlı bulunan elektronun konumlarıdır. Dalga fonksiyonun, dolayısıyla saçılma genliğinin belirlenebilmesi için etkin potansiyelin hesaplanması gerekmektedir. Elektron etkisiyle iyonlaşma olayında koparılan ve saçılan elektronlar arasındaki etkileşmenin tespiti Schrödinger denkleminin çözümünü zorlaştırmaktadır. Dalga fonksiyonunun hesaplanmasında pek çok yaklaşıklık teorileri geliştirilmiştir (Byron ve Joachain 1989).

Etkin potansiyelin hesaplanmasında saçılan ve koparılan elektronun yüklerinin momentumlarına bağlı olarak değişimleri de hesaba katılmalıdır. Bu etkin potansiyelin hesaplanmasını daha da zorlaştıran faktörlerden biridir. Direkt iyonlaşma olayı için saçılma genliği,

$$f(k_s, k_i) = -(2\pi)^{1/2} e^{i\chi(k_s, ki)} \left\langle (H - E)\phi_f \left| \psi^{(+)} \right. \right\rangle \qquad (3.49)$$

dir. Burada $\psi^{(+)}$ (3.44) eşitliği ile verilen tam çözümdür. Aynı zamanda $\mathbf{k_s}$ ve $\mathbf{k}_i$ çıkan elektronların momentumları olmak üzere sahip oldukları enerjileri,

$$E_s = \frac{1}{2} k_s^{\,2} \quad \text{ve} \quad E_i = \frac{1}{2} k_i^{\,2} \qquad (3.50)$$

dir. Hidrojen gibi tek elektronlu atomlarda Z çekirdeğin yükü olmak üzere V potansiyeli,

$$V_f = -\frac{Z - Z_s}{\mathbf{r_0}} - \frac{Z - Z_i}{\mathbf{r_1}} + \frac{1}{\mathbf{r_{01}}} \qquad (3.51)$$

olarak yazılabilir. $\Psi_C^{(-)}$, Coulomb dalga fonksiyonu ve Z_s ile Z_i elektronların yükleri olmak üzere (3.49) denklemindeki ϕ_f fonksiyonu,

$$\phi_f(\mathbf{r_0}, \mathbf{r_1}) = \psi_{c,k_s}^{(-)}(Z_s, \mathbf{r_0}) \psi_{c,k_i}^{(-)}(Z_i, \mathbf{r_1}) \qquad (3.52)$$

dir ve faz faktörü;

$$\chi(k_s,k_i)=\frac{Z_s}{k_s}\ln\frac{{k_s}^2}{{k_s}^2+{k_i}^2}+\frac{Z_i}{k_i}\ln\frac{{k_i}^2}{{k_s}^2+{k_i}^2} \qquad (3.53)$$

ifadesi ile verilir.

Aynı zamanda elektronların ayırt edilememesi de ayrı bir zorluk daha getirir. Gelen elektron direkt olarak saçılabileceği gibi, atoma bağlı elektronla değiş-tokuş yaparak da saçılabilir. Bu durumda saçılma genlikleri, $f(k_s,k_i)$, direkt iyonlaşma genliği ve $g(k_s,k_i)$, değiş-tokuş iyonlaşma genliği olarak isimlendirilirler ve

$$f(k_s,k_i)=-(2\pi)^2 e^{i\chi(k_s,k_i)}\left\langle\phi_f\left|-\frac{Z-Z_s}{\mathbf{r_0}}-\frac{Z-Z_i}{\mathbf{r_1}}+\frac{1}{\mathbf{r_{01}}}\right|\psi^{(+)}\right\rangle \qquad (3.54)$$

$$g(k_s,k_i)=-(2\pi)^2 e^{i\chi(k_s,k_i)}\left\langle\tilde{\phi}_f\left|-\frac{Z-Z_i}{\mathbf{r_0}}-\frac{Z-Z_s}{\mathbf{r_1}}+\frac{1}{\mathbf{r_{01}}}\right|\psi^{(+)}\right\rangle \qquad (3.55)$$

denklemleri ile verilirler. Peterkop teoreminden $g(k_s,k_i)=f(k_i,k_s)$ özelliği kullanılarak direkt saçılma genliğinden değiş-tokuş saçılma genliği elde edilebilir. Z_s ve Z_i yükleri ile k_s ve k_i dalga sayıları aralarında yer değiştirilerek iyonlaşma durumun dalga fonksiyonu $\tilde{\phi}_f$,

$$\tilde{\phi}_f(\mathbf{r_0},\mathbf{r_1})=\psi^{(-)}_{c,k_i}(Z_i,\mathbf{r_0})\psi^{(-)}_{c,k_s}(Z_s,\mathbf{r_1}) \qquad (3.56)$$

olarak yazılır. Direkt ve değiş-tokuş genlikleri için elde edilen ifadeler, r_{N+1} konumundaki $\mathbf{k_s}$ momentumlu elektron ile r_N konumundaki $\mathbf{k_i}$ momentumlu elektronun aynı fiziksel olaya tabi olduğunu gösterir. Peterkop teoremi, iyonlaşma genliğinin bulunması sırasında birbirine yaklaşık olan dalga fonksiyonları için doğru

değildir ve aralarında bir göreli fazın olması gerekir. Bu durumda değiş-tokuş iyonlaşma genliği,

$$g(k_s,k_i)=e^{i\tau_i(k_s,k_i)}f\ (k_s,k_i) \tag{3.57}$$

olur. Keyfi olarak alınan farklı göreli faz değerleri için farklı tesir kesitlerinin bulunması mümkündür (Byron ve ark. 1989).

İki, üç veya daha fazla sayıdaki elektronun dinamiğinin anlaşılmasında diferansiyel tesir kesitleri detaylı bilgiler içerir. İyonlaşma tesir kesitleri, saçılma genliklerinin elde edilmesi ile 3.1.2'de anlatıldığı gibi kuantum mekaniksel akı ifadelerinden faydalanılarak elde edilir. İyonlaşma tesir kesiti, gelen elektron demetinin akısının hedef atom başına iyonlaşma sayısına oranıdır. İyonlaşma durumunda elektronların arasında spin ayrımı yapılmaksızın; $|i\rangle$ taban durumundan, $|j\rangle$ iyonlaşma durumuna iyonlaşan Hidrojenimsi polarize olmamış bir hedef atomun iyonlaşma üçlü tesir kesiti,

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_s d\Omega_i dE_i}=\frac{\mathbf{k_s}\mathbf{k}_i}{\mathbf{k}_0}\left(\frac{1}{4}|f+g|^2+\frac{3}{4}|f-g|^2\right) \tag{3.58}$$

ile verilir. Burada $|f+g|$ tekli (singlet) ve $|f-g|$ üçlü (triplet) durum olarak isimlendirilir.

Toplam iyonlaşma tesir kesiti, bütün enerjiler ve açılar üzerinden üçlü diferansiyel tesir kesitinin integre edilmesi ile elde edilir. Üretilen iyonların sayısının bir ölçüsü olan toplam tesir kesiti, etki enerjisinin bir fonksiyonudur. Fakat saçılan ve iyonlaşan elektroların enerji ve momentumlarından bağımsızdır. Toplam iyonlaşma tesir kesiti,

$$\sigma_i=\frac{1}{k_0}\int_0^{E/2}dE_i k_s k_i\int d\Omega_s\int d\Omega_i\left(\frac{1}{4}|f^s|^2+\frac{3}{4}|f^t|^2\right) \tag{3.59}$$

olarak verilir. İyonlaşan ve saçılan elektron ayırt edilemediğinden enerji değişkeni için integral sınırları *E/2*'ye kadar alınmıştır. Elektronlardan biri ε enerjisine sahipse diğerinin enerjisi $E_s - \varepsilon$ kadar olacaktır. Toplam diferansiyel tesir kesiti, gelen elektronun enerjisine bağlı olarak meydana gelen toplam iyonlaşma olayı ya da iyon sayısını belirler. TDCS'in $d\Omega_s, d\Omega_i$ veya *dE*'ye göre integre edilmesi ile üç farklı ikili ve tekli diferansiyel tesir kesiti elde edilebileceği üzerinde ikinci bölümde durulmuştu. Çıkan elektronların enerji ve açısal dağılımlarının belirlenebildiği DDCS, TDCS'in dedekte edilmeyen elektronun saçılma açısı üzerinden integre edilmesiyle elde edilir. Saçılan elektronun dedekte edildiği bir durumda DDCS,

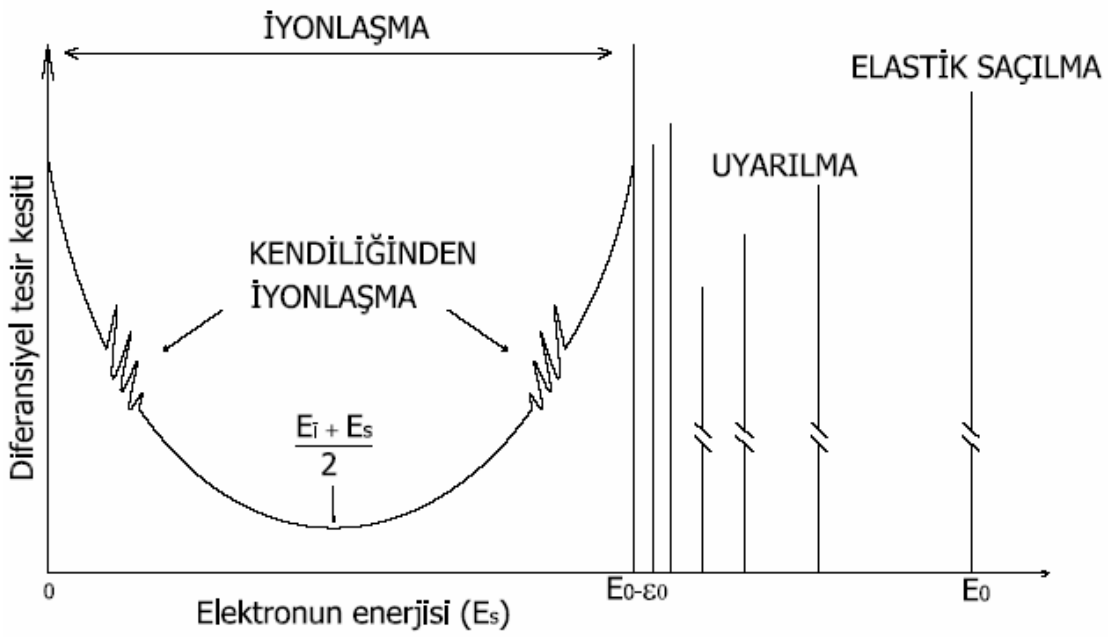
$$\frac{d\sigma}{d\Omega_s dE_s} = \int d\Omega_i \frac{d^3\sigma}{d\Omega_i d\Omega_s dE_s} \tag{3.60}$$

olarak verilir (McCarthy ve Weigold 1995). SDCS,

$$\frac{d\sigma_s}{dE_s} = \int d\Omega_s \frac{d\sigma_s}{d\Omega_s dE_s} \tag{3.61}$$

olmak üzere DDCS'in elektronların saçıldığı tüm açılar üzerinden integre edilmesiyle elde edilir.

Şekil 3.4'de çıkan elektronların tüm saçılma açıları üzerinden integre edilmiş enerji kayıp spekturumunu ifade eden SDCS gösterilmiştir. İki elektronun ayırt edilememesinden dolayı SDCS $(E_s + E_i)/2 = (E_0 - \varepsilon_0)/2$ etrafında simetriktir. SDCS'in bu durumu, teorisyenler tarafından teorilerinin detaylı olarak test etmek için kullanılmaktadır (Bray ve ark. 2002a). Aynı şekilde kendiliğinden iyonlaşma geçişleri, şematik olarak rezonans çizgileri ile gösterilmiştir.



Şekil 3.4. Diferansiyel tesir kesitinin gösterimi.

3.4 Çok Elektronlu Atomlarda İyonlaşma Tesir Kesitlerinin Hesaplanması

Çok elektronlu atomların elektron etkisiyle tekli iyonlaşma olayı, kavramsal olarak atomik Hidrojenin iyonlaşmasına çok benzerdir fakat detayları oldukça karmaşıktır. Temel zorluk, örneğin Helyum atomu için hedefin çarpışmadan önceki ve sonraki dalga fonksiyonlarının belirlenmesindedir. e - He saçılması için atomik birimlerde Hamiltoniyen

$$H = \sum_{i=1}^{n}\left(-\frac{1}{2}\nabla^2{}_i - \frac{Z}{\mathbf{r_i}}\right) + \sum_{i>j=1}^{n}\frac{1}{\mathbf{r_{ij}}} \qquad (3.62)$$

olarak yazılır. Burada $\mathbf{r_i}$ ve $\mathbf{r_j}$, *i* inci ve *j* inci elektronların konum vektörleri olmak üzere $\mathbf{r_{ij}} = \left|\mathbf{r_i} - \mathbf{r_j}\right|$ dir. Kütlesi sonsuz kabul edilen hedef atomun çekirdeği merkez

olarak alınmaktadır. e-H saçılması için yapılan hesaplara benzer hesaplamalar yapılarak e- He saçılması için Schrödinger denklemi çözülerek çarpışmadan önce ve sonraki dalga fonksiyonları elde edilir. Hesaplamalar, saçılan ve iyonlaşan elektronların birbirleri ve geriye kalan iyon ile etkileşmeleri, spin ve değiş-tokuş etkileşmelerinden gelen katkılarla çeşitli yaklaşıklıkların yapıldığı karmaşık çözüm aşamaları içerir. He atomunun tekli (singlet) ve üçlü (triplet) durumları, farklı saçılma genliklerini oluşturur ve bu saçılma genliklerini içeren üçlü diferansiyel tesir kesiti,

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_s d\Omega_i dE_i} = 2\frac{\mathbf{k_s}\mathbf{k}_i}{\mathbf{k}_0}\left[|F_i|^2 + |G_i|^2 + |H_i|^2 - \mathrm{Re}\left(F_i G^*{}_i + F_i H^*{}_i + G_i H^*{}_i\right)\right] \quad (3.63)$$

olarak elde edilir. Bu çözümlerin detayları (e,2e) reaksiyonlarının teorisinin ayrıntılı olarak ele alındığı Byron ve Joachin (1989) tarafından yayınlanan makalede bulunabilir.

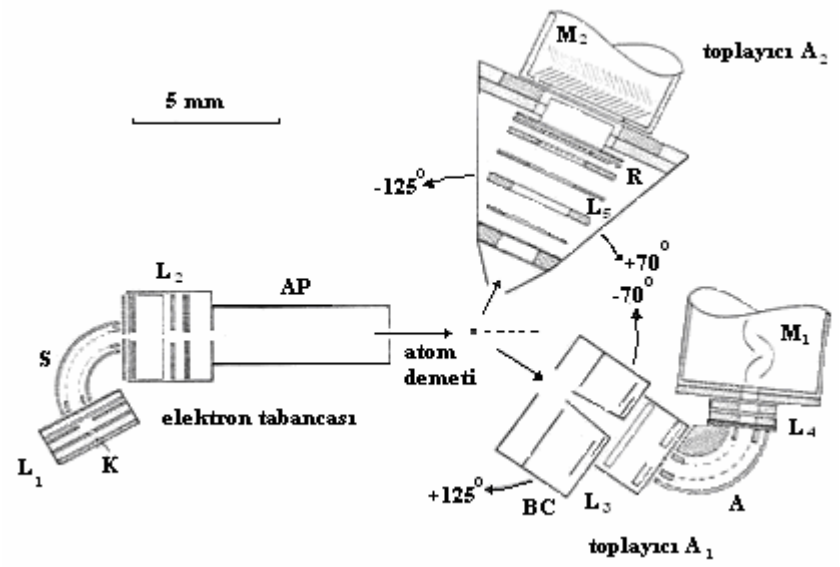
(3.58) ve (3.63) eşitlikleri ile belirli bir kuantum durumundaki H ve He atomlarından belirli enerjide ve yönde ayrılan elektronların iyonlaşma tesir kesitleri (TDCS) elde edilebilir. TDCS, Bölüm 2'de de anlatıldığı gibi iyonlaşma olayının tam bir tanımını içermektedir. Saçılan ve iyonlaşan elektronların enerjileri ve açısal dağılımları belirlenir. (3.58) ve (3.63) eşitlikleri, iyonlaşma olayının tanımlanmasında teorik ve deneysel çalışmaların birleştiği önemli eşitliklerdir. (e,2e) çakışma deney tekniği ile ölçülen iyonlaşma tesir kesitleri, yaklaşıklık teorileriyle elde edilen saçılma genliklerinden hesaplanan TDCS'lerin karşılaştırılması mevcut teorilerin doğruluğunun test edilmesini sağlamaktadır. ayrıca deneysel verilere dayanarak yeni teoriler geliştirilmektedir.

4 (e,2e) ÇAKIŞMA DENEY DÜZENEĞİNİN YAPISI

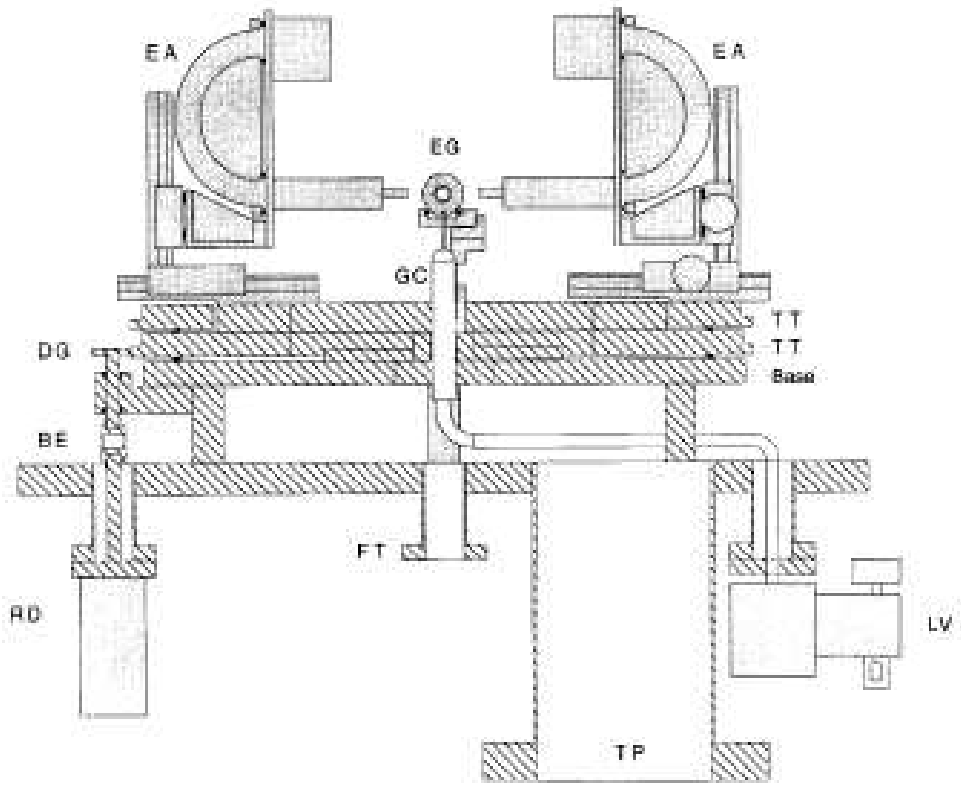
Elektron-atom çarpışmalarında atomların yapısının ve iyonlaşma mekanizmalarının daha detaylı olarak incelenmesi, tek parçacık yerine iki ürün parçacığın eş zamanlı olarak detekte edilmesiyle gerçekleştirilmektedir. Elektron etkisiyle iyonlaşma olayı, E_0 enerji ve $\mathbf{k_0}$ momentumuyla gelen bir elektron ile hedef atomdan koparılan E_i enerji ve $\mathbf{k_i}$ momentumlu ve saçılan E_s enerji ve $\boldsymbol{k_s}$ momentumlu iki elektron içerir. İkinci bölümde de anlatıldığı gibi çarpışmada enerji ve momentum korunmaktadır. Momentumun korunması, gelen elektron ile çıkan elektronların çok farklı kinematik düzenlerde incelenmesini sağlamaktadır. Aynı hedeften ayrılan iki elektronun eş zamanlı detekte edildiği bu yöntem, ilk olarak Ehrhardt ve ark. (1969) ile Amaldi ve ark. (1969) tarafından kullanılmış ve günümüzdeki modern donanımlı (e,2e) deney düzeneklerinin gelişmesine temel oluşturmuşlardır.

Çarpışma olaylarıyla ilgili mümkün olan detaylı bilgiyi elde etmek için çok farklı deneysel geometrilerde (e,2e) çakışma spektrometreleri dizayn edilmiştir (Haynes ve Lohmann 2000, Doğan ve ark. 1998, Duguet ve ark. 1998, Röder ve ark. 1996b, Murray ve Read 1993). Günümüzde simetrik ve antisimetrik düzende deney yapılmasına olanak sağlayan düzlem geometrili düzenekler, teknik zorluklar içeren düzlem olmayan geometrili düzeneklere göre daha çok kullanılmaktadır. Örneğin şekil 4.1'de düzlemsel geometride dizayn edilmiş ilk (e,2e) deney düzeneği (Ehrhardt ve ark. 1969), şekil 4.2'de ise Haynes ve Lohman (2000) tarafından dizayn edilen (e,2e) çakışma deney düzeneği gösterilmiştir.

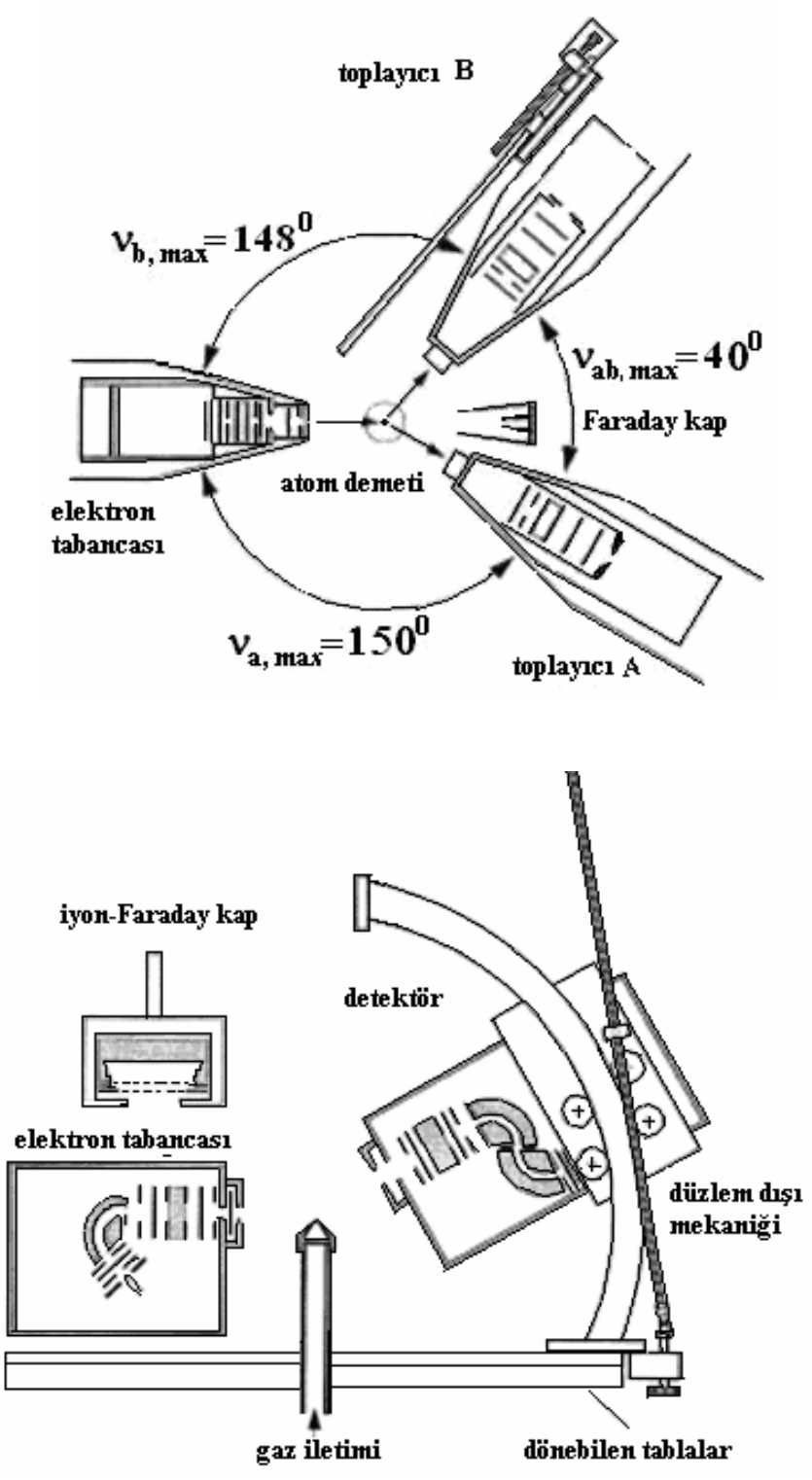
Şekil 4.3 ve 4.4'de ise düzlem olmayan geometride TDCS ölçümü yapabilen Röder ve ark. (1996b) tarafından geliştirilen deney düzeneği ile Manchester grubu (Murray, 2003) tarafından geliştirilen bilgisayar kontrollü (e,2e) deney düzeneği gösterilmiştir.



Şekil 4.1. İlk (e,2e) tesir kesiti ölçümlerinin gerçekleştirildiği (e,2e) çakışma deney düzeneği (Ehrhardt ve ark 1969).



Şekil 4.2. Düzlem geometride (e,2e) çakışma deneyleri için dizayn edilmiş deney düzeneği (Haynes ve Lohmann 2000).

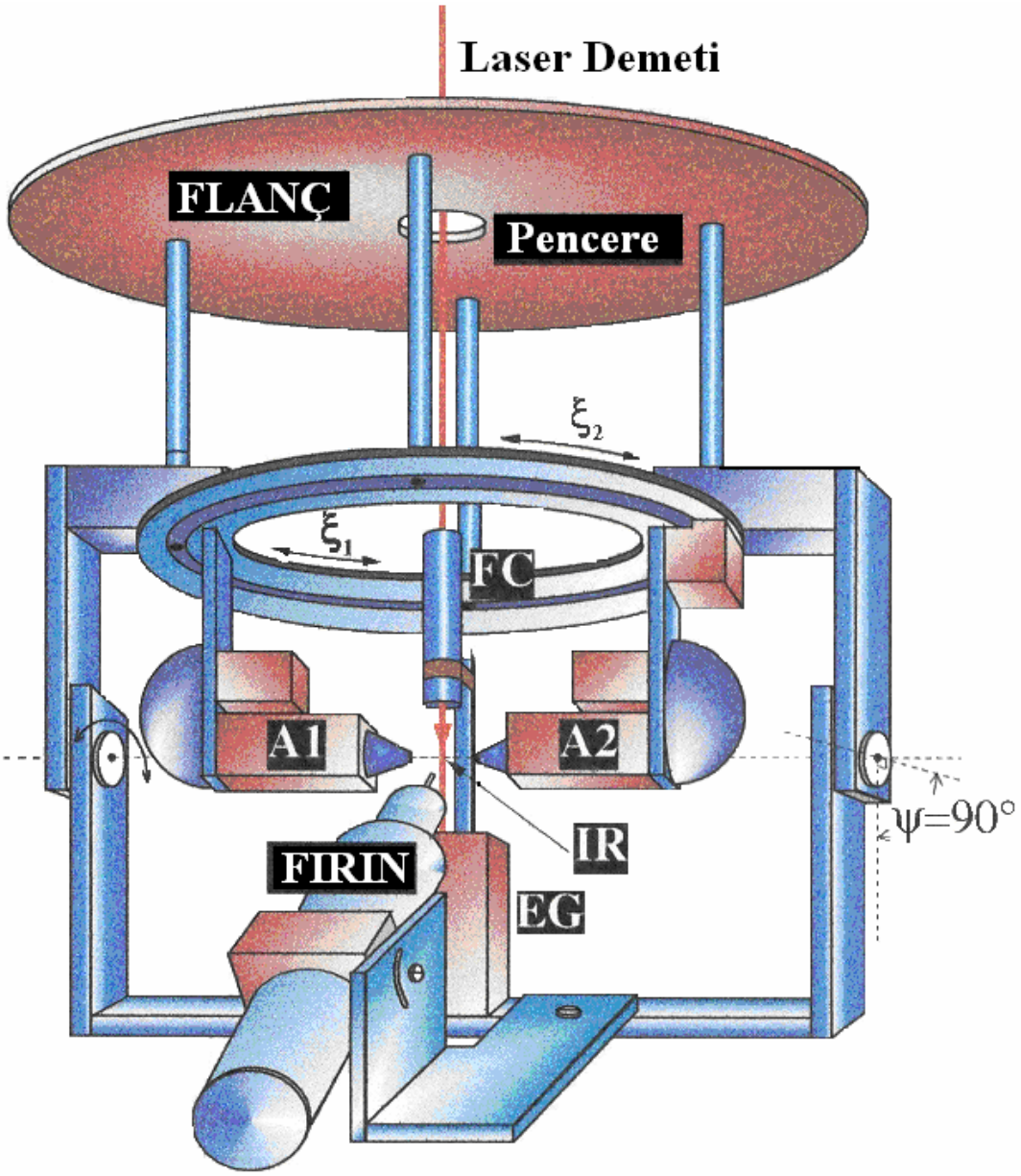


Şekil 4.3. Kaiserslautern grubu tarafından dizayn edilen düzlem ve düzlem olmayan geometrilerde deney yapılabilen (e,2e) çakışma spektrometresi (Röder ve ark. 1996b).

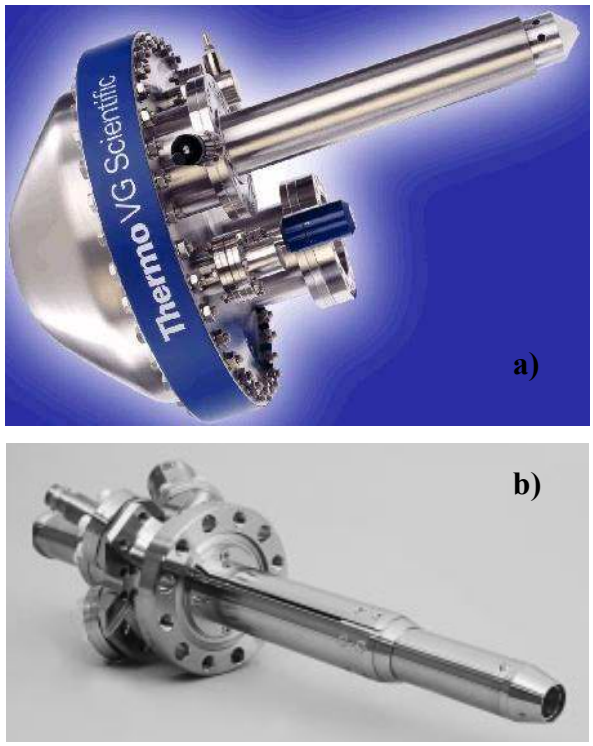
Bir (e,2e) çakışma deney düzeneği, şekillerden de görüldüğü gibi bir elektron tabancası, hedef gaz kaynağı, iki adet enerji analizörü ve Faraday elektron toplayıcısını içerir. Enerji analizörlerinde genellikle elektron çoğaltıcı (CEM) detektörler ya da konum hassasiyet detektörleri (PSD) kullanılmaktadır. Bu spektrometre parçaları elektrik ve manyetik alanlardan yalıtılmış bir vakum çemberi içine yerleştirilirler. Vakum çemberi genellikle alüminyum ya da manyetik olmayan paslanmaz çelikten yapılır. Yerin manyetik alanı ve diğer manyetik alan etkilerinden çarpışma bölgesinin yalıtımı, mü-metal kılıf ve Helmholtz bobin çiftleri ile sağlanır. Vakum çemberi içine hedef gaz verilmeden önce genellikle basınç değeri 10^{-7}-10^{-8} mbar civarına düşürülür. Genellikle difüzyon ya da turbo moleküler pompa kullanılmaktadır.

Elektron etkisiyle iyonlaşma olayının detaylı bilgisine ulaşmak ancak kullanılan elektron tabancasının odaklama kalitesi, enerji aralığı ve enerji analizörlerinin mükemmel denebilecek bir enerji çözünürlüğüne sahip olması ile başarılabilmektedir. Yüksek hassasiyete sahip bu sistemlerin geliştirilmesi, çok dikkatli bir dizayn ve üretim aşamalarını içermektedir. Modern (e,2e) deney düzeneklerinde çeşitli firmalar tarafından geliştirilmiş geniş enerji aralığına, yüksek odaklama kalitesine ve geçirgenliğe (transmission) sahip elektron tabancaları ve yüksek enerji çözünürlüğüne sahip enerji analizörleri kullanılmaktadır.

Şekil 4.5a'da Thermo VG Scientific firması tarafından geliştirilen 180^0 enerji analizörü ve şekil 4.5b'de Kimball Physics LTD. şirketi tarafından geliştirilmiş elektron tabancası görülmektedir. Bu elektron tabancası ve analizörlerin yüksek voltaj ve düşük titreşime (low ripple) sahip güç kaynakları ve mercek elemanlarının kontrol üniteleri de sistemden ayrı olarak maliyet tutmaktadır. Bu sistemlerin maliyetleri oldukça fazla olduğundan böyle bir düzeneğin kurulması genellikle büyük bütçeli projelerle gerçekleştirilebilmektedir. Genellikle yurtdışındaki büyük bütçeli projelere sahip gruplar, bu sistemleri satın alırken üniversitelerinde atölyeleri bulunan gruplar, bu sistemleri dizayn ederek kendi imkânları ile yaptırmaktadırlar.



Şekil 4.4. Manchester grubu tarafından geliştirilen bilgisayar kontrollü (e,2e) çakışma spektrometresi (Murray ve Cvejanovic 2003).



Şekil 4.5. a) Thermo VG Scientific firması tarafından geliştirilen 180^0 enerji analizörü (merkez yarı çapı R_0=110 mm) ve b) Kimball Physics LTD. şirketi tarafından geliştirilmiş elektron tabancası (toplam boy= 160 mm).

Bu çalışmada Türkiye'de ilk defa Devlet Planlama Teşkilatı ve Afyonkarahisar Kocatepe Üniversitesi tarafından desteklenen projeler kapsamında (e,2e) çakışma spektrometresi kurulmuştur. (e,2e) çakışma spektrometresi, düşük enerji bölgesinde elektron etkisiyle iyonlaşma olayı sonucunda çıkan ürün elektronlar arasındaki açısal ilişkinin ölçülmesi amacıyla dizayn edilmiştir. Spektrometre, düzlem geometride simetrik ve antisimetrik düzende çalışabilecek özelliğe sahiptir. Cihazların aynı düzlemde olması ve açısal olarak konumlarının vakum çemberi dışından kontrol edilebilmesi için yeni bir mekanik kontrol sistemi geliştirilmiştir.

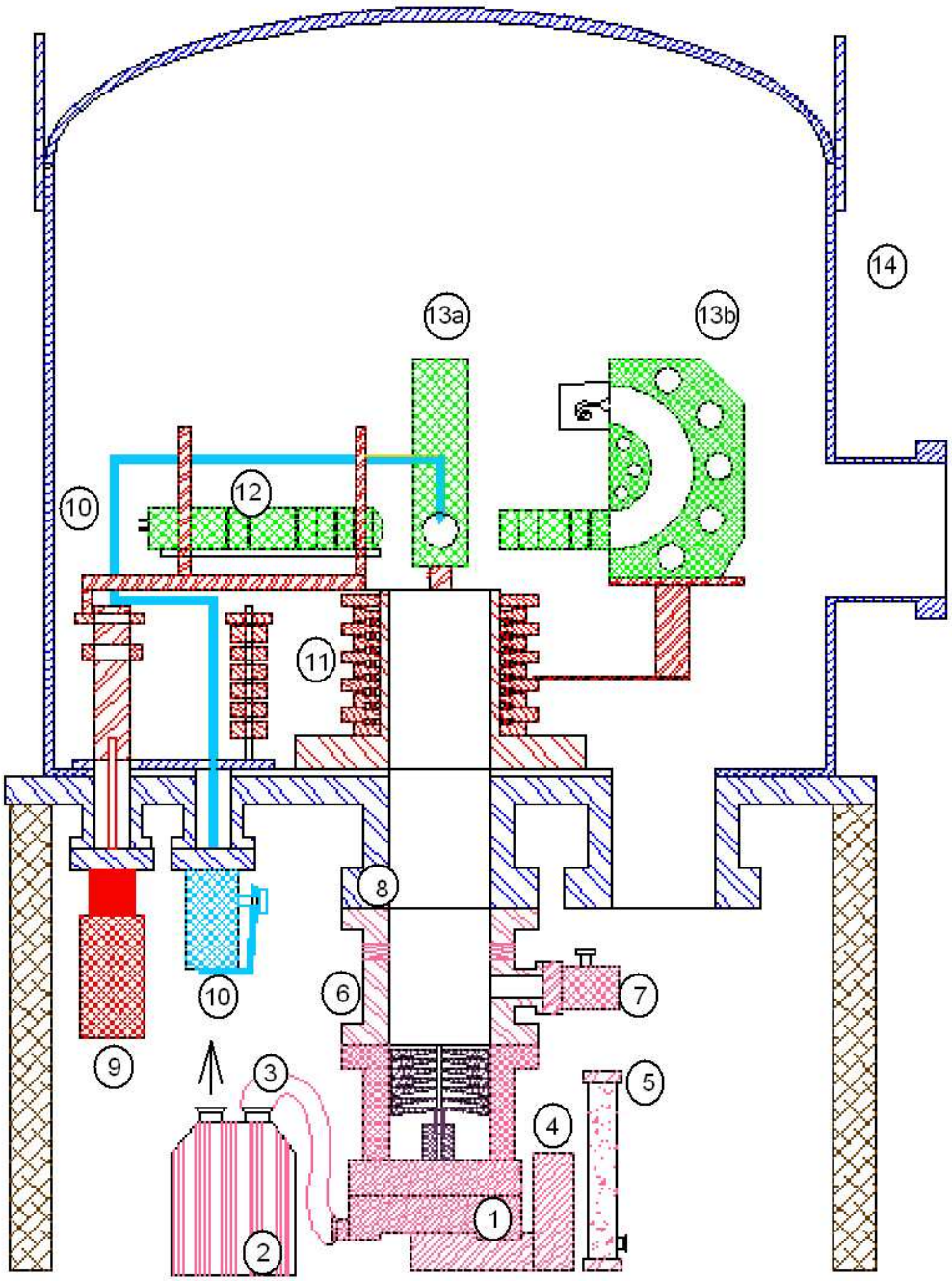
(e,2e) çakışma spektrometresinin elektrostatik kısmını oluşturan elektron tabancası ve enerji analizörleri, SIMION 3D bilgisayar simülasyon programı kullanılarak dizayn edilmiştir. (e,2e) çakışma spektrometresinin ve mekanik kontrol sisteminin parçaları AutoCAD programı ile teknik çizimleri yapılarak

Afyonkarahisar'da bulunan 8. Bakım Merkezi Komutanlığı'nda yaptırılmıştır. Bu bölümde tüm sistem, ayrı ayrı ele alınarak dizayn ve yapım aşamaları ayrıntılı olarak sunulacaktır.

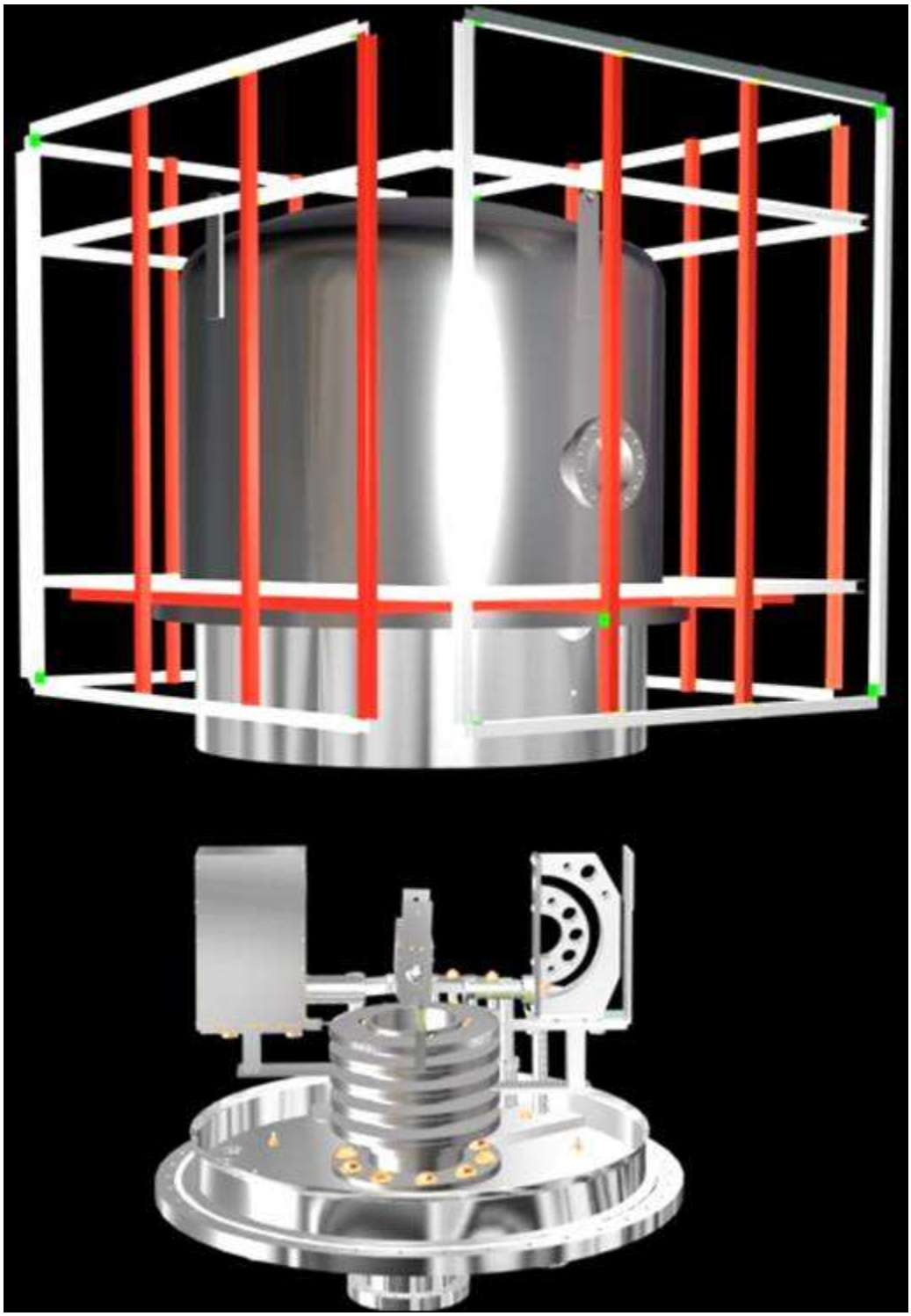
4.1 Vakum Sistemi

(e,2e) çakışma spektrometresi, şekil 4.6'da şematik olarak gösterilen paslanmaz çelik vakum çemberi içerisine yerleştirilmiştir. Vakum çemberinin boyutları, spektrometre parçalarının hareketini engellemeyecek şekilde belirlenmiştir. Vakum çemberi (14), dikey olarak hareket edebilmekte ve alt tablanın üzerine bir jaraskal yardımıyla kapanmaktadır. Vakum çemberinin iç basıncı, Turbomoleküler pompa (TMP) (1) ve ikincil destek pompasından (2) oluşan bir boşaltma sistemiyle çalışma basıncına ($\sim 10^{-8}$ mbar) düşürülmektedir. Vakum çemberi, vakum boşaltma sistemi, basınç ölçüm cihazları (7) ve (e,2e) çakışma spektrometresinin yerleşimi şekil 4.6'da ayrıntılı olarak gösterilmiştir.

Vakum sistemini oluşturan parçaların her biri AutoCAD programında üç boyutlu olarak oluşturulmuş ve bilgisayar ortamında montajları yapılmıştır. Şekil 4.7'de vakum sistemi ve Helmholtz bobinlerinin (4.6 bölümünde anlatılacak) yerleşiminin AutoCAD programından elde edilen üç boyutlu resmi ve şekil 4.8'de ise son hali görülmektedir. Vakum çemberinin alt kısmına uygun ölçülerde ve çemberi taşıyacak kapasitede paslanmaz çelikten taşıma kafesi yapılmıştır. Ayrıca vakum çemberinin dikey hareketini sağlamak ve çemberi taşımak amacıyla konumu değiştirilebilen 600 kg kapasiteli jaraskal yapılmıştır.



Şekil 4.6. Vakum sisteminin şematik gösterimi (ölçekli değildir). 1) Turbomoleküler Vakum Pompası (TMP), 2) İkincil Rotary pompa, 3) Boşaltma sistemi bağlantı elemanları, 4) Vakum sistemi elektronik kutusu, 5) Hava kurutucu, 6) Titreşim emici flanç, 7) iyon basınç ölçer, 8) TMP bağlantı flancı ve paslanmaz çelik kafes, 9) Mekanik kontrol sistemi hareket kolu, 10) Gaz iletim sistemi, 11) Mekanik kontrol sistemi, 12) Elektron tabancası, 13a,b) Enerji analizörleri ve 14) Vakum çemberi. Faraday elektron toplayıcı iki boyutta çizim uygulandığından gösterilememiştir.



Şekil 4.7.Vakum sisteminin 3 boyutlu AutoCAD çizim resmi.



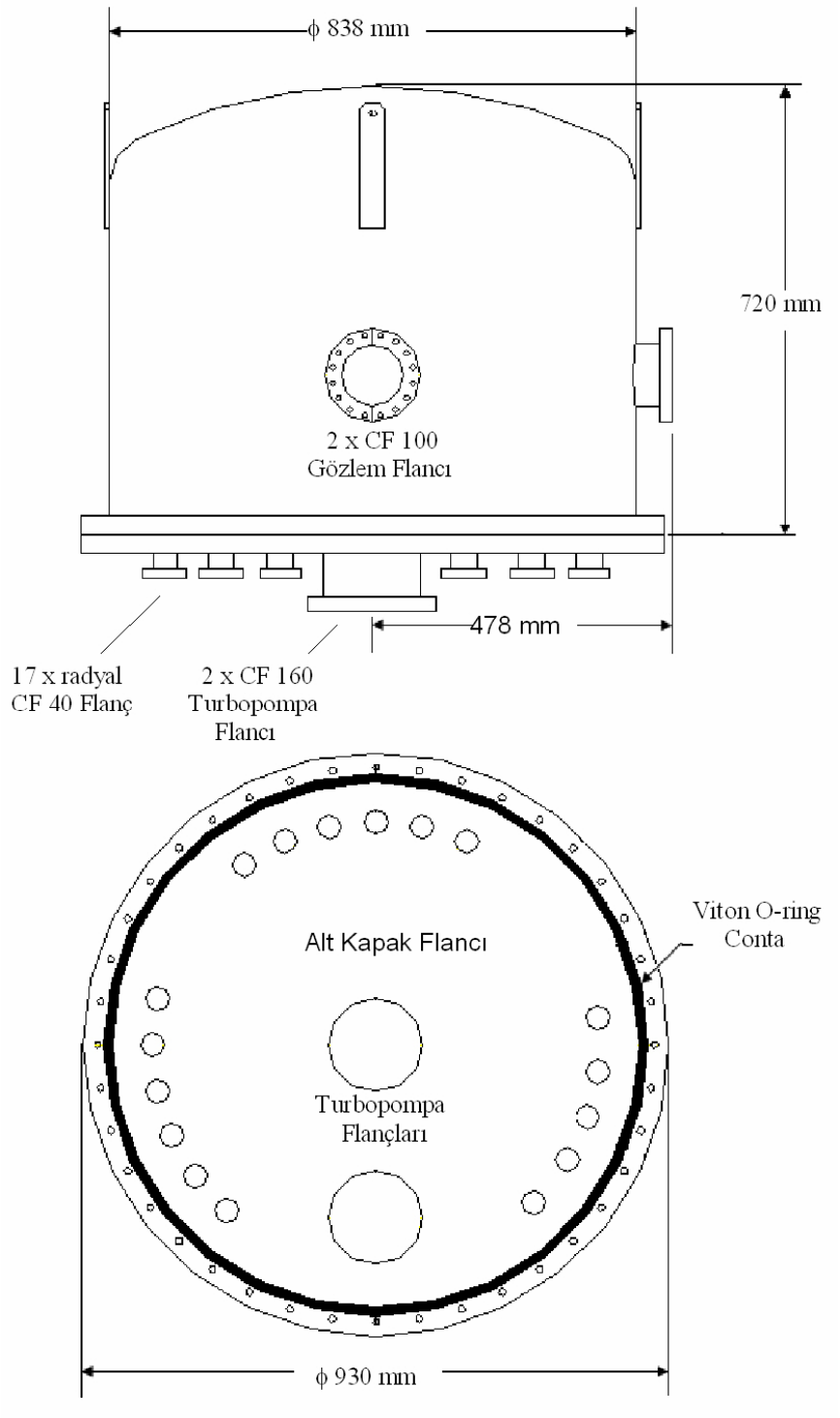
Şekil 4.8.Vakum sisteminin son halinin resmi.

4.1.1 Vakum Çemberi

Vakum çemberinin teknik dizaynı tarafımızca yapılıp, Thermovacuum Generators Ltd. şirketine yaptırılmıştır. Vakum çemberinin boyutları, spektrometre parçalarının ölçülerine ve iç mekanik parçaların hareket alanına uygun olarak belirlenmiştir. Silindirik dış çemberin yüksekliği 720 mm ve çapı 840 mm'dir. AISI 304 paslanmaz çelikten yapılan çemberin et kalınlığı 6 mm'dir. Şekil 4.9'da vakum çemberi ve alt kapak, elektrik ve mekanik bağlantıların yapıldığı flanşlarla birlikte şematik olarak gösterilmiştir. Vakum çemberi dikey olarak alt tablanın üzerine kapanmaktadır. Vakum çemberi üzerine jaraskal bağlantısı için dört adet askı demiri konulmuştur. Deney esnasında spektrometre cihazlarını gözlemlemek için çemberin üzerine DN 100 CF flanşlı iki adet gözlem penceresi yapılmıştır.

Vakum çemberi içerisine mü - metalden yapılmış ikinci bir çember ve alt tablanın üzerine mü -metal bir kapak yerleştirilmiştir. Bu mü – metal çember ve kapağın amacı, çarpışma bölgesini manyetik alan etkilerinden izole etmektir (Bölüm 4.6'da anlatılacaktır). Alt tabla ve vakum çemberinin birleştiği kısma O-ring (conta) yerleştirilmiştir.

Şekil 4.9'da görüldüğü gibi alt kapağa spektrometreye ait elektrik ve mekanik bağlantıların yapılmasını sağlayan flanşlar yapılmıştır. 30 mm kalınlıklı alt kapağın çapı 930 mm'dir ve alt kapağın üzerine çarpışma bölgesinin tam altına gelecek şekilde Turbomoleküler pompanın bağlandığı DN 160 CF flancı yapılmıştır. Ayrıca daha sonraki deneylerde kullanılmak üzere ikinci bir TMP'nın bağlanabileceği aynı ölçülerde ikinci bir flanç daha yapılmıştır. Alt kapağın üzerine elektrik ve mekanik bağlantıların yapıldığı 17 adet DN 40 CF flanşlar yerleştirilmiştir. Bu flanşlardan dört tanesi mekanik sistemin, iki tanesi gaz demeti sağlayıcı sistemin monte edilmesine geriye kalan flanşlar elektrik bağlantılar için ayrılmıştır. Şekil 4.10'da elektrik ve mekanik bağlantıların yapıldığı flanşlar ve TMP'nin bağlantı elemanları gösterilmiştir. Elektrik ve mekanik bağlantı flanşlarında kaçakları önlemek için bakır contalar kullanılmıştır.



Şekil 4.9. Vakum çemberi ve alt kapağın şematik gösterimleri.



Şekil 4.10 a) Elektrik ve mekanik bağlantıların yapıldığı flanşlar ve b) TMP'nin bağlantı elemanlarının resimleri.

4.1.2 Vakum Boşaltma Sistemi

Vakum çemberi, Pfeiffer TMU 521 tipi TMP, Pfeiffer DUO 20 model destek pompası ve bağlantı elemanlarından oluşan vakum boşaltma sistemi ile boşaltılmaktadır. Vakum boşaltma sistemi, şekil 4.11'de gösterilmiştir. Hava soğutmalı ve manyetik özelliği düşük (> 5 mT), hızı 520 ℓ/s^{-1} (hava için) olan TMP, boşaltma hızı 20 m^3/h olan Rotary pompa ile desteklenmektedir. TMP, seçilirken çalışma kolaylığı, yüksek boşaltma hızı ve ısıtma yapılmadan 10^{-10} mbar basınca ulaşabilme kapasitesine sahip olması dikkate alınmıştır.



Şekil 4.11. Vakum boşaltma sistemi.

Vakum boşaltma sistemi, hava kurutma sistemi, Pfeiffer TVF 005 otomotik hava boşaltma vanaları, TMP ısıtma sistemi, Pfeiffer TPS 600 TMP ve destek

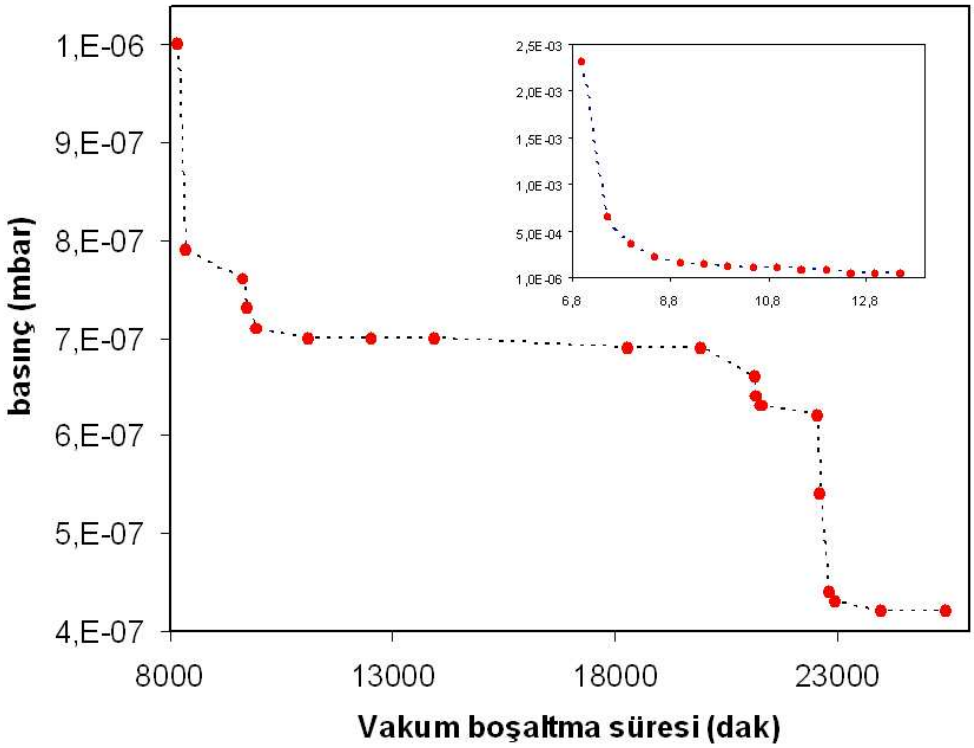
pompasının güç kaynağı, Pfeiffer DCU 600 elektronik kontrolü göstergeleri, Pfeiffer TPG 252 A basınçölçer göstergeleri ile TMP ve destek pompası bağlantı elemanlarından oluşan komple bir sistemdir. Ayrıca vakum boşaltma sistemi, herhangi bir elektrik kesintisi durumunda sistemin zarar görmesini engelleyecek otomatik kapatma sistemine de sahiptir. TMP'nin vakum çemberine bağlandığı ağız kısmına TMP'nin rotorlarının zarar göremesi için uygun ölçülerde paslanmaz çelik kafes yerleştirilmiştir. Vakum çemberinin vakum boşaltma sistemindeki titreşimden izole etmek için DN 160 CF flanşı ile TMP arasına titreşim emici bir parça yerleştirilmiş ve buradaki DN 40 CF flancına BALZERS TSI 526 model iyon basınç ölçüm cihazı bağlanmıştır (Şekil 4.11). İyon basınç ölçer ve göstergesi TC 600 elekronik kontrol ünitesine bağlıdır.

4.1.3 Çalışma Prosedürü ve Performans

Vakum boşaltma sisteminin komple bir sistem olması çalışma kolaylığı sağlamaktadır. Hava kurutma vanası Pfeiffer TTV 001 kapatıldıktan sonra vakum boşaltma sistemi sadece TMP'nin kontrol kutusundaki açma tuşuna basılmasıyla çalıştırılmaktadır. TC 600 güç kaynağı açıldıktan sonra kendini test ederek yaklaşık 15 saniye sonra destek pompası ve TMP aynı anda devreye girmektedir. TMP, vakum çemberinin basıncının çalışma basıncına düşürülmesini sağlar. Vakum çemberinin basıncının düşme süresi, vakum çemberinin atmosfer basıncında açık kalma süresinin uzunluğuna, kapatılmadan önceki temizliğine ve vakum çemberine giren kaçak gazların miktarına bağlı olarak değişmektedir. Genellikle çember içi basıncta 10^{-6} mbar'a ulaşmak için 2,5 saat gerekirken, 10^{-7} mbar basınca ulaşması için yaklaşık 2 gün geçmektedir. Örneğin şekil 4.12'de vakum boşaltma sisteminin yaklaşık 20 gün boyunca durdurulmadan çalıştırıldığında zamana bağlı olarak basınç değişimi gösterilmiştir.

TMP ve destek pompası, bir elektronik kontrol ünitesi (TPS 300) ile kontrol edilmektedir. TMP, en yüksek dönüş hızına 833 Hz'de ulaşmaktadır. TMP'nin şirket tarafından pre-set ayarlamaları yapılmıştır. Buna göre pompanın güç kaynağının

kapatılması ya da elektrik kesintisi durumunda TMP'nin dönüş hızının % 80 azalması durumunda TMP'nin güç kaynağı (TC 600) kapanmakta ve %50 azalması durumunda hava boşaltma vanası otomatik olarak açılmaktadır.



Şekil 4.12. Vakum çemberi basıncının zamana göre basınç değişimi (Küçük grafik, ilk 5 ve 15 dakikalar arasındaki basınç değişimini göstermektedir).

Hava soğutma sistemi TMP'nin açılmasıyla çalışmaya başlayıp ve pompa kapatılana kadar soğutma devam etmektedir. Destek pompası, esnek bir taban üzerine oturtulmuştur. Böylece TMP, destek pompasının titreşiminden etkilenmemektedir. Vakum çemberi içindeki yüksek vakum, BALZERS TSI 526 iyon basınç ölçer ile ölçülmektedir.

Ulaşılan düşük basınçtan atmosfer basıncına geri dönülürken TMP kapatılıp hava kurutma vanası açılmaktadır. Hava kurutma vanası, vakum çemberi içine alınan havanın kurutularak nemin vakum çemberinin duvarlarına yapışmasını

önlenmektedir. TMP ve vakum çemberinin hava almasını geciktirmek için TC 600'e bağlı bulunan TVF 005 hava boşaltma vanası devreye girmektedir. Hava boşaltma vanasının devreye girmesi TMP'nin dönüş frekansının %50'sine (415 Hz) düştüğünde gerçekleşmekte ve 1 saatliğine otomatik olarak açık kalmaktadır.

4.1.4 Kullanılan Malzemeler Ve Temizlik

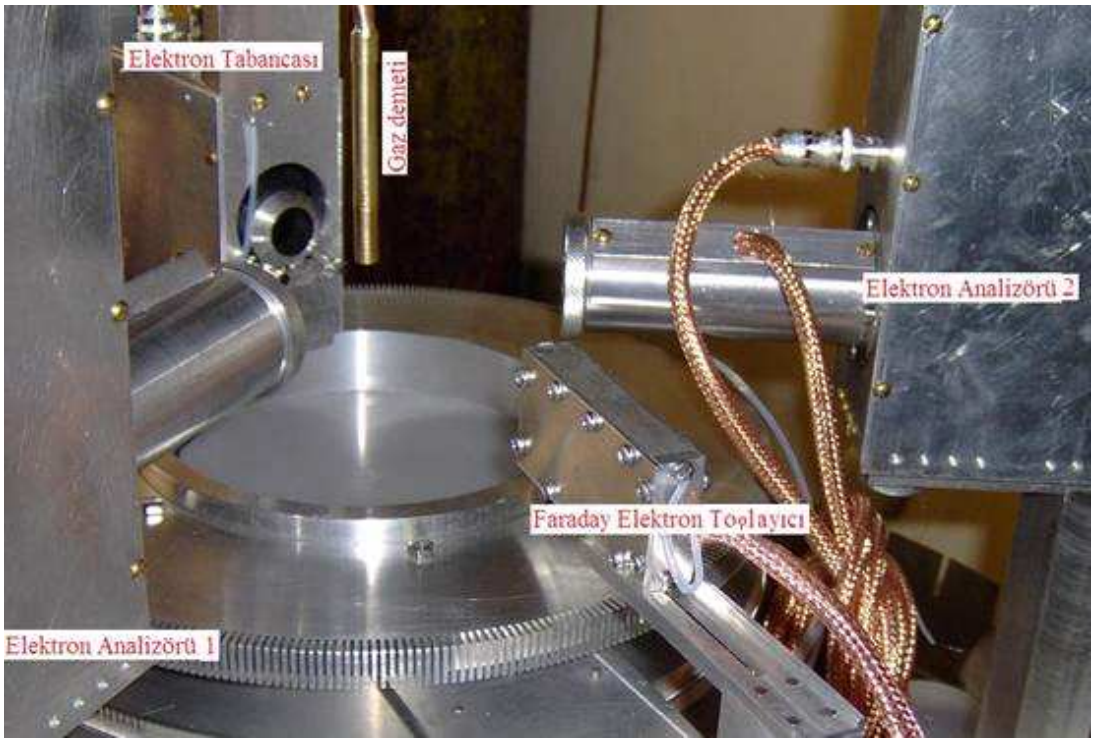
Vakum sisteminde kullanılan tüm malzemeler manyetik özelliği olmayan malzemelerden seçilmiştir. Vakum çemberi, AISI 304 paslanmaz çelik, spektrometreyi oluşturan elektron tabancası, enerji analizörleri ve mekanik kontrol sistemi, Duralden (Alüminyum alaşımı) yapılmıştır. Dural aynı zamanda diğer malzemelere göre daha hafif bir malzemedir. Elektron optiğinde kullanılan bazı diskler moliptenyumdan yapılmıştır. Parçaların birleştirilmesinde 304 paslanmaz çelik ve prinç vidalar kullanılmıştır. Spektrometreyi oluşturan tüm parçalar, manyetik olmayan mü-metal kılıf içine yerleştirilmiştir.

Tüm parçalar, ultra yüksek vakuma (UHV) girmeden önce gerekli temizlik aşamaları yapılmıştır. Parçaların tümü mekanik taşlamaya tabi tutulmuş ve aseton ile temizlenmiştir. Vakum çemberinin 304 paslanmaz çelikten yapılması atmosfer basıncına açıldığında oksitlenmemesinden dolayı tercih edilmiştir. Vakum çemberinde veya spektrometre parçaları üzerinde kalan izlerin yüzeyden sökülmesi günler alabilmektedir. Bu sebeple vakum sisteminin temizliğine oldukça önem verilmiş, çalışma esnasında eldiven kullanılmıştır. Vakum çemberi her kapatıldığında aseton ile temizleme yapılmaktadır.

Vakum çemberinin alt kısmında fazla delik bulunması ve düşük basınç değerlerinde moleküler akış olması sebebiyle 10^{-7} mbar mertebelerine inilmesi zaman almaktadır. Vakum çemberi içindeki gaz boşaltma dengesinin kurulmasıyla basınç ~ 3×10^{-7} mbar mertebesinde sabitlenmektedir.

4.2 (e,2e) Çakışma Spektrometresinin Parçaları

(e,2e) çakışma spektrometresinde elektron tabancası tarafından üretilen elektron demeti, dikey doğrultuda gelen gaz demeti üzerine gönderilmektedir. Elektron-atom/molekül çarpışmaları sonucunda saçılan ve iyonlaşan elektronlar 180^0 yarı-küresel enerji analizörleri ile dedekte edilmektedir. Üretilen elektron demeti, çarpışmadan sonra Faraday elektron toplayıcı ile toplanmaktadır. Şekil 4.13'de spektrometre parçalarının yerleşimleri ve çarpışma bölgesi görülmektedir. Bu bölümde spektrometreyi oluşturan tüm parçalar hakkında bilgi verilecek ve yapım aşamaları açıklanacaktır.



Şekil4. 13. Spektrometre parçalarının çarpışma bölgesi etrafındaki yerleşimi.

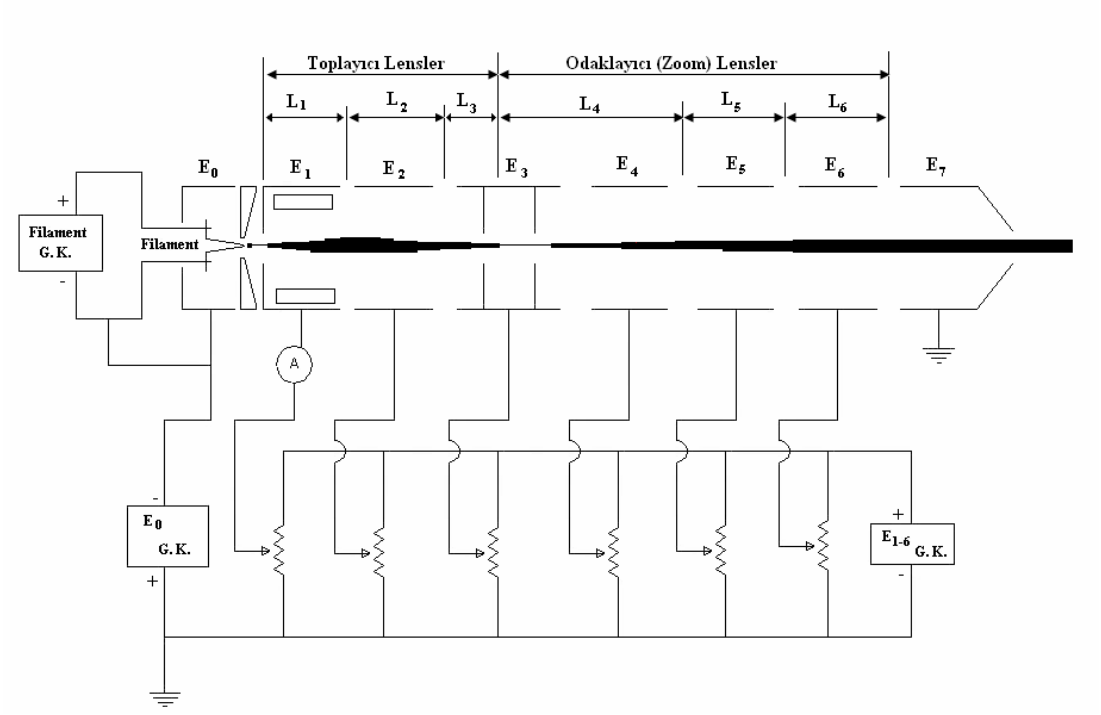
4.2.1 Elektron Tabancası

Elektron-atom çarpışmasının gerçekleştiği deneylerde öncelikle yüksek akımlı (~10^{-6}A) bir elektron tabancası ile çok iyi odaklanmış bir elektron demeti oluşturulmalıdır. Ayrıca elektron demeti, uzun zaman aralıklarında sabit kalmalı ve gaz demetinin merkezine doğru odaklanmalıdır. Elektron-atom çarpışmalarının incelenmesinde çakışma tekniğinin kullanılması çok daha iyi odaklamayı gerektirir. Böylesi bir çalışmada yüksek yoğunluklu bir elektron demetinin oluşturulması ve odaklanması önemlidir.

(e,2e) çakışma spektrometresinde Doğan (1999) tarafından kullanılan düşük enerjilerde yüksek akımlı elektron demeti üretebilen elektron tabancası temel alınmıştır. Elektron tabancası, 5 - 300 eV enerji aralığında 10^{-6} A akımlı elektron demeti üretecek şekilde dizayn edilmiştir. Elektronlar, geleneksel bir termoiyonik emisyon kaynağı olan Tungsten hairpin filament ile üretilmiştir. Elektron tabancası, yedi elemanlı silindirik mercek grubu, quadrapol deflektör ve üç diskten meydana gelmektedir (Şekil 4.14). Silindirik mercekler ve deflektörler, 4.1.4 bölümünde anlatılan nedenlerden dolayı Duralden, diskler ise ikincil emisyonu azaltması ve sabit düşük yüzey potansiyeline sahip olmasından dolayı molibdenyumdan yapılmıştır.

Mercek elemanlarının dizaynı, SIMION ve LENSYS bilgisayar simülasyon programları kullanılarak en uygun ölçülerin belirlenmesi ile gerçekleştirilmiştir. Mercek elemanlarının teknik çizimleri AutoCAD programında yapılmış (Şekil 4.15) ve yapımı Afyonkarahisar'da bulunan 8. Bakım Merkez Komutanlığının atölyelerinde tamamlanmıştır. 30 mm çaplı silindirik mercek elemanları, 5mm çaplı cam çubuklar üzerine mercek tutucular yardımıyla sabitlenmişlerdir.

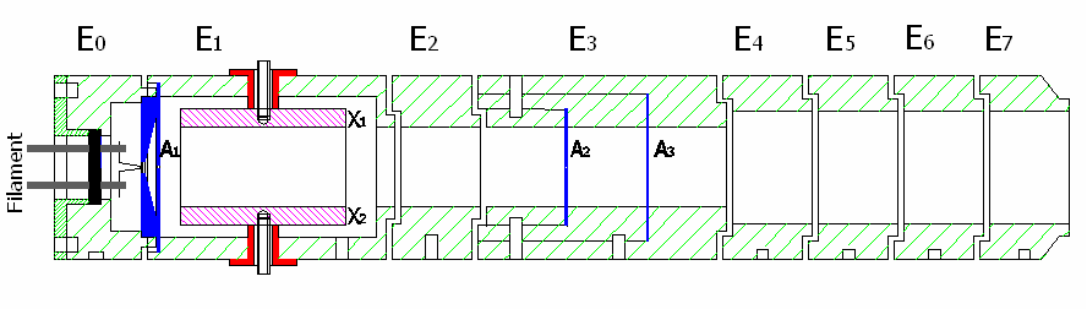
Elektron tabancasını oluşturan parçaların tümü cam çubuklar üzerinde topraklanmış duraliminden yapılmış bir kutu içerisine yerleştirilmiştir (Şekil 4.16). Bu kutu elektron tabancasının mekanik kontrol mekanizması üzerine sabitlenmesini sağlayan ray üzerinde ileri - geri hareket edecek ve gaz iletim hattını ön ve arka



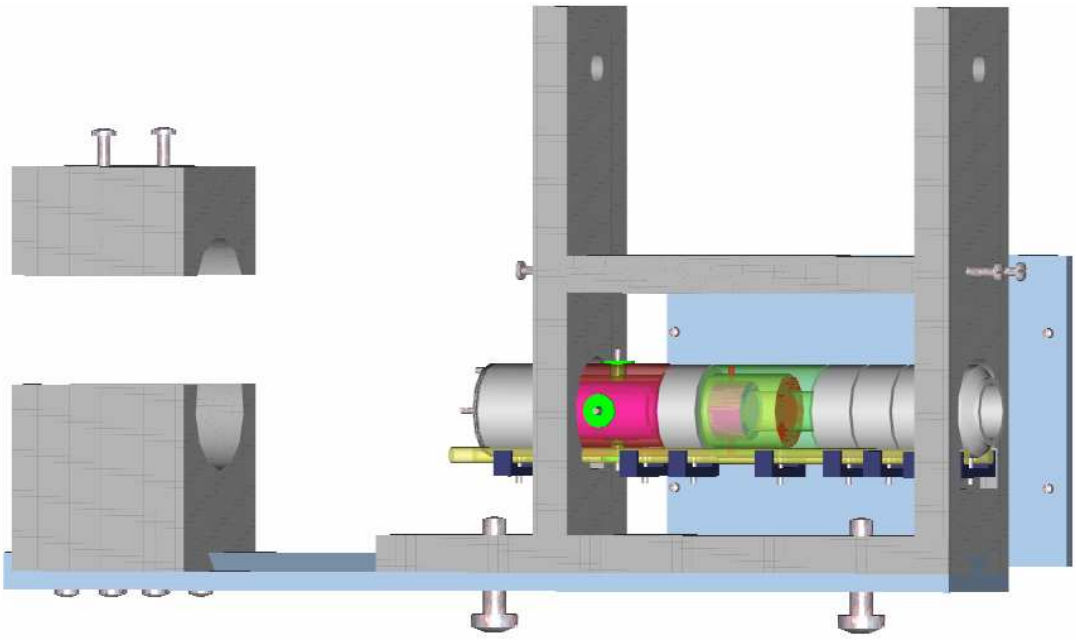
Şekil 4.14. Elektron tabancasının mercek elemanlarının ve elektronik kontrol sisteminin şematik gösterimi.

kapaklar üzerinde taşıyacak şekilde tasarlanmıştır. Ayrıca aynı ray üzerine analizörlerin ve Faraday elektron toplayıcının (FET) seviyelerinin ayarlanması için kullanılan lazer sisteminin yerleştirildiği destek sistemi de yerleştirilmiştir.

Tungsten filament, maksimum performansa ulaşması için belirli periyotlarla akımı arttırılarak ısıtılır. Yaklaşık olarak 1,8 V ve 2,2 A akımda 2400 ^{0}K sıcaklığına ulaşan filamentten salınan elektronlar, E_1 merceğine bağlanan ampermetreden ölçülmektedir. Filament maksimum performansa yaklaşık olarak 1 günde ulaşmaktadır. Geleneksel olarak kullanılan elektron kaynaklarından biri de dolaylı ısıtmalı katoddur (Doğan ve ark. 1998). Üretilen elektron demetinin enerji çözünürlüğü direkt ısıtmalı katoda (hairpin filament) göre daha iyi olmasına rağmen gaz molekülleriyle kolayca etkileşmeye girdiğinden emisyon etkinliği zamanla düşmektedir (Haynes 2002).



Şekil 4.15. Elektron tabancasının AutoCAD programında teknik çizim resmi.



Şekil 4.16. Elektron tabancasının parçalarının AutoCAD programındaki 3 boyutlu montaj resmi.

Filament, E_0 merceğinin içine yerleştirilmiştir. Filament tarafından üretilen elektron akımı, bir Wehnelt elektrodu yardımıyla A_1 diskine odaklanmaktadır. Literatürde Wehlent elektrodlarının çok çeşitli biçim ve yerleştirilme yöntemleri vardır. Burada Boesten ve Okada (2000) tarafından önerilen biçimi kullanılmıştır. Wehlent elektrodu, 2 mm çaplı diske sahiptir ve E_0 merceğinin uç kısmına A_1 diskinden 4 mm uzaklığa yerleştirilmiştir. Negatif potansiyelde tutulan E_0 merceği, düşük enerjili elektronları (10–25 eV) E_1 elemanına hızlandırır. Son eleman E_7 topraklandığından dolayı elektron demetinin enerjisi, E_0 elemanına uygulanan potansiyel ile belirlenir. Filamentten her yönde saçılan ve Wehlent elektrotundan geçen elektronların ince bir demet oluşturması için E_0 ile E_1 arasına A_1 diski (0,6 mm) yerleştirilmiştir. E_1 elemanın içine X ve Y deflektör plakaları, elektron demetinin manyetik alan etkisiyle sapması durumunda dikey ve yatayda demetin yönünü düzeltme amaçlı konulmuştur. Deflektör plakalarının E_1 mercek elemanından izolasyonu, mercek içine silindirik yalıtkan teflon malzemesi (PTFE) konulması ile sağlanmıştır.

Bütün mercek elemanlarının iç çeperleri islenmiştir. İç çeperlerin islenmesinin yüzeye çarpan elektronların yansımasının ve ikincil elektronların salınmasını azalttığı McGowan (1967) tarafından gösterilmiştir.

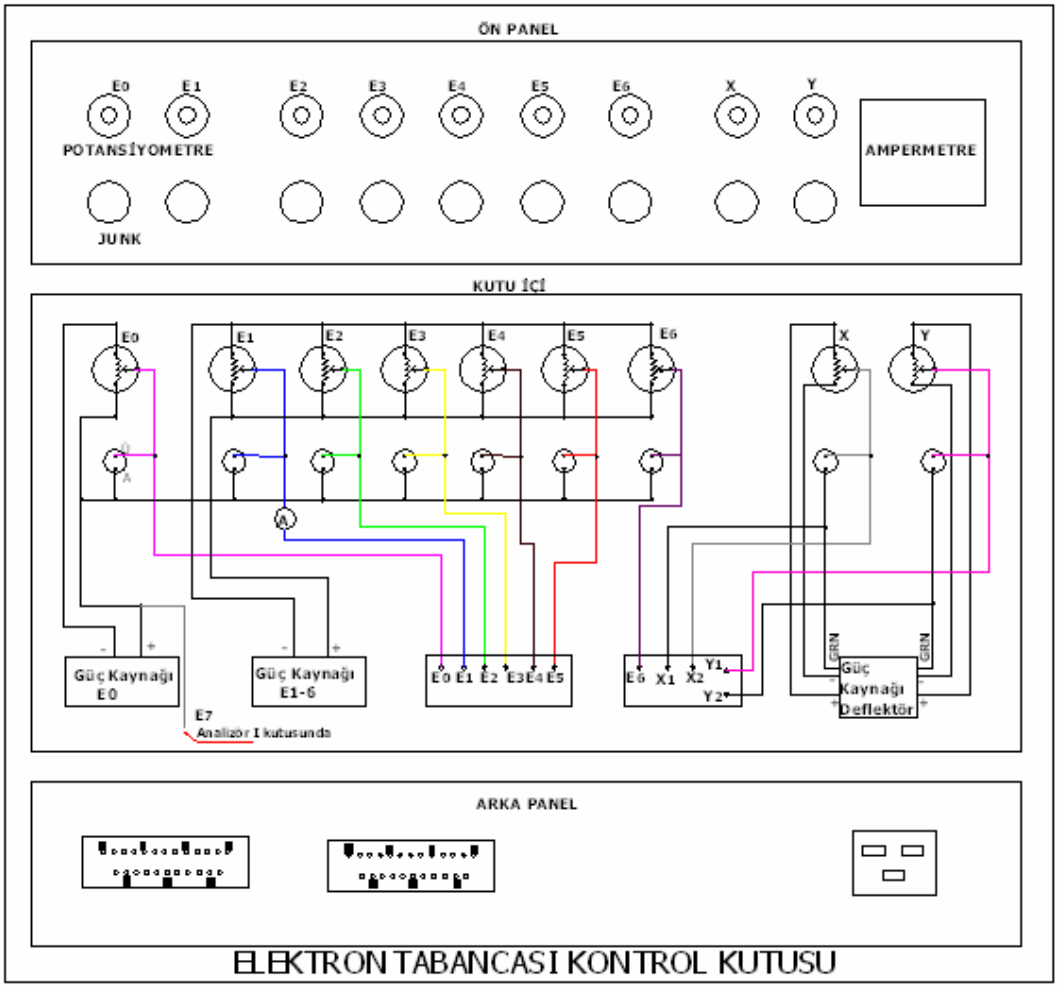
Silindirik mercek sistemlerinden meydana gelen en basit elektron tabancası Heddle (1971) tarafından geliştirilmiştir. Bu elektron tabancasında üç elemanlı elektrostatik merceklerden oluşan iki bağımsız sistemden, birincisinin ikinci odak noktasının, ikincinin birinci odak noktasıyla çakıştırılmasıyla oluşturulmuştur. Bu prensibe göre dizayn edilen elektron tabancasının mercek elemanları ve elektrik bağlantıları şekil 4.14'de gösterilmiştir.

E_1, E_2 ve E_3 elemanlarından oluşan merceğinin meydana getirdiği A_1'in görüntüsü, A_2 (0,35 mm) üzerinde oluşur. Bu mercekler, elektron demetini kontrol eder. A_3 diski (0,6 mm), E_3, E_4 ve E_5 elemanlarında oluşan merceğin girişine gelen elektron demeti için koni (pencil) açısı olarak tanımlanır. (e,2e) çakışma spektrometresinde odaklama kalitesi hassas, düşük enerjili, yüksek akımlı elektron

demeti üretebilen elektron tabancası kullanılmasının gerekliliği üzerinde daha önce de durulmuştu. Odaklama karakteristiklerini belirleyen mercek geometrisi ve merceklere uygulanan voltaj oranlarının belirlenmesi ile elektron tabancasının dizaynı gerçekleştirilmektedir. Elektron tabancasının simülasyon programları kullanılarak yapılan dizaynı üzerinde 5. bölümde durulacaktır.

Elektrostatik mercek elemanlarının elektrik bağlantılarında paslanmaz çelik tel kullanılmıştır. Teller içerisinden geçen akımların oluşturacağı manyetik alan etkilerini azaltmak için bağlantı telleri yalıtkan boru içerisine daha sonra da bakır kılıf içerisine yerleştirilmiştir. Elektron tabancasının bağlantı kablolarının vakum çemberi dışına bağlantısı 11 pinli elektrik bağlantı portları ile yapılmıştır. Elektrik bağlantı portlarının elektronik kontrol kutusuna bağlantısı çoklu kablo kullanılarak yapılmıştır.

Mercek elemanlarına ve deflektörlere uygulanacak potansiyel farklar, elektronik kontrol kutusuna yerleştirilen 10 turluk 100 kΩ'luk potansiyometrelerle ayarlanmaktadır. Şekil 4.17'de elektron tabancası için yapılan elektronik kontrol ünitesi şematik olarak gösterilmiştir. Her bir mercek elemanına uygulanan potansiyeli ölçmek için ön panele bağlantı uçları yerleştirilmiştir. E_0 merceği tarafından hızlandırılan elektronların akımının gözlenmesi amacıyla E_1 potansiyometresine ampermetre bağlanmıştır. E_0 merceği, 0-300V arasında değişim aralığına sahip güç kaynağı ile beslenmektedir. E_1 ile E_6 mercekleri 300V'luk güç kaynağına bağlanmıştır. Deflektörler için ± 12 V'luk özel bir güç kaynağı kullanılmıştır. Elektron tabancası ve analizörlerde kullanılan güç kaynakları, düşük titreşimli (ripple) ve kademeli olarak yüksek voltaj verebilecek şekilde tasarlanmış ve yaptırılmıştır.



Şekil 4.17. Elektron tabancasının elektronik kontrol ünitesinin şematik gösterimi.

4.2.2 Enerji Analizörleri

Şekil 4.18'de yarı-küresel analizör, elektrostatik mercek sistemi ve elektronik kontrol sisteminin şematik resmi gösterilmiştir. Elektron-elektron (e,2e) çakışma deneylerinde hedeften iki elektron saçıldığı için iki adet enerji analizörüne ihtiyaç vardır. Hedeften farklı enerji kayıplarına uğrayan ve farklı açılarda saçılan ve

koparılan elektronların ayırt edilmesi yarı-küresel enerji analizörleri kullanılarak gerçekleştirilmektedir. Yarı-küresel analizörlerin kullanılmasının nedeni iki yönde ve giriş optiğinin eksensel simetrisinde odaklama yapabilmesidir. Analizör,

i) giriş optiği,
ii) 180^0 yarı-küresel analizör ve
iii) elektron çoğaltıcıdan (CEM) oluşmaktadır.

Giriş optiği, A_{1a} (2.4 mm çaplı) diskinin görüntüsünü A_{2a} (2 mm) diski üzerine odaklayacak şekilde beş elemanlı mercek sisteminden oluşmaktadır (Şekil 4.19). Enerjisi seçilen elektronlar, A_{3a} (2 mm) diskinden geçerek Philips X919BL tipi elektron çoğaltıcı ile dedekt edilirler. Bu mercek sistemi ilk olarak Heddle (1971) tarafından dizayn edilmiştir. Beş elemanlı mercek sistemi, üçlü iki grup olarak birinci grubun ikinci odak noktası ile ikinci grubun birinci odak noktası çakışacak şekilde tasarlanmıştır. Giren ve çıkan demetin eksene paralel olması bu şekilde sağlanmıştır. Her iki analizörde de benzer giriş optiği kullanılmıştır.

Bu çalışmada kullanılan analizör sistemi Doğan (1999) tarafından elektron-elektron çakışma düzeneği için geliştirilen yarı-küresel analizörü temel alınmıştır. İç ve dış yarı - kürelerin çapları R_1= 87.5 mm ve R_2=112.5 mm ve elektronların geçeceği orta çap ise R_0=100 mm olarak alınmıştır. Analizörün geometrisi, giriş diskinin delik çapı, elektronların analizöre giriş açısı ve E_0 (geçiş) enerjisi analizörün çözünürlüğünü belirleyen faktörlerdir. Analizörün dizaynı, çözünürlüğü maksimum yapacak değerlerin SIMION simülasyon programı kullanılarak elde edilmesi ile gerçekleştirilmiştir.

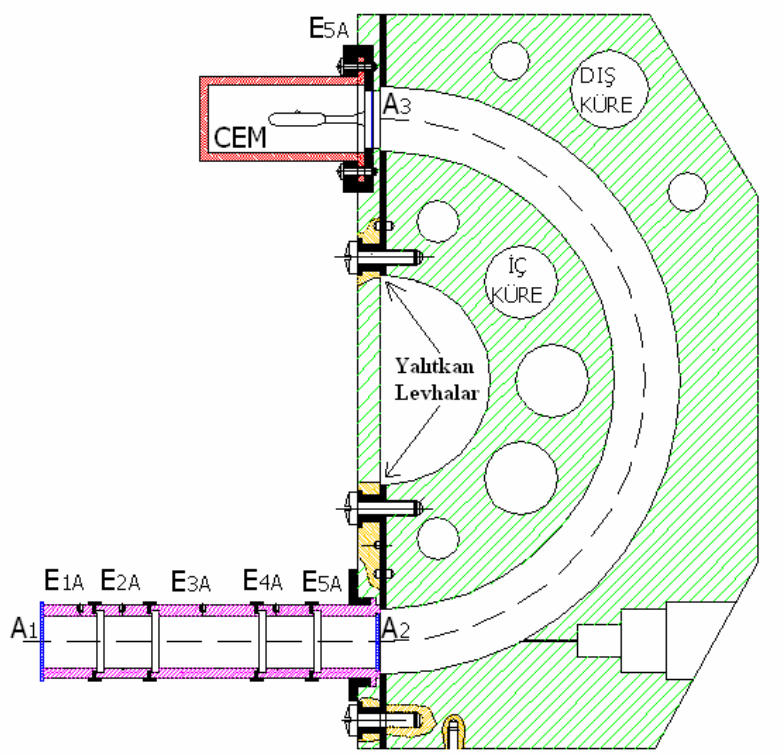
Şekil 4.18'de teknik çizimi görülen analizörün 30 cm çaplı silindirik mercek elemanları, diskler ve yarı küreler duralden yapılmışlardır. Detektörün girişindeki mercek, E_{5A} ile aynı potansiyelde olacak şekilde dizayn edilmiş ve kürelerden izolasyonu yalıtkan plakalar ile sağlanmıştır. Küreler üzerine kütleyi azaltmak amaçlı delikler açılmıştır. Dış küre üzerine seviye ayarı yapılırken (daha sonra üzerinde durulacak) lazer ışığının kürenin arkasına geçmesini sağlamak için 1mm incelikte

delik açılmıştır. Giriş optiği ve yarı - küreler, topraklanmış dural kutu içine yerleştirilmişlerdir.

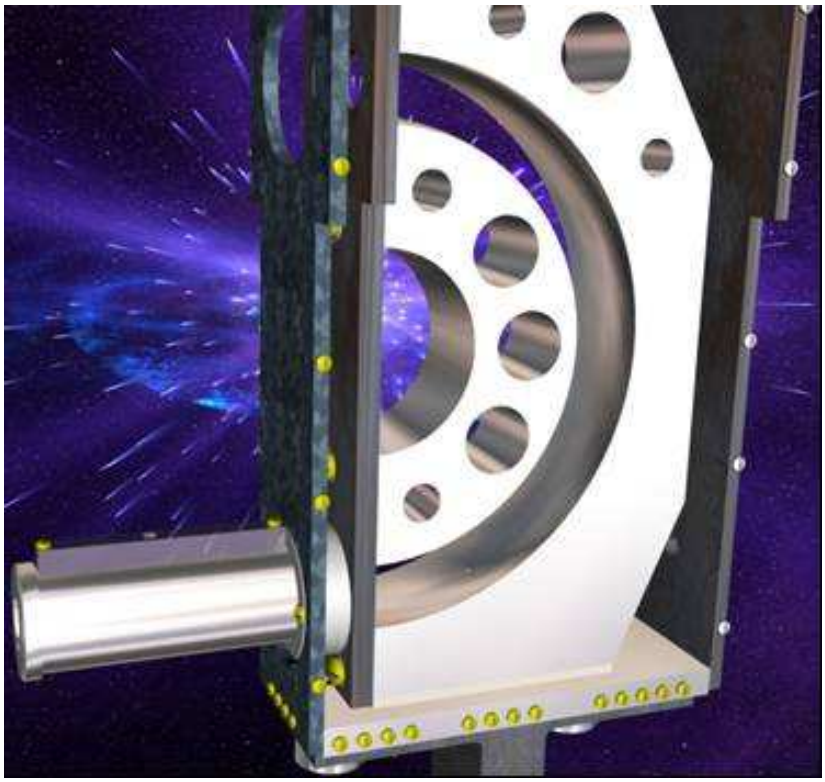
Aynı zamanda bu kutu, mekanik kontrol sisteminin hareketli tablalarına bağlanan raylı kol üzerinde analizörün konumunu ayarlamayı kolaylaştıracak şekilde ileri - geri hareket edebilmektedir. Şekil 4.19'da bu sistemde kullanılan enerji analizörünün AutoCAD programında elde edilmiş üç boyutlu resmi gösterilmiştir.

Ayrıca şekil 4.20'de gösterilen analizörün elektronik kontrol sistemi tasarlanmış ve tarafımızca yapılmıştır. Şekil 4.21'de gösterilen elektronik kontrol ünitesinde giriş optiği mercek elemanları ve yarıkürelerin potansiyel oranları, sırasıyla 10 turluk 100 kΩ'luk ve 50 kΩ'luk potansiyometrelerle kontrol edilmektedir. Enerji analizörlerinin vakum çemberi dışına bağlantıları, 11 pinlik elektrik bağlantı portları ile yapılmıştır. Kademeli olarak ayarlanabilen 300 V ve 150 V'luk güç kaynakları sırasıyla E_{2a} ile E_{5a} mercekleri ve yarı küreler için kullanılmıştır.

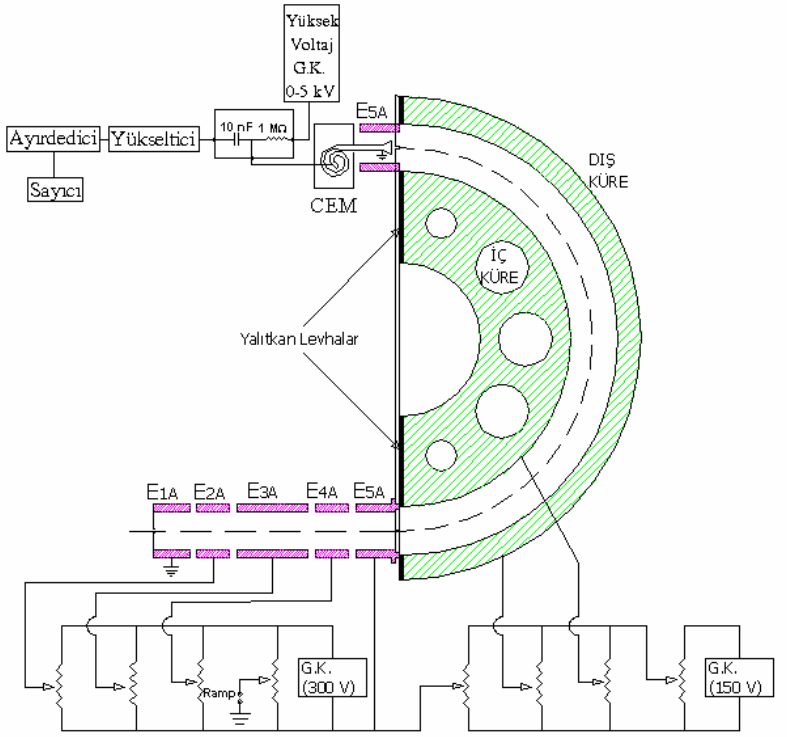
Elektron tabancasında E_7 ve analizörlerde E_{1a} mercek elemanları topraklanmıştır. Güç kaynakları ve diğer tüm aletlerin aynı noktada topraklanmasına dikkat edilmiştir. Farklı noktalarda topraklama yapılması, sistemler arasında potansiyel fark oluşmasına ve sistemde istenmeyen akımlar oluşmasına neden olmaktadır.



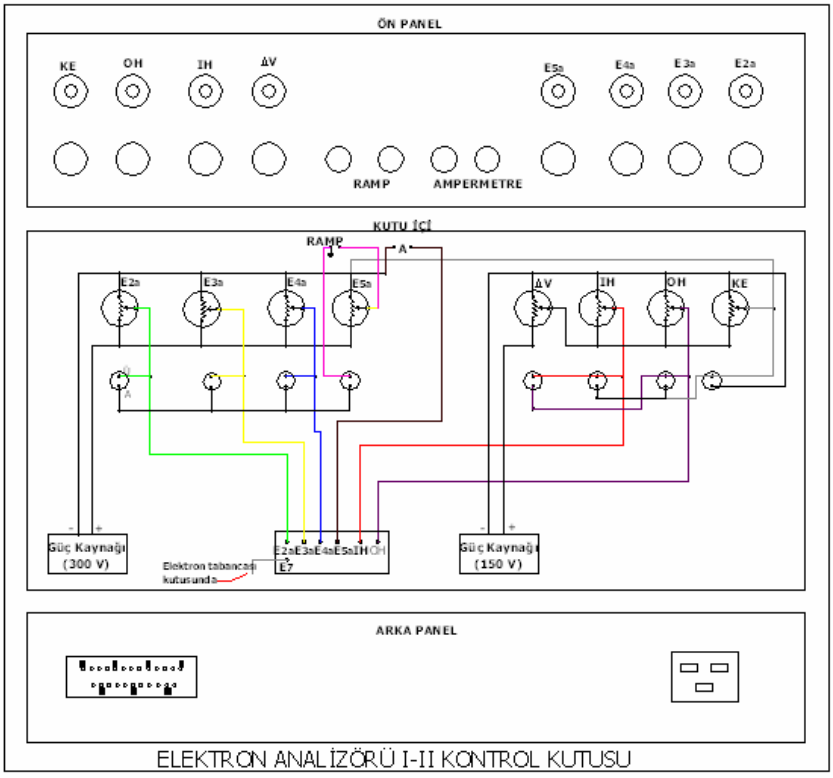
Şekil 4.18. Enerji analizörünün AutoCAD programında yapılan teknik çizimi.



Şekil 4.19.Enerji analizörünün AutoCAD programında çizilmiş üç boyutlu resmi.



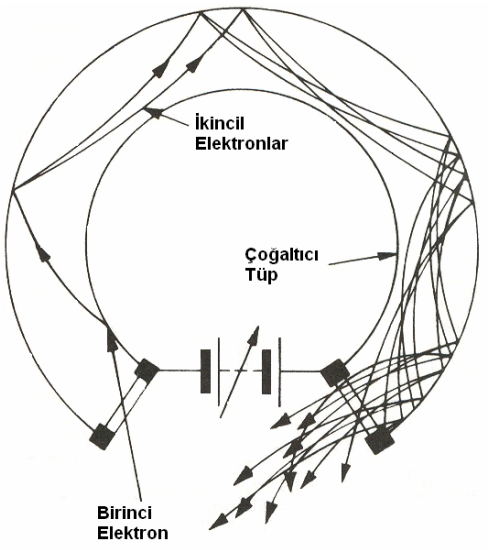
Şekil 4.20. Elektron analizörünün giriş mercek elemanları, 180^0 yarıküresel analizör ve elektronik kontrol sisteminin şematik resmi.



Şekil 4.21. Enerji analizörlerinin elektronik kontrol ünitelerinin şematik gösterimi.

4.2.3 Elektron Çoğaltıcı Detektörler (CEM)

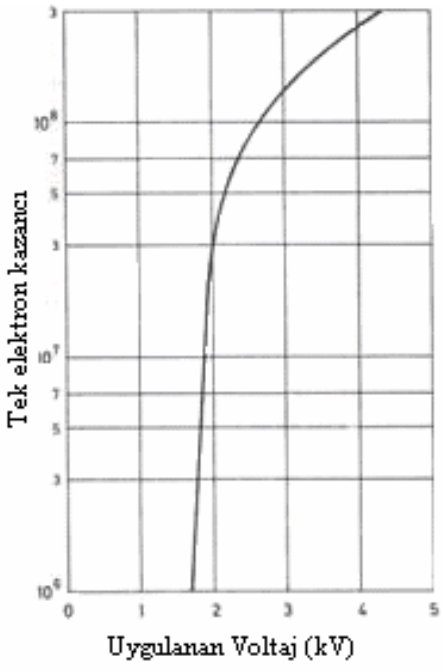
Tek kanallı bir elektron çoğaltıcı, küçük, eğri cam tüpten oluşur. Cam tüpün iç yüzeyi, yüksek yüzey direncine sahip bir malzemeyle kaplıdır (Philips Photonics 1994). Tüpün başı ile sonu arasına bir potansiyel fark uygulandığında yüzey, sürekli bir ikincil emisyon katodu haline gelir. CEM, vakum ortamında çalışır. Elektron çoğaltıcının girişinden bir elektron veya bir foton girerek yüzeye çarpması sonucunda yüzeyden bir elektron kopartır. Tüpün sonuna uygulanan pozitif voltaj ile ilerlemeye ve yüzeye çarpmaya devam eder. Her bir elektron ikincil elektronları üretir. Elektronlar tüpün sonuna ulaştığında yaklaşık 10 nanosaniyede 10^8 adet elektron üretilmiş olur (Şekil 4.22).



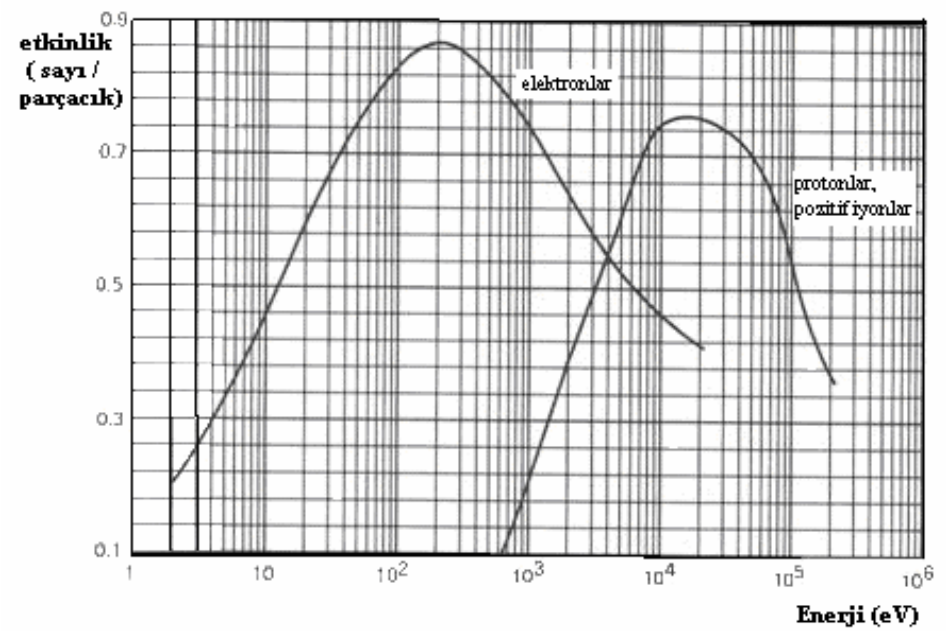
Şekil 4.22. Elektron çoğaltıcıda elektronun çoğaltılmasının şematik gösterimi.

Elektron çoğaltıcı, bir giriş elektronuna karşılık yükten meydana gelen bir sinyal oluşturmuş olur. Sonuç voltaj sinyalinin genliği, direncin ve çoğaltıcının devresinin kapasitansının değerine bağlıdır. Şekil 4.23'de gösterilen kazanç (gain), üstel olarak değişir ve 10^7'nin altındaki değerler için voltaj çok küçük adımlarla değişirken 10^7'nin üstünde doyum etkisi gözlenmektedir.

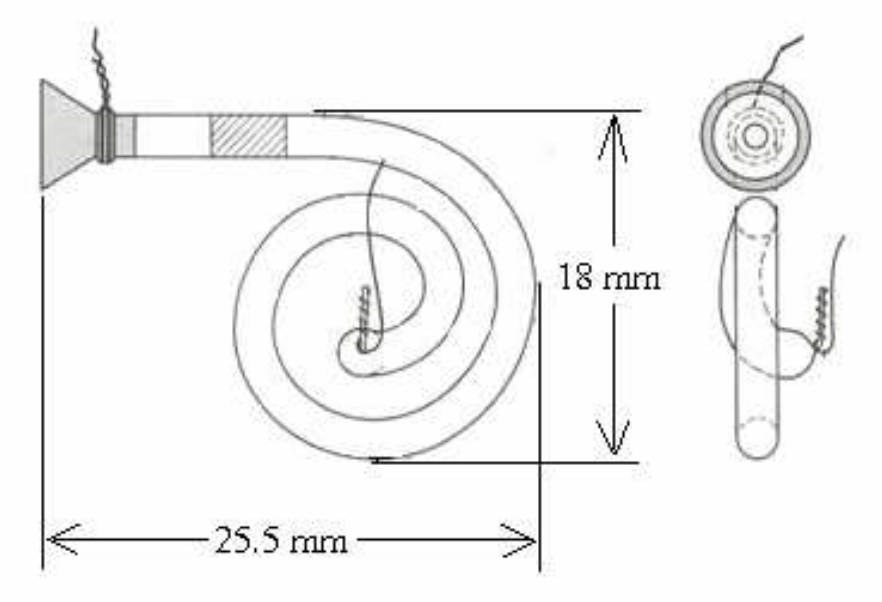
Elektron çoğaltıcılar; iyonlar, β parçacıkları, X-ışınları, ultraviyole ve diğer yeterli enerjili ışımalar için kullanılabilmektedir. Bir elektron çoğaltıcının deteksiyon etkinliği, farklı biçimlerine ve farklı uyarılma enerjilerine göre farklılıklar göstermektedir (Şekil 4.24). Fakat deteksiyon etkinliği, parçacığın enerjisine göre sonlu bir olasılığa sahiptir. Sistemde şekil 4.25'de şematik olarak gösterilen Philips X919BL tipi elektron çoğaltıcı kullanılmıştır. Elektron çoğaltıcının analizörün çıkış diskinin önüne hassas bir şekilde yerleştirilebilmesi için topraklanmış bir kutu içine yerleştirilmiştir (Şekil 4.20). CEM'in baş kısmı topraklanırken sonu 5 kV'luk yüksek voltaj güç kaynağına bağlanmıştır. Şekil 4.20'de kullanılan devre ile CEM'den elde edilen sinyal anlaşılır hale getirilerek yükselticide yükseltildikten sonra, ayırtedicide ayrılarak sayıcıda kaydedilmektedir. Verilerin elde edilmesi çakışma elektroniğinin anlatıldığı bölümde ele alınacaktır.



Şekil 4.23. Uygulanan voltajın fonksiyonu olarak kazancın (gain) değişim grafiği.



Şekil 4.24. Elektronlar, protonlar ve pozitif iyonlar için deteksiyon etkinlikleri.

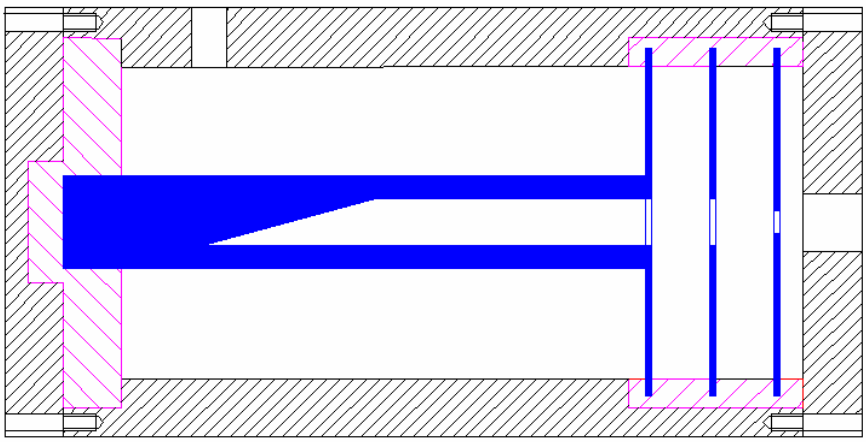


Şekil 4.25. Sistemde kullanılan Philips X919BL tipi elektron çoğaltıcı.

4.2.4 Faraday Elektron Toplayıcı (FET)

Elektron demeti etkileşme bölgesinden geçtikten sonra Faraday Elektron Toplayıcı (FET) tarafından toplanmaktadır. Ayrıca FET, elektron demetinin akımının ve tabancanın odaklama kalitesini de belirlemektedir. Bu sistem için kullanılan Faraday elektron toplayıcının AutoCAD teknik çizim ayrıntıları şekil 4.26'da gösterilmiştir. Ayrıca FET'in son hali şekil 4.13'de görülmektedir.

FET, 2 adet plaka içerir. Birinci plakanın merkezine 2 mm çaplı bir delik açılmıştır. İkinci plakanın merkezindeki deliğin çapı 4 mm'dir ve topraklanmıştır. Elektron tabancasının odaklama kalitesi, birinci plakanın akımı ile FET akımının oranı ile belirlenmektedir. FET'nin boyutları, açısal yer değiştirmeyi fazla sınırlamayacak şekilde (70x40x12 mm) belirlenmiştir. FET, diğer spektrometre parçaları gibi duralden yapılmıştır. Elektrik bağlantılarında diğer bağlantılardaki yönteme uyulmuştur. Elektrik bağlantıları, 4 pinli elektrik bağlantı portunun 2 pini ile sağlanmıştır.



Şekil. 4.26. Faraday elektron toplayıcının AutoCAD programında yapılan teknik çizimi.

4.3 Mekanik Kontrol Sistemi

Düzlemsel (coplanar) geometride gerçekleştirilecek deneylerde çalışmanın sağlıklı bir şekilde yapılması, (e,2e) çakışma spektrometresini oluşturan parçaların aynı düzlem üzerine yerleştirilmesine bağlıdır. Ayrıca farklı açılarda gerçekleştirilecek deneyler için spektrometre parçalarının konumlarının çarpışma bölgesi etrafında açısal olarak değiştirilmesi gerekmektedir. (e,2e) çakışma spektrometre parçalarının aynı düzlem üzerine yerleştirilmeleri ve açısal konumlarının vakum sistemi dışından kontrol edilebilmesi dizayn edilen yeni bir mekanik kontrol sistemi ile gerçekleştirilmiştir.

Enerji analizörleri diğer spektrometre parçalarından dolayı belirli açı aralığında hareket ettirilebilmektedir. Faraday elektron toplayıcı, analizörlere daha geniş hareket alanı bırakmak için mümkün olduğunca küçük yapılmıştır. Enerji analizörlerinin çarpışma bölgesi etrafındaki açısal yer değiştirmeleri saçılan elektron analizörü için $-10^0 \rangle \theta_s \rangle -145^0$ ve iyonlaştırılan elektron analizörü için $10^0 \rangle \theta_s \rangle 145^0$ aralığındadır.

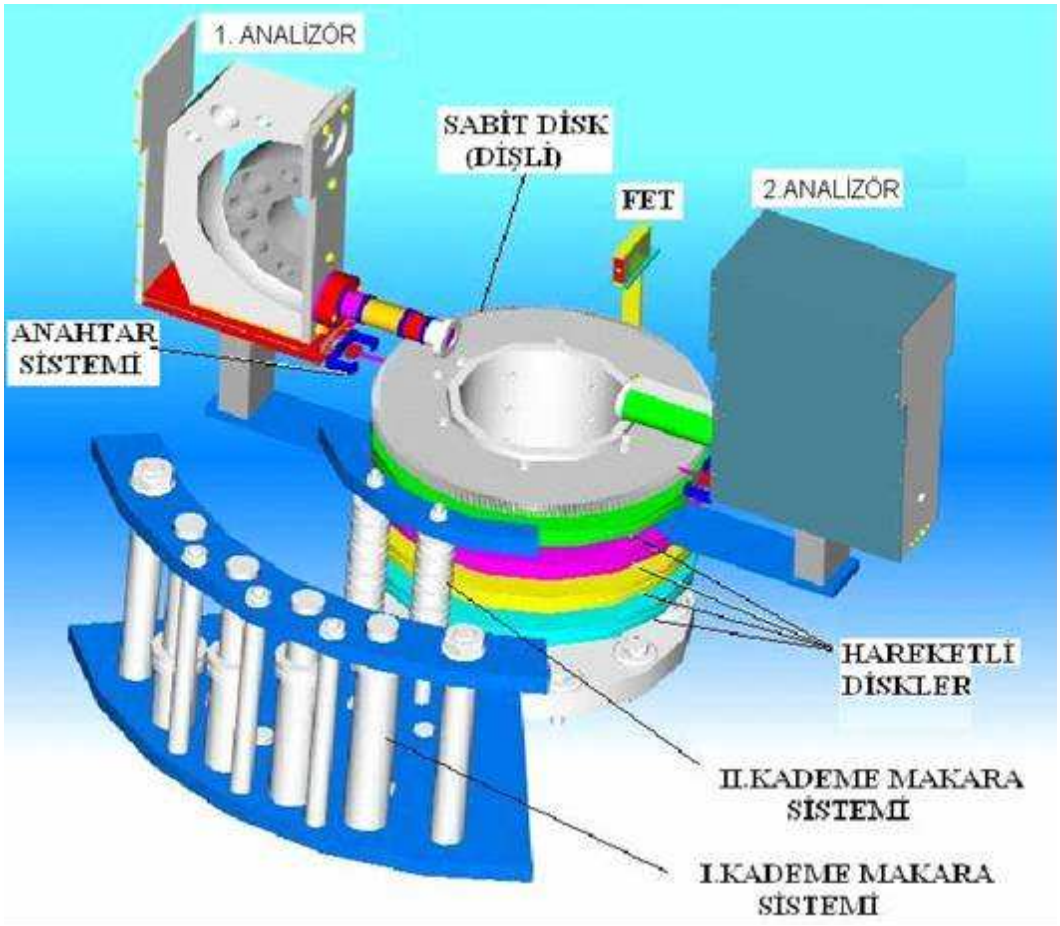
Mekanik kontrol sistemi, şekil 4.27'de gösterildiği gibi temel olarak

(i) Cihazların yerleştirildiği hareketli ve sabit tablalardan oluşan mekanik gövde,

(ii) Cihazların hareketinin vakum çemberi dışından kontrol edilmesini sağlayan iki kademeli makara sistemi

olmak üzere iki kısma ayrılabilir.

Mekanik kontrol sistemi, her bir parçasının AutoCAD programında teknik çizimleri ve montajları tamamlandıktan sonra imalatına başlanmıştır.



Şekil 4.27. Mekanik tablalar ve spektrometre parçalarının 3-boyutta AutoCAD programındaki görüntüsü.

4.3.1 Mekanik Gövde

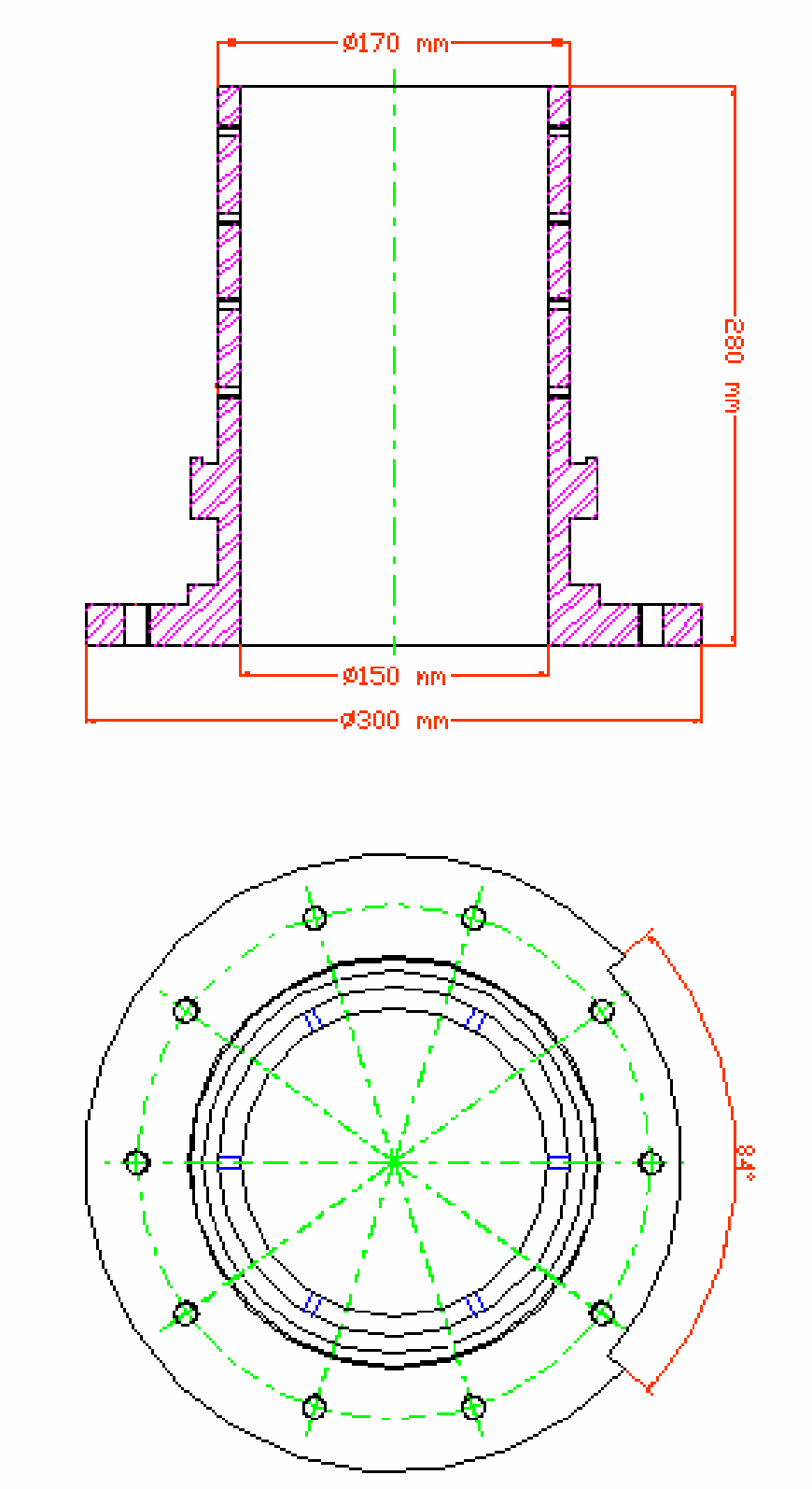
Mekanik gövde, spektrometreyi oluşturan cihazların monte edildiği dört adet hareketli tabla ile bu tablalar arasına yerleştirilen beş adet sabit diski taşıyan kısımdır. Şekil 4.28'de görülen mekanik gövde, 280 mm yüksekliğinde ve vakum çemberine açılan ağız kısmı 170 mm çapında Duralden (Alüminyum alaşımı) yapılmıştır. Mekanik gövde, vakum çemberinin merkezine TMP'nin bağlandığı DN CF 160 flancın üzerine gelecek şekilde yerleştirilmiştir. Bu sebeple mekanik gövdenin taban kısmı 300 mm çapındadır. Mekanik kontrol sistemin ikinci kısmını oluşturan makara sisteminin çarpışma bölgesiyle eş eksenli olmasını sağlamak

amacıyla mekanik gövdenin taban kısmına makara destek tablasının yerleştirileceği bir yuva açılmıştır. Mekanik gövde, hareketli tablaların sabit diskler üzerine yerleştirilecek şekilde tasarlanmıştır.

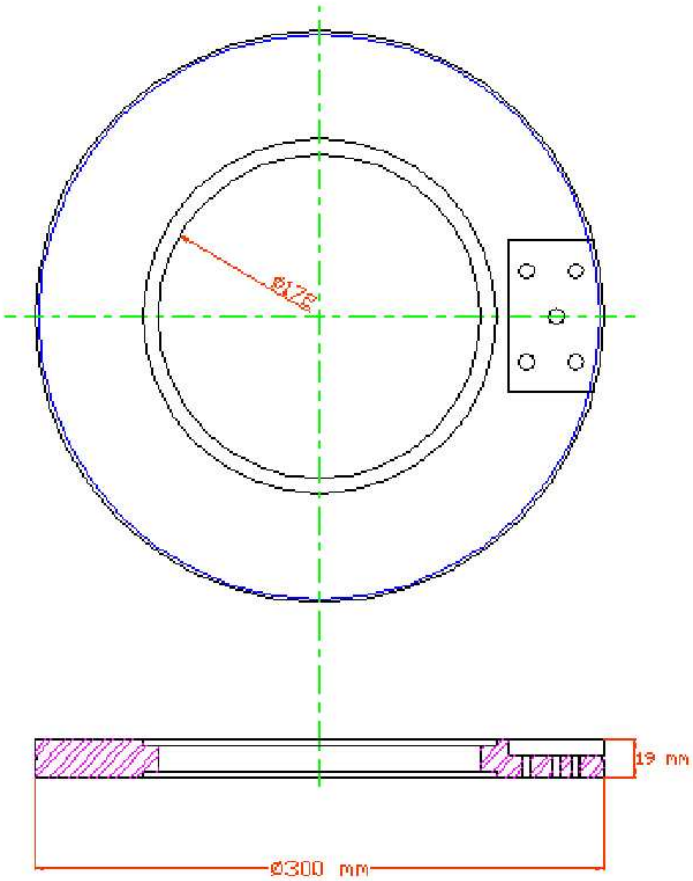
4.3.2 Hareketli Tablalar ve Sabit Diskler

Hareketli tablalara ve sabit disklere altta ve üstte olmak üzere 3 mm derinliğinde kanallar açılmıştır (şekil 4.29). Bu kanallara 8 mm çaplı 304 paslanmaz çelik bilyeler yerleştirilmiştir. Her bir hareketli tabla, sabit disk ile arasındaki bilyeler vasıtasıyla dengeli bir şekilde mekanik gövdenin merkezi etrafında dönebilmektedir. Sabit tablaların sisteme eklenmesinin amacı, hareketli tablaların ağırlıklarının sürtünmeyi arttırmasının engellenmesidir. Spektrometre cihazlarının monte edilebilmesi için tablalar üzerine destek bağlantı delikleri açılmıştır. Makara sisteminden gelen hareketin hareketli tablalara aktarılması için tablaların yan yüzleri üzerine paslanmaz çelik yayın yerleştirildiği 2 mm genişliğinde kanallar açılmıştır.

Mekanik gövde üzerine yerleştirilen hareketli tablalar ve sabit disklerin en üstüne sabit bir disk yerleştirilmiştir. En üste yerleştirilen sabit disk üzerine mekanik kontrol sisteminin elektronik kontrol sistemine birleştirilmesi için tasarlanan açısal konum belirleyici disk yerleştirilmiştir. Bu disk üzerine her 1^0'ye karşılık gelen 360 adet diş açılmıştır. Bu dişler vasıtasıyla sisteme ileride ilave edilmesi düşünülen ileri geri sayıcı devreye cihazların açısal konumları ile ilgili bilgi aktarımı sağlanacaktır. Dişli disk, hareketli tablalarla aynı ölçülere sahiptir. Şekil 4.30'da mekanik kontrol sisteminin parçaları 3 boyutlu olarak gösterilmiştir.



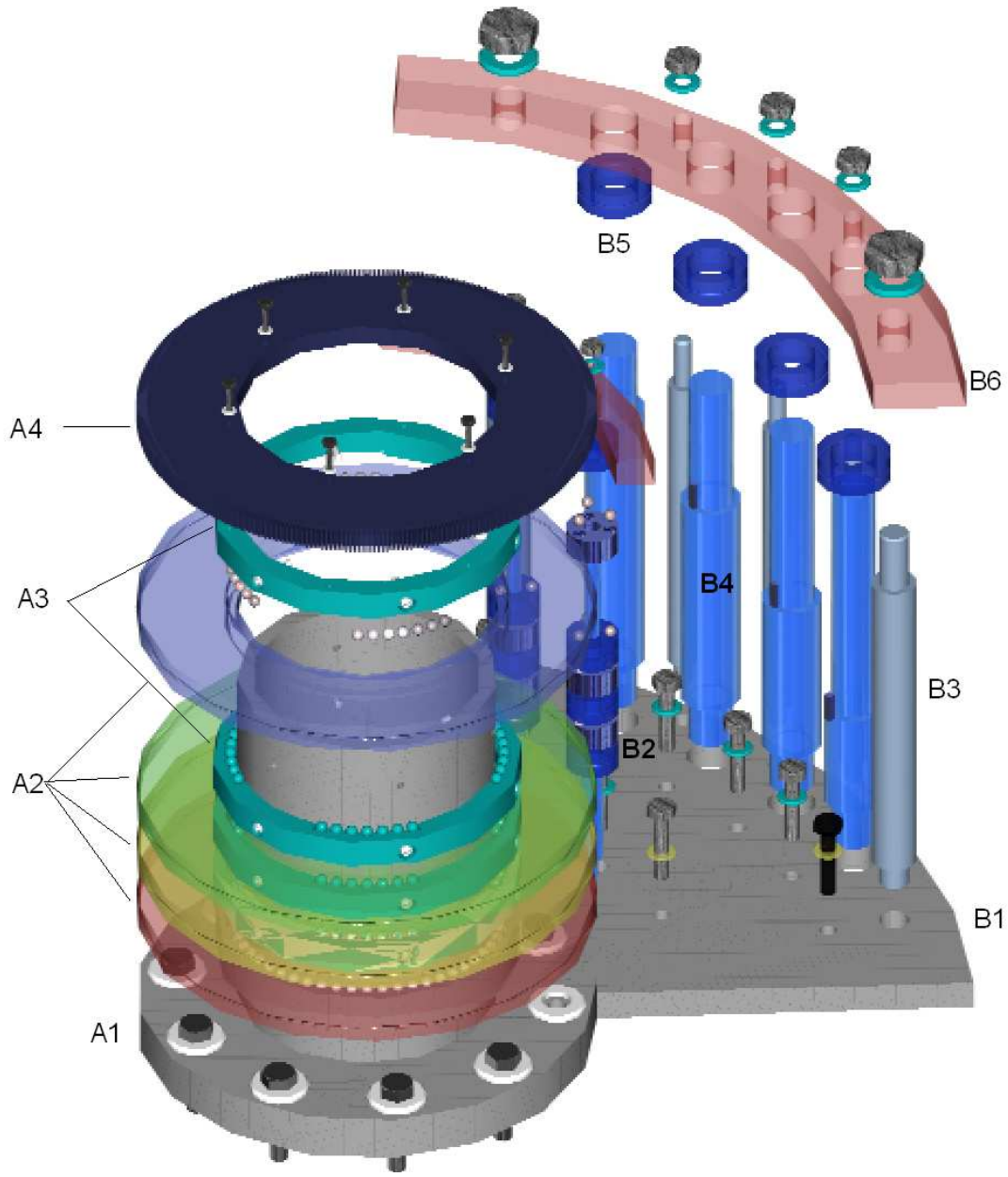
Şekil 4.28. Mekanik gövdenin AutoCAD programında yapılan teknik çizimi.



Şekil 4.29. Hareketli tablalardan birinin AutoCAD programındaki teknik çizimi.

4.3.3 Makara Sistemi

İki kademeden oluşan makara sistemi, şekil 4.30'da gösterilmiştir. I. kademe makara sistemi, vakum çemberinin altında bulunan flançlara monte edilen DN 40 CF bağlantılı döndürme kolu (Rotary Motion Valves) ile vakum çemberi dışından kontrol edilebilmektedir. Makaralar, valfin bir tur dönüşünde bir tur atacak şekilde ayarlanmıştır. Döndürme kolundan I. kademe makaralara aktarılan hareket, 304 paslanmaz çelik yay yardımıyla II. kademe makara sistemine ve oradan da mekanik gövdedeki hareketli tablalara aktarılır. Makara sistemlerinin yerleşimi, hareketli



Şekil 4.30. AutoCAD programıyla çizilmiş 3 boyutlu mekanik sistemin montaj resmi. Mekanik gövde (A1), hareketli tablalar (A2), sabit diskler (A3), dişli disk (A4) ile alt tabla (B1), II. Kademe makara sistemi ve parçaları (B2), I. Kademe makara sistemi destek milleri (B3), ana miller (B4), makaralar (B5) ve üst sabitleme parçası (B6) montaj sırasına göre 3 boyutlu olarak gösterilmiştir.

tablaların ve dolayısıyla spektrometre cihazlarının hareketlerini kontrol edeceğinden oldukça önemlidir. Bu sebeple destek tablası, vakum çemberinin tabanına monte edilmiştir. Destek tablası üzerine DN 40 CF flanşlarla aynı çaplı delikler açılmış ve makaraların milleri bu deliklere yerleştirilmiştir. Her kademedeki makaraların yüksekliklerinin hareketli tablaların vakum çemberinin tabanından yükseklikleri ile eşit olmasına özellikle dikkat edilmiştir.

I. kademe makara sistemi, dört adet ana mil ve bu millere sabitlenmiş makaralardan oluşmuştur. Ana millerin yükseklikleri 298 mm, çapları 30 mm olup her birinde sabit makaraların yerleştirileceği hareketli tablaların yüksekliklerinde basamaklar yapılmıştır. Makaraların üzerlerine 304 paslanmaz çelik yayın yerleştirildiği 2 mm'lik kanallar açılmış ve makaralar millere kamalar vasıtasıyla sabitlenerek dindürme kolu hareket valfinden gelen hareketin direkt olarak makaralara aktarılması amaçlanmıştır. Döndürme kollarının sisteme montajı ana milin alt tabanından açılan yuvaya yerleştirilmesi ve bir vidayla sabitlenmesi sağlanmıştır. Ancak döndürme koluna ait milin ana milin boyundan kısa olması, iki parça arasına ek bir mil yerleştirilmesi zorunluluğunu getirmiştir. Bu sebeple 304 paslanmaz çelikten yapılan ek bir mil sisteme ilave edilmiştir.

II. kademe makara sistemi, iki adet milden ve üzerlerine yerleştirilen 14 adet makaradan oluşmaktadır. Her bir mil üzerinde 4 sabit 3 hareketli makara bulunmaktadır (Şekil 4.30). Millerin alt ucuna vida dişi açılmış ve böylece destek tabanına sabitlenmeleri sağlanmıştır. I. kademe makara sisteminde olduğu gibi makaralar hareketli tablaların ölçülerine bağlı olarak belirlenen yüksekliklerdeki basamaklar üzerine yerleştirilmiştir. Sabit makaralar, millere kamalar vasıtasıyla sabitlenmiştir. Hareketli makaralar, sabit tablalar üzerine yerleştirilmiş ve hareketleri, makaralar arasına yerleştirilen 3 mm çaplı 304 paslanmaz çelik bilyeler ile sağlanmıştır. I. kademe makara sisteminden gelen hareket, yine hareketli makaralar üzerine açılan kanallara yerleştirilen çelik tel ile hareketli tablalara aktarılmıştır. Makara sistemini oluşturan tüm parçaların montaj sırasına göre dizilişleri şekil 4.30'daki AutoCAD programı ile çizilmiş 3 boyutlu resminde ayrıntılı olarak gösterilmiştir.

Elektron- elektron çakışma spektrometresi parçalarının aynı düzlem üzerinde konumlandırılması ve çarpışma bölgesi etrafındaki açısal hareketi yukarıda anlatılan sistem ile yapılmıştır. Ayrıca bir sonraki bölümde anlatılacak olan sistemin elektronik olarak parçaların konumlarının belirlenebileceği şekilde dizayn edilmesi, vakum çemberi kapalıyken cihazların yerinin tespitini kolaylaştıracaktır.

4.4 Spektrometre Parçalarının Yerleştirilmesi

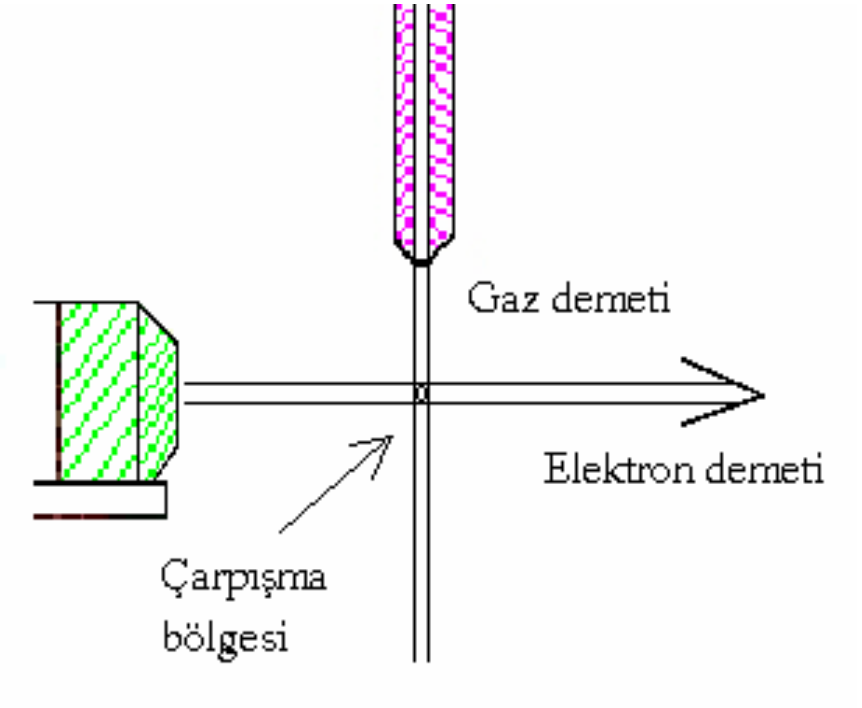
Spektrometre parçalarının çarpışma bölgesi etrafında aynı seviyede bulunmaları çakışma spektrometresi için önemlidir. Bu sebeple cihazların seviye ayarlamaları üzerinde hassasiyetle durulmuştur. Elektron tabancası, enerji analizörleri ve Faraday elektron toplayıcının aynı düzleme yerleştirilebilmeleri için lazer sisteminden faydalanılmıştır. (He-Ne) Lazeri, elektron tabancasının arkasına yerleştirilerek elektron tabancası içinden geçen lazer ışığının her bir spektrometre parçasının merkezinden geçmesi sağlanmıştır. Özellikle enerji analizörünün yarı-küreler ve giriş optiğinin seviyelerinin ayarlamaları sırayla ve dikkatli bir şekilde yapılmıştır.

4.5 Gaz İletim Sistemi

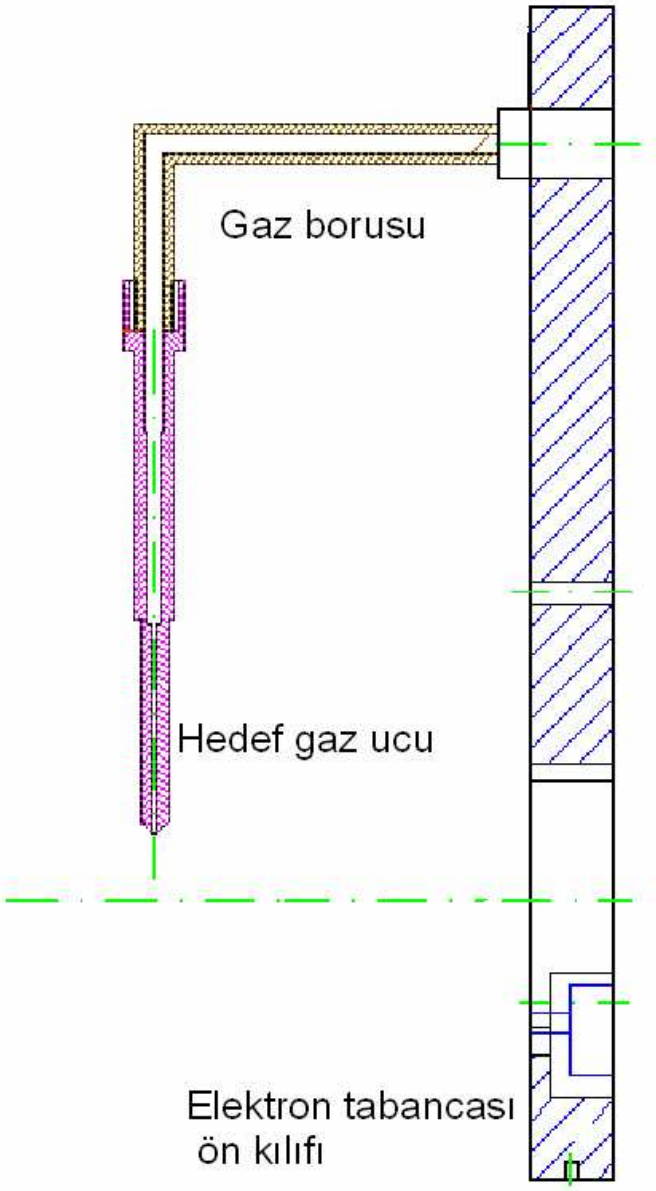
Çarpışma bölgesi, hedef gaz demeti ile içinden geçen elektron demetinin kesişimi ile belirlenir (Şekil 4.31). Çarpışma bölgesi, ideal olarak yüksek yoğunluklu bir nokta kaynak olmalıdır. Gaz demetindeki herhangi bir hacim değişikliği, açısal diferansiyel tesir kesiti ölçümlerinde kaçınılması gereken önemli bir noktadır. Basınçlı gaz tüpündeki gazın çarpışma bölgesine iletimi, vakum çemberine bağlanan MDC ULV-150 tipi gaz valfi ile gerçekleştirilmiştir.

Vakum çemberi içinde gaz iletim hattı, çarpışma bölgesinin üst kısmından gelecek şekilde yapılmıştır. Gaz iletim hattının uç kısmına 1 mm çaplı gaz demeti

oluşturacak şekilde Pirinç uç yapılmıştır. Pirinç ucun çarpışma bölgesinden yüksekliği 2.5 mm olarak ayarlanmıştır. Şekil 4.32'de gaz iletim sisteminin uç kısmının çarpışma bölgesine yerleşimi gösterilmiştir.



Şekil 4.31. Elektron demeti ve gaz demetinin oluşturduğu çarpışma bölgesinin şematik gösterimi.



Şekil 4.32. Gaz iletim sisteminin çarpışma bölgesine yerleşimi.

4.6 Dış Alan Etkilerinin Engellenmesi

Yukarıdaki bölümlerde de bahsedildiği gibi vakum çemberinin içine mü-metal malzemeden yapılmış ikinci bir çember daha yerleştirilmiştir. Yerin manyetik alanı laboratuarda z yönünde 0,36 mG ölçülmüş ve vakum çemberi kapatıldıktan sonra Fluxmeter manyetometre ile ölçülen manyetik alan değeri, 0,07 mG'a kadar düşürülmüştür.

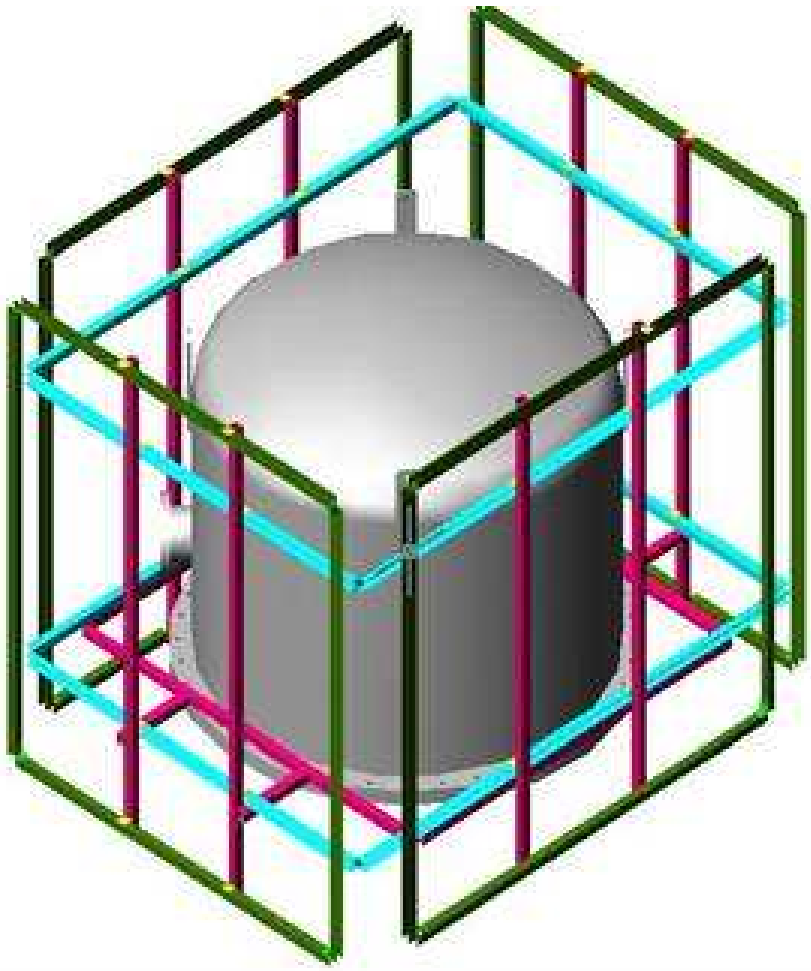
Etkileşme bölgesinde düşük enerjili elektron demetinin, çevredeki elektronik aletlerden ve yerin manyetik alanından kaynaklanan sapmasını engellemek ve çarpışma deneylerinin sağlıklı bir şekilde gerçekleştirilmesi için oldukça önemlidir. Bu sebeple spektrometre parçalarının manyetik özelliği olmayan malzemelerden yapılmasının yanı sıra, vakum çemberinin etrafına yerin manyetik alanının etkisini minimize etmek için Helmholtz bobinleri yerleştirilmiştir (şekil 4.33).

Manyetik alanın etkisi, E (eV) enerjili elektron demetinin çarpışma bölgesinde S (cm) mesafesindeki hareketine dik yönde d (cm) kadar sapması ile görülür ve

$$d = \frac{BS^2}{6.742\sqrt{E}} \tag{4.1}$$

denklemi ile verilir.

x, y ve z yönlerinde merkezleri etkileşme bölgesiyle çakışık olacak şekilde yerleştirilen bobinlerin z yönündeki manyetik alan değerini 0,03 mG'a kadar düşürdüğü gözlenmiştir.



Şekil 4.33. Helmholtz bobinleri yerleşimi.

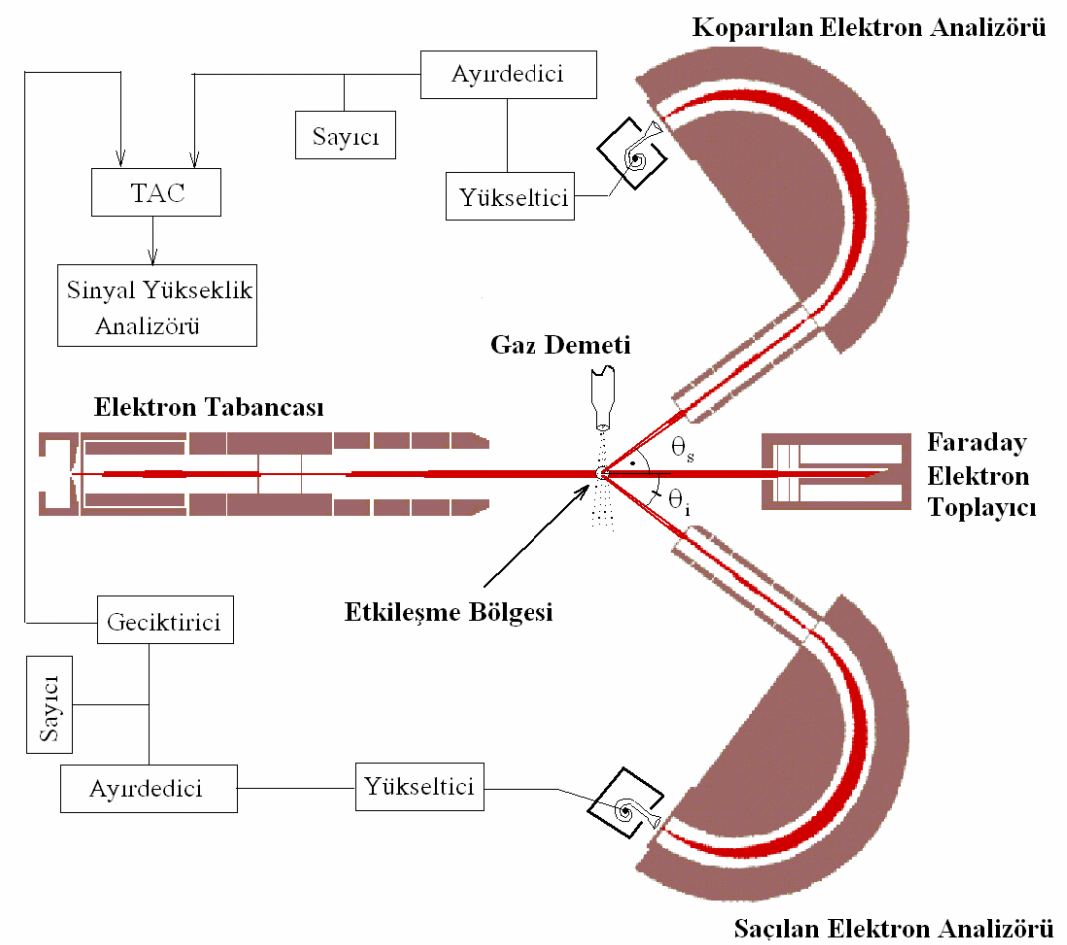
Bobin çiftlerinin her birinin boyutları vakum çemberinin ölçülerine göre belirlenmiş ve mü-metal malzeme olmadan yerin manyetik alanına eşit manyetik alan oluşturacak şekilde dizayn edilmiştir. Her bir bobinde 0,85 mm çaplı bakır tel kullanılarak 120 sarım yapılmıştır.

Helmholtz bobinlerinin hepsi çalışır durumda iken x, y ve z yönlerinde manyetik alan değerleri B_x= 0,09 mG, B_y= 1,44 mG ve B_z= 0,03 mG olarak ölçülmüştür.

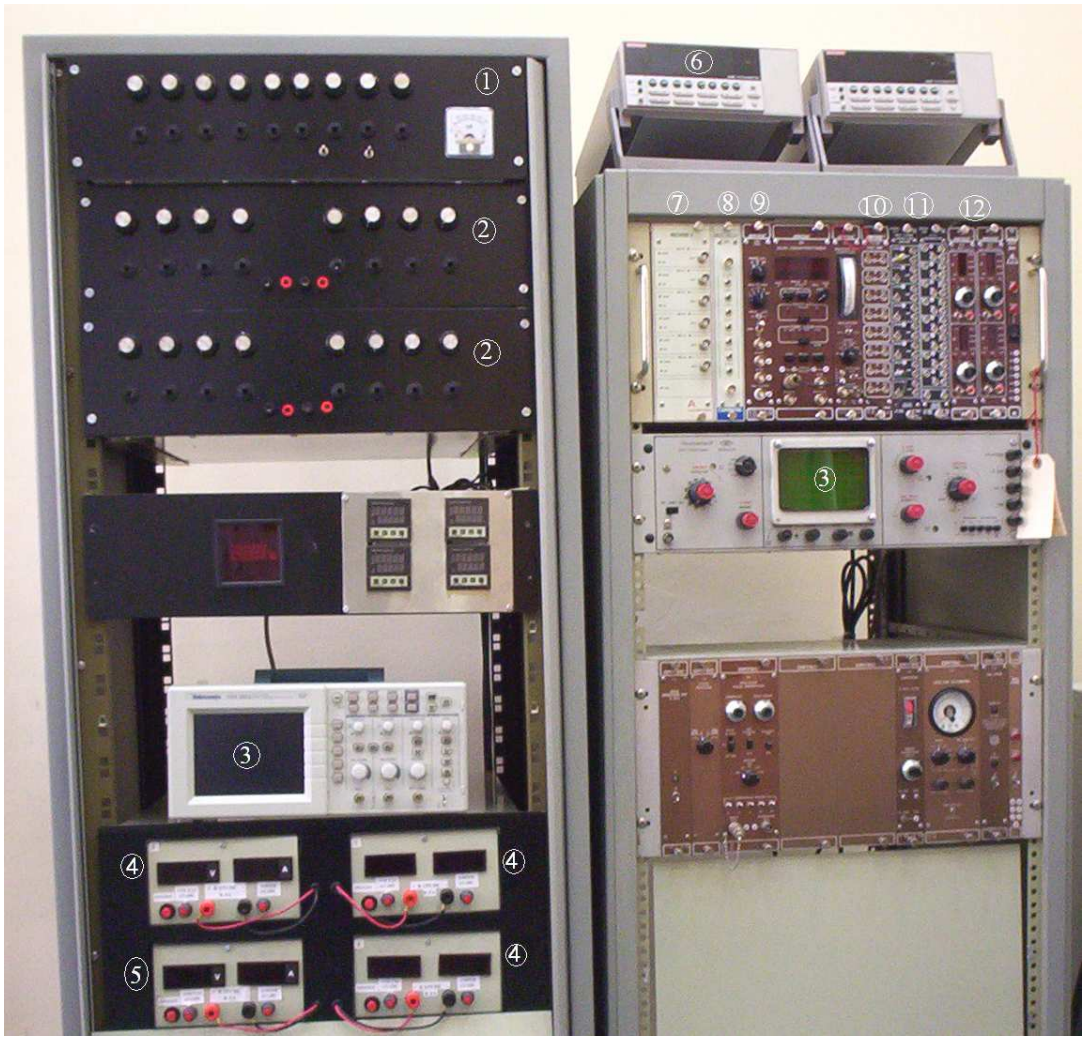
4.7 Çakışma Elektroniği

İyonlaşma olayının incelendiği bir deney sırasında iyonlaşma orijinli elektronların yanında uyarılma/iyonlaşma gibi diğer olaylar sonucu ortaya çıkan elektronlar da analizörler tarafından detekte edilebilmektedir. Birbiriyle ilişkili sinyaller, ilişkili olmayan ya da sistemden kaynaklanan (background) sinyalleri ile karşılaştırıldığında oldukça azdır. Bu iki sinyalin ayırt edilebilmesi için sistemde ayırt ediciler (discriminator) kullanılır. Şekil 4. 34'de bu deney düzeneğinde kullanılan çakışma elektroniği gösterilmiştir.

Her iki elektron çoğaltıcıdan gelen sinyaller, Philips Scientific 777 yükseltici (amplifier) ile yükseltildikten sonra Philips Scientific 705 ayırdedici (discriminator) ile ayırt edilerek ORTEC 566 zaman-genlik dönüştürücüye (time-to amplitude converter-TAC) iletilirler. Ayırdediciden gelen standart sinyaller, TAC'a başla (start) ve durdur (stop) komutlarını verirler. TAC, başla ve durdur sinyallerinin TAC'a ulaşma süreleri arasındaki zaman farkını genliğe dönüştürür. Koparılan elektron sinyali, CANBERRA 2058 geciktirici (nsec delay) ile uygun bir gecikmeye tabi tutulur ve TAC'a başla komutunu verir. Saçılan elektron sinyali ise durdur komutunu verir. TAC'dan çıkan zaman spektrumu, CANBERRA çok-kanallı sinyal yükseklik analizörüne (multi-channel analyser) iletirlir. Deneysel verilerin görüntülenmesi ve analizi, GENIE 2000 yazılımı ile gerçekleştirilir. Şekil 4.35'de (e,2e) çakışma spektrometresi için kullanılan çakışma elektroniği ve diğer sistemlerin elektronik kontrol kutuları görülmektedir.



Şekil 4.34. (e, 2e) deney düzeneğinde kullanılan çakışma elektroniğinin şematik gösterimi.



Şekil 4.35. Çakışma elektroniği ve tüm sistemin elektronik kontrol kutuları. 1) Elektron tabancası elektronik kontrol ünitesi, 2) Enerji analizörleri elektronik kontrol ünitesi, 3) Osiloskop, 4) Helmholtz bobinleri güç kaynakları 5) Filament güç kaynağı, 6) pikoampermetreler, 7) çok-kanallı analizör, 8) sinyal geciktirici, 9) TAC, 10) ayırt edici, 11) Yükseltici ve 12) 5kV NIM BIN güç kaynağı gösterilmiştir.

5 (e,2e) ÇAKIŞMA DENEY DÜZENEĞİNİN DİZAYNI

Elektrostatik mercekler, farklı enerji ve doğrultulara sahip yüklü parçacıkların odaklanması ve yönlendirilmesi için kullanılmaktadır. Bu sistemlere elektron mikroskobu, katot ışın tüpleri, hızlandırıcılar ve elektron çarpışma deneyleri gibi birçok alanda ihtiyaç duyulmaktadır. (e,2e) çakışma deneylerinin yapılacağı spektrometreyi oluşturan elektron tabancası ve enerji analizörlerinin temel dizayn prensipleri, elektron optiği ile belirlenmiş ve elde edilen sonuçlar, cihazların tasarımının belirlenmesinde kullanılmıştır.

5.1 Elektrostatik Merceklerle Odaklama

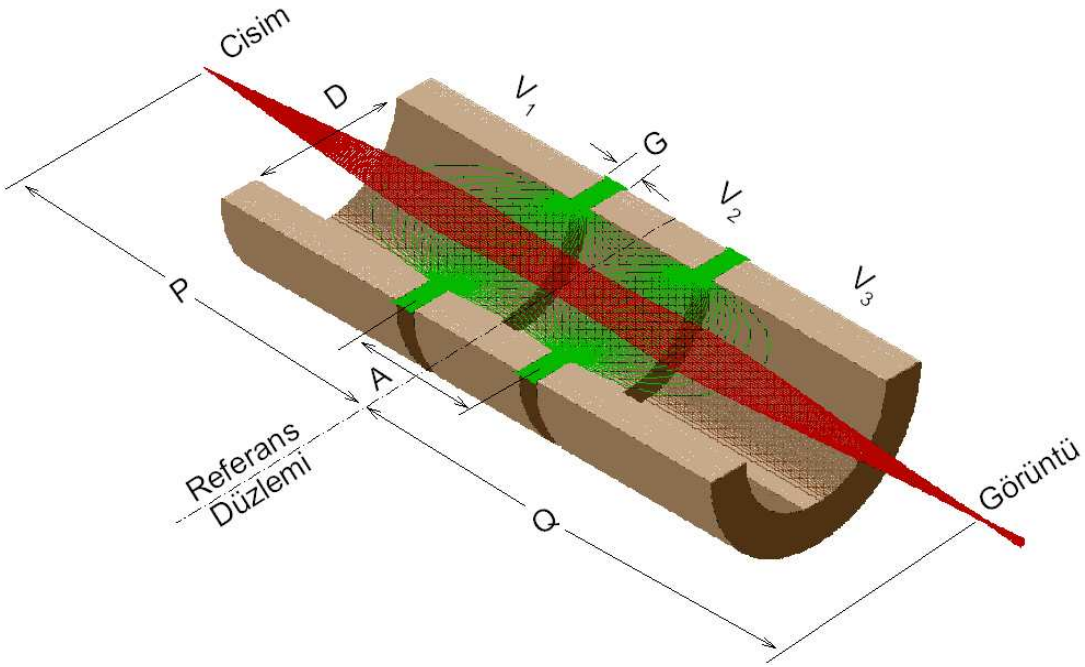
Foton optiğine benzeyen elektron optiğinde yüklü parçacığın hareketi, birbirine yakın farklı potansiyel farklarına sahip iki elektrot arasında oluşan eş potansiyel yüzeylerin dağılımı ile belirlenir. Foton optiğindeki kırılma indisi, elektron optiğinde elektronun enerjisinin kareköküyle orantılı olan elektronun hızına karşılık gelmektedir. Elektron optiğindeki Snell yasası;

$$(\sin\alpha_1)/(\sin\alpha_2) = (V_2/V_1)^{1/2} \qquad (5.1)$$

denklemiyle ifade edilir. Burada α_1 ve α_2, sırasıyla gelme ve kırılma açıları ve V_1 ve V_2 iki elektrotun potansiyel farklarıdır.

Elektrostatik merceklerin odaklama özelliklerinin belirlendiği, değişik geometri ve şekillere sahip birçok mercek sistemi bulunmaktadır. Temel olarak iki ve üç elemanlı silindirik mercek sistemleri ile iki ya da üç disk mercekten oluşan kombinasyonlar kullanılmaktadır. Üç elemanlı silindirik mercek sistemleri, görüntü ve cisim uzaklıkları değiştirilmeden elektron demetini odaklayabilme ve enerji seçiciliğine sahiptirler. Ayrıca silindirik merceklerin daha düşük sapma katsayılarının olması elektron spektroskopisi için daha kullanışlı olmalarını sağlamaktadır. Şekil

5.1'de V_1, V_2 ve V_3 potansiyellerine sahip üç elemanlı mercek sisteminde bir demetin odaklanması gösterilmiştir. Şekilde; D, merceklerin çapını, A mercekler arasındaki iki boşluğun mesafesini ve G mercekler arasındaki mesafeyi göstermektedir. Burada P cismin, Q ise görüntünün referans düzlemine olan uzaklığını göstermektedir.



Şekil 5.1. Üç elemanlı bir elektrostatik mercek sisteminde yüklü parçacık demetinin odaklanması. Mercek parametreleri, odaklayıcı eşpotansiyel yüzeyler, potansiyeller (V_1, V_2, V_3), cisim uzaklığı (P), görüntü uzaklığı (Q), silindirler arası mesafe (G), iki boşluk arası mesafe (A), merceklerin çapı (D) şekil üzerinde gösterilmiştir.

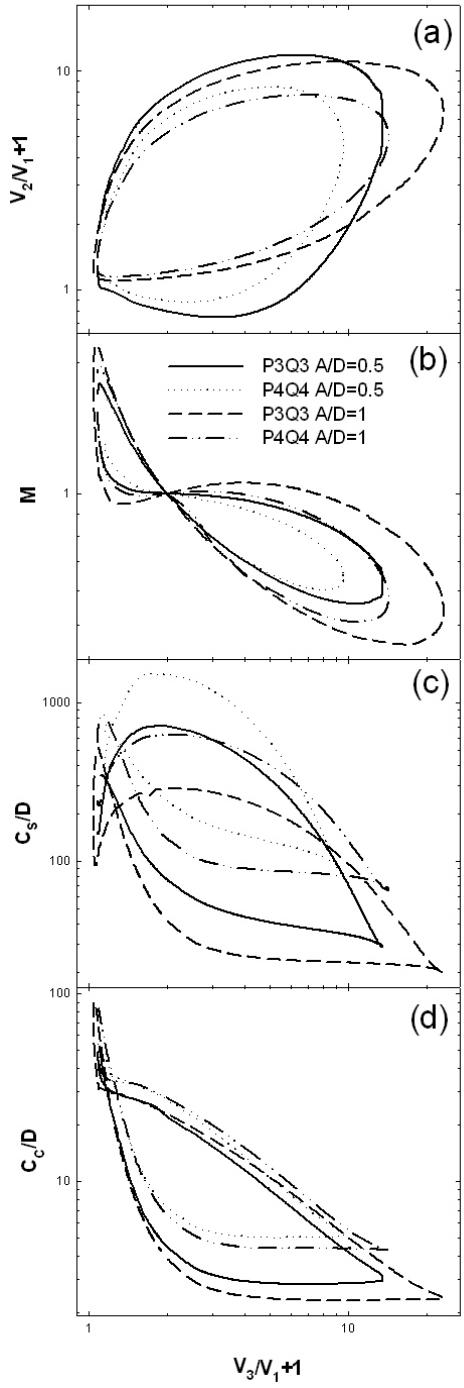
Mercek sistemlerinin özelliklerini belirlemede P ve Q önemli parametrelerdir. Özellikle Q merceğin odaklama özelliğinin belirlenmesinde kullanılır ve deneysel uygulamalarda hedefin konulduğu yeri göstermektedir. Bunun yanında merceğin büyütmesi (M), mercek sisteminin odaklama kalitesini belirleyen başka bir parametredir ve merceğin giriş ve çıkışındaki demetin çapının birbirine oranlanmasıyla elde edilir. Özellikle çarpışma deneylerinde parçacık demetinin çapı

oldukça önemlidir. Büyütmenin fazla değişmemesi odaklama kalitesini artırmaktadır. Diğer iki önemli parametre ise odaklama noktasındaki görüntünün kalitesini etkileyen küresel (C_s) ve kromatik (C_c) saptırma katsayılarıdır. Küresel saptırma, iki elektrot arasında oluşan eş potansiyel yüzeylerin kırıcılıklarının bazı bölgelerde farklılaşmasından dolayı oluşur. Kromatik saptırma ise demetteki yüklü parçacıkların enerjilerinin monokromatik olmaması durumunda ortaya çıkar. Şekil 5.2'de üç elemanlı bir mercek sisteminde odaklama voltajları, büyütme değerleri ve bunlara karşılık gelen saptırma katsayıları verilmiştir.

Bu tür çok elemanlı silindir merceklerin karakteristik özellikleri (odaklama voltaj değerleri, büyütme ve saptırma katsayıları gibi) elektron tabancası ve enerji analizöründe kullanılmak üzere ayrıntılı bir biçimde incelenmiştir (Şişe ve ark. 2005, 2007a, 2007b). Bu sonuçlara göre üç elemanlı merceklerde sabit görüntü elde edilirken büyütme sabit tutulamamakta ve belli bir aralıkta değişim göstermektedir.

Aynı P ve Q değerleri için A/D oranı artıkça büyütme değerinin daha geniş bir aralıkta değiştiği görülmüştür. Üç elemanlı merceklerde görüntü uzaklığı ve büyütme aynı voltaj oranlarında sabit tutulamazken, dört elemanlı merceklerde bu sağlanabilmektedir. Farklı P, Q ve M değerlerinde A/D = 0.5 ve 1 için sabit görüntü ve büyütme değerleri incelenmiştir. Üç elemanlı merceklerde olduğu gibi her iki voltaj oranının 1'den büyük olduğu durumda saptırma katsayıları en düşük değerlerde çıkmıştır. Elde edilen verilerin önceki çalışmalarla da uyum içerisinde olduğu görülmüştür.

Üç ve dört elemanlı merceklerin odak özellikleri bilindiği takdirde beş, altı ve daha fazla elemanlı merceklerin odak özellikleri elde edilebilmektedir. Böylece çok elemanlı merceklerin davranışları üç ve dört elemanlı merceklerin analizlerinin yapılmasıyla daha kolay anlaşılır hale gelmektedir. İlk üç elemanlı merceğin odak uzaklığı ikinci üç elemanlı merceğin odak uzaklığı ile çakıştırılarak odaksız (afocal) demet elde edilebilmektedir. Altı ve daha fazla elemanlı mercekler için de aynı durum geçerlidir. Çarpışma deneylerinin çoğunda demetin, etkileşme bölgesine paralel olarak gelmesi istenir. Dört ve daha az elemanlı merceklerde bu



Şekil 5.2. **Üç elemanlı bir mercek sisteminde odaklamanın sağlandığı (a) V_2-V_3 voltaj değişim oranları (b) bu voltaj oranlarına karşılık gelen büyütmeleri (M), (c) küresel ve (d) kromatik saptırma katsayıları (Şişe ve ark. 2007b).**

sağlanamazken, beş elemanlı merceklerde bu yapılabilmektedir. Altı elemanlı merceklerle, beş elemanlı merceklerin odak özelliklerini sağladığı gibi aynı zamanda büyütmenin kontrolü de yapılabilmektedir.

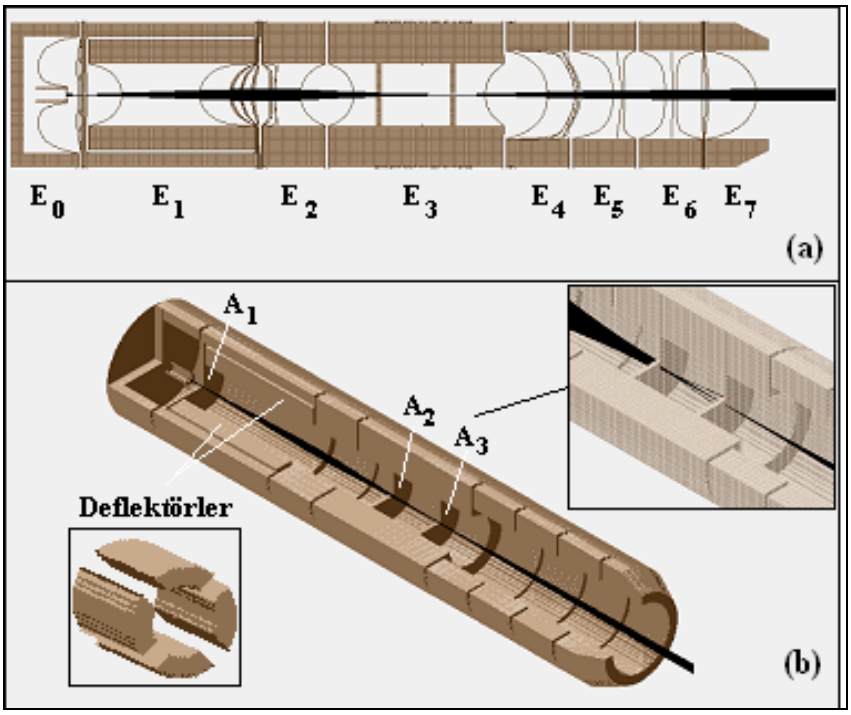
(e,2e) çakışma spektrometresinde, elektron tabancası ve enerji analizörleri bulunmakta ve bu sistemlerin çoğu elektron optiğinden yararlanmaktadır. En sıklıkla kullanılan optik sistem ise yukarıda bahsedildiği gibi elektrostatik silindir merceklerdir. Elektron tabancasının fonksiyonu, tek enerjili paralel bir demeti çarpışmanın gerçekleşeceği etkileşme bölgesine taşımaktır. Bir elektron demetinin mercek elemanları arasında oluşan elektrostatik alandaki hareketlerinin hepsi saptırma ve odaklama işlemlerinin bir kombinasyonu şeklinde gerçekleşir. Böylece tek enerjili bir demet, elektrik alan simetrisine bağlı olarak bir çizgi veya nokta şeklinde odaklanır. Tek enerjili olmayan bir demet ise odak düzlemi etrafında dağılır. Çarpışmadan sonra çıkan elektronların detekte edilmesi ise analizörlerle gerçekleştirilir. Elektronların enerji seçiminde kullanılan birçok analizör sistemi bulunmaktadır (Read 2002, Bundaleski ve ark. 2002, Zouros ve Benis 2002, Dogan ve ark. 2007). Günümüzde en yaygın olarak kullanılan sistem, 180^0 yarıküresel analizörlerdir. Burada (e,2e) çakışma deneylerinde elektron demetinin kontrol ve detekte edilmesinde kullanılan elektron tabancası ve analizör sistemlerinin dizaynı üzerinde durulacaktır.

5.2 Elektron Tabancası

Elektron – atom çarpışma deneylerinde çarpışma bölgesine gönderilen elektron demetinin açısal dağılımının ve çapının istenilen özellikte olması kullanılan elektron tabancasının performansına bağlı olarak değişmektedir. Bu bölümde, katot bölgesinden başlayarak yedi elemanlı bir elektron tabancasının deflektör sistemiyle birlikte dizaynı üzerinde durulmuştur. Elektron tabancasının modellemesi, yüklü parçacık optiğinde yaygın olarak kullanılan SIMION (Dahl 1995) programında

yapılmış ve uygun boyutlar belirlendikten sonra AutoCAD programı ile teknik çizimi yapılarak (e,2e) çakışma deneylerinde kullanılmak üzere hazır hale getirilmiştir.

Dizayn edilen elektron tabancasının şekli Şekil 5.3'de gösterilmiştir. Elektron tabancasında yedi mercek elemanı, üç disk (A_{1-3}) ve quadrapol bir deflektör sistemi kullanılmıştır. Sistemin toplam uzunluğu 165 mm'dir.

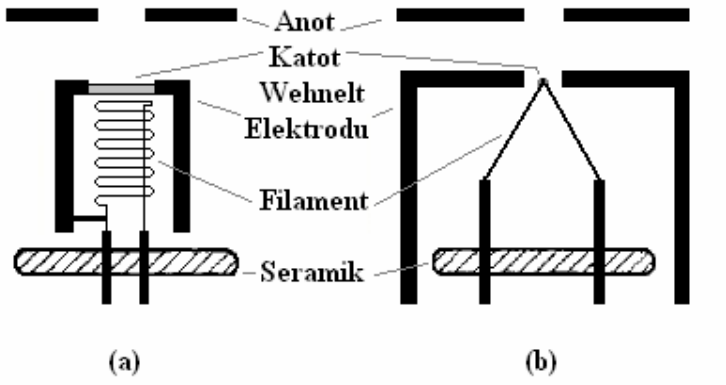


Şekil 5. 3. Elektron tabancasının (a) iki ve (b) üç boyuttaki görünümü. A: diskleri ve E: mercek elemanlarını göstermektedir.

Elektron tabancası birçok spektroskopi tekniğinde, tek enerjili bir elektron demeti elde etmek için kullanılmaktadır. Düşük ve yüksek enerjili elektronların atom; molekül ve yüzey fiziğinde değişik uygulama alanlarının olması, elektron tabancası dizaynında farklı tasarımların meydana gelmesine neden olmuştur (Chutjian 1979, Cowell ve ark. 1982, Barefoot ve ark. 1997, Mahapatra ve ark. 2005, Ulu ve ark. 2007). Bu tasarımlarda amaç; demet çapının, açısal dağılımın ve enerji aralığının amaca uygun olarak belirlenmesidir. Bunun sağlanabilmesi için elektron tabancasını oluşturan kısımların tek tek incelenmesi gerekmektedir. Bu kısımlar; elektron kaynağı olarak kullanılan filament ve katot, hızlandırma için kullanılan anot

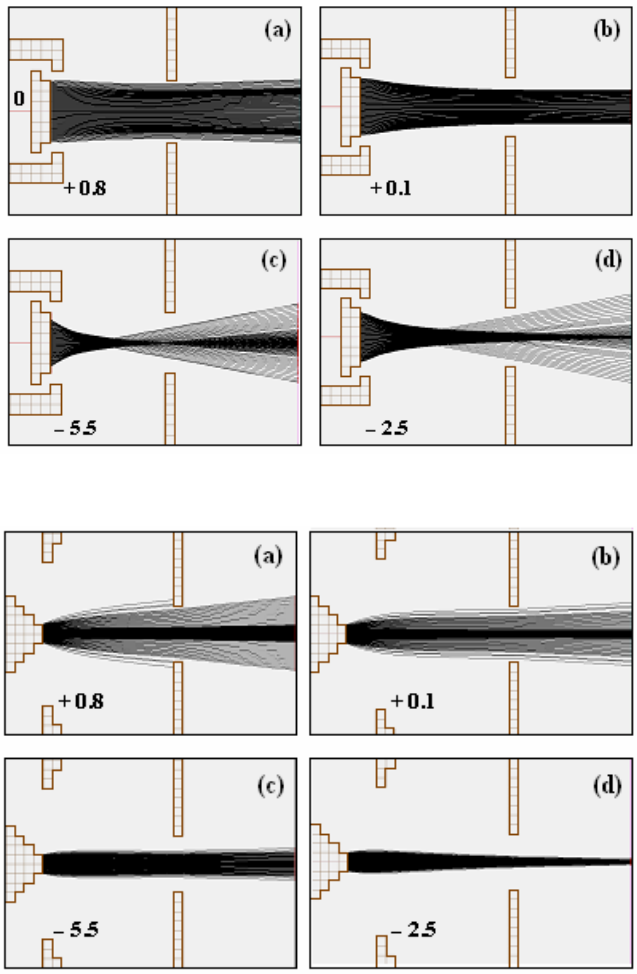
diski, odaklamayı sağlayan elektrostatik mercek sistemleri, demetin saptırılmasını sağlayan deflektörler ve demetin açısal dağılımını diskler belirler.

Genel olarak elektron tabancasında kullanılan ve termal yoldan elektron salınımı yapan iki farklı katot tipi bulunmaktadır. Bunlar dolaylı yoldan ısıtılan katot (DK) ve hairpin tipi doğrudan ısıtılan katot (HK) tipleridir (Şekil 5.4). Boesten ve Okada (2000) hairpin tipi filamentle birlikte dizayn ettikleri HK-tipi elektron tabancasında filamentin konumunun demetin açısal dağılıma etkisini incelemiş ve düşük enerjili elektron demetinin kontrolünde başarılı olabileceğini teorik olarak göstermişlerdir. Bunun yanında mercek sistemi ve deflektörlerin eklenmesiyle birlikte elektron demetinin üzerindeki hassasiyetin arttırılabileceğini vurgulamışlardır (Doğan 1999). DK-tipinin kullanıldığı elektron tabancası, elektron çarpışma deneylerinde kullanılmakta fakat dizayna yönelik ayrıntılı bir çalışma bulunmamaktadır.



Şekil 5.4. Elektron tabancasında kullanılan iki farklı katot tipi: (a) DK ve (b) HK (Oatley 1975).

DK-tipi ve HK-tipi elektron tabancasında Wehnelt elektrodunun pozitif (Wh+) ve negatif (Wh-) voltaj değerlerinde, katodun iki farklı pozisyonu için elektron demetinin durumu Şekil 5.5'te gösterilmiştir. Her iki durumda da anot potansiyeli V_A= 30 V olarak alınmıştır. Bu sistemde kullanılan elektron tabancası her iki filamentin de kullanılabileceği şekilde tasarlanmıştır. DK - ve HK - tipi filamentler için ayrı ayrı E_0 mercekleri yapılmıştır.

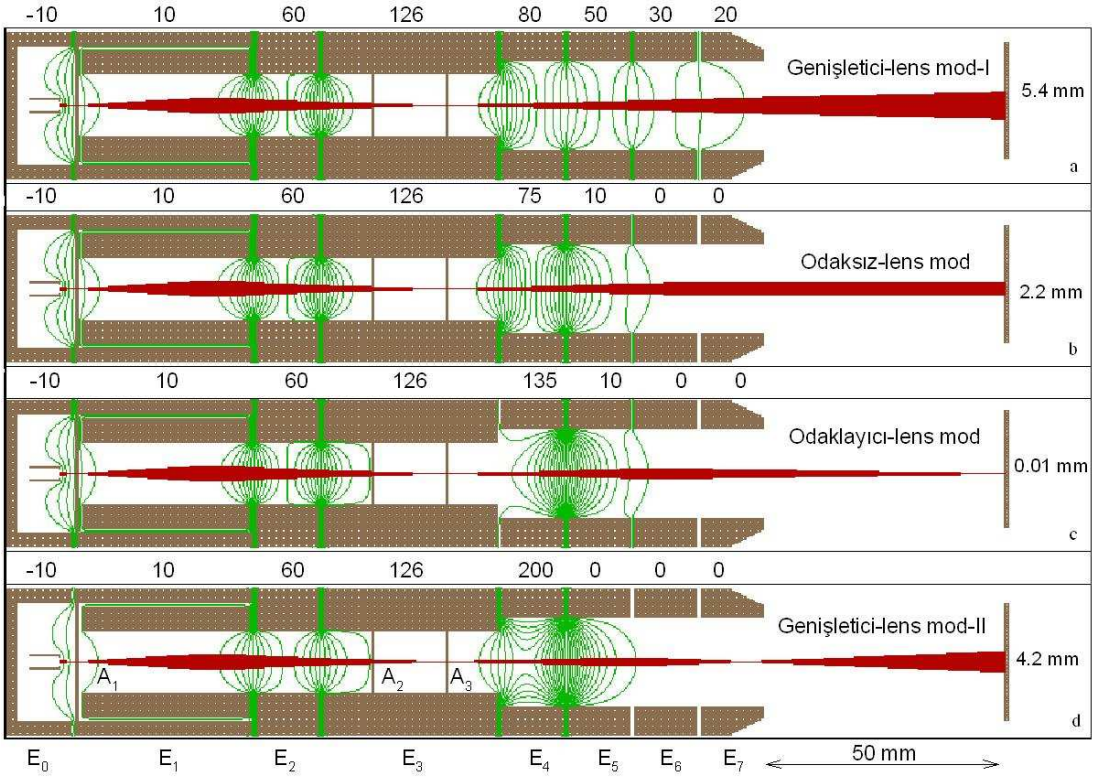


Şekil 5.5. DK-tipi ve HK-tipi elektron tabancasında katodun (a)-(c) yakın ve (b)-(d) uzak pozisyonları için (a)-(b) Wh+ ve (c)-(d) Wh- durumları (V_A=30 V) (Boesten ve Okada 2000).

Quadrapol deflektör sistemi, deneysel çalışmalarda filamentin ve diğer mercek elemanlarının eksenlerinin kaymasından ve manyetik alan etkilerinden kaynaklanan sorunların çözümünde kullanılmaktadır (Şekil 5.3 b sol alt kısım). Isınma veya filamentin konumundan kayması gibi nedenlerle oluşan eksensel bozukluk xy-düzlemine yerleştirilen deflektör çiftleriyle düzeltilmektedir.

Elektrostatik mercek sistemleri, yukarıda bahsedildiği gibi elektron demetinin enerjisinin değiştirilmesinde ve belli bir noktaya odaklanmasında avantajlar sağlamaktadır. Aynı sistem, odaklamanın yapılmadığı yani demetin, elektron

tabancasından paralel olarak çıkması için de kullanılmaktadır. Belirli bir uzaklıkta paralel (afocal) bir demet elde etmek için voltaj oranlarının nasıl değiştirilmesi gerektiği incelenmiştir (Ulu ve ark. 2007). Bunun yanında Şekil 5.6'da elektron tabancasının farklı modları gösterilmektedir. Bunlardan odaklayıcı-mercek mod, odaklamanın yapıldığı durumu, genişletici-mercek mod, genişleyen demeti ve odaksız-mercek mod, odaksız demeti göstermektedir.



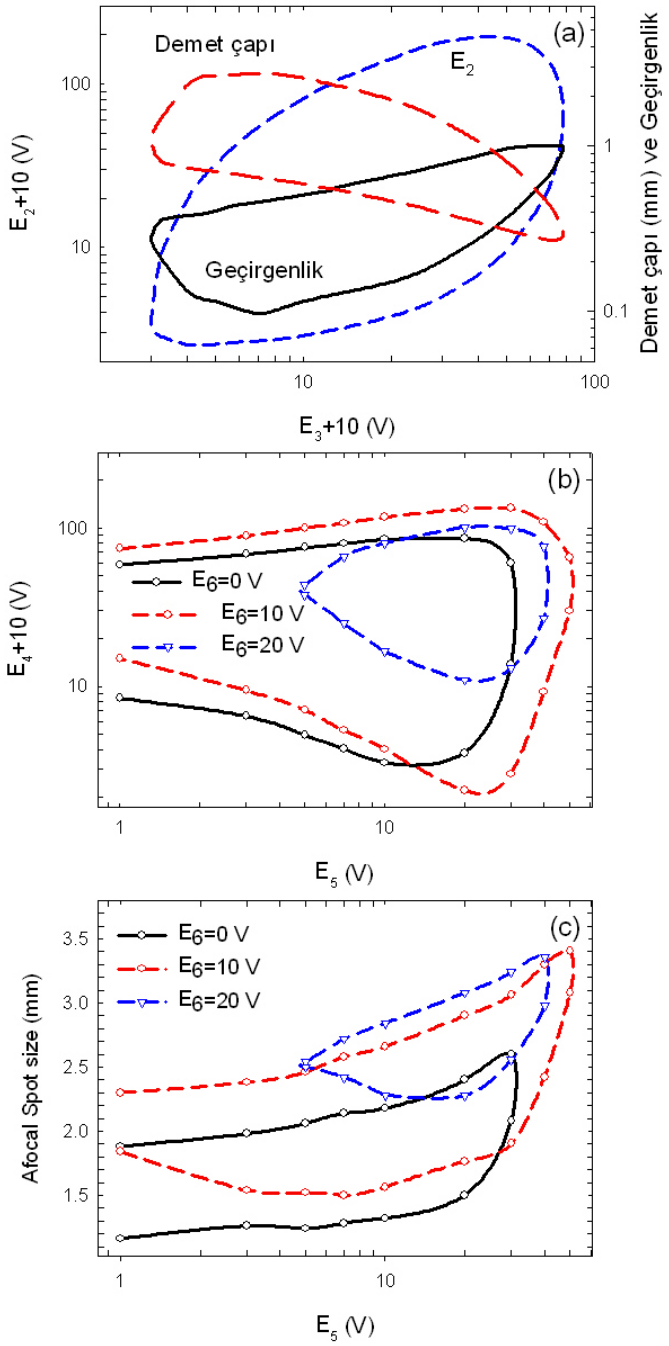
Şekil 5.6. Elektron tabancasında mercek elemanlarına farklı potansiyeller uygulanarak elde edilen demet şekilleri. Odaklayıcı-mercek mod (c), demetin odaklandığı durumu, Genişletici-mercek I (a) ve II (d) mod, genişleyen demeti ve odaksız-mercek mod (b), odaksız demeti göstermektedir.

Şekil 5.6(c)'de $E_{1\text{-}3}$ mercek elemanları anot diskine odaklanan demetin görüntüsünü, A_3 diski üzerinde odaklamak için ve $E_{4\text{-}6}$ elemanları da A_3'de odaklanmış demetten paralel bir demet oluşturmak için kullanılmıştır. Son eleman E_7, 0 V (toprak) değerinde tutulmuş, böylece E_0 elektrotuna uygulanan negatif voltajla çıkışta elektron demetinin enerjisi belirlenmiştir.

Şekil 5.7'de E_e=10 eV için elde edilen değerler gösterilmiştir (E_0 = -10V). Anot voltajı E_1=10 V'ta tutulmuştur. Şekil 5.7(a)'da elektron demetini A_3 diskine odaklamak için gerekli E_{2-3} voltaj oranları, A_2'de oluşan demet çapı (R) ve A_2'ye çarpmadan geçen elektronların geçme katsayısı G ($0<G\leq1$) ile birlikte verilmiştir. A_3 diski 0.6 mm olduğundan demetin çapı R, düşük voltajlarda artmakta ve buna bağlı olarak A_3'e çarpan elektron sayısı arttığından geçme katsayısı azalmaktadır ($G<1$). Şekil 5.7(b)'de ise, 10 eV'luk odaksız bir demet elde etmek için gerekli E_{4-6} voltaj oranları, G=1 durumu için gösterilmektedir. Yapılan hesaplamalarda kontak potansiyeli (contact potential) göz önüne alınmamıştır. 1 – 3 V arası değişen bu potansiyel, deneysel olarak E_0 voltajına eklenerek giderilmektedir.

Elektron tabancasında demetin kalitesi, açısal dağılımın az ve enerji aralığının küçük olmasıyla sağlanmaktadır. Wehnelt elektrodunun negatif potansiyellerinde her iki katot tipi için bu durum sağlanmaktadır. Anot diskinin çapının küçük seçilmesiyle de açısal dağılım azaltılabilir. Fakat bu yapıldığında büyük açılı elektronların çoğu anoda çarpar ve buna bağlı olarak demet akımı düşer. Dolayısıyla çözünürlük ile akım arasındaki ilişki ters orantılıdır.

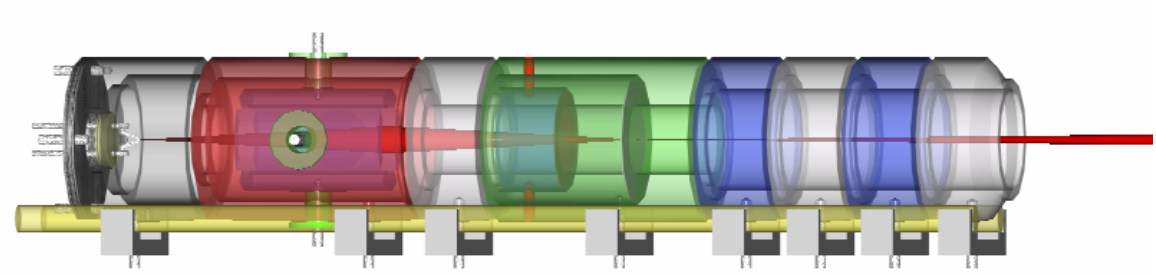
Çarpışma fiziğinde, elektron demetinin çapının geniş bir aralıkta değiştirilmesi gerekir. Elektron tabancası dizaynında tek bir enerji değeri (10 eV) için odaksız demet çapı 1 - 4 mm arasında tüm voltaj değerleriyle birlikte elde edilebilmektedir. Diğer enerjilerde de uygulanması gereken potansiyeller incelenmiştir.



Şekil 5.7. (a) $E_{2\text{-}3}$ voltajlarına göre A_2'deki yarıçap R ve geçme katsayısı G, (b) G=1 durumlarından birinde odaksız demet için farklı E_6 değerlerinde $E_{4\text{-}5}$ voltajlarının değişimi (Ulu ve ark. 2007).

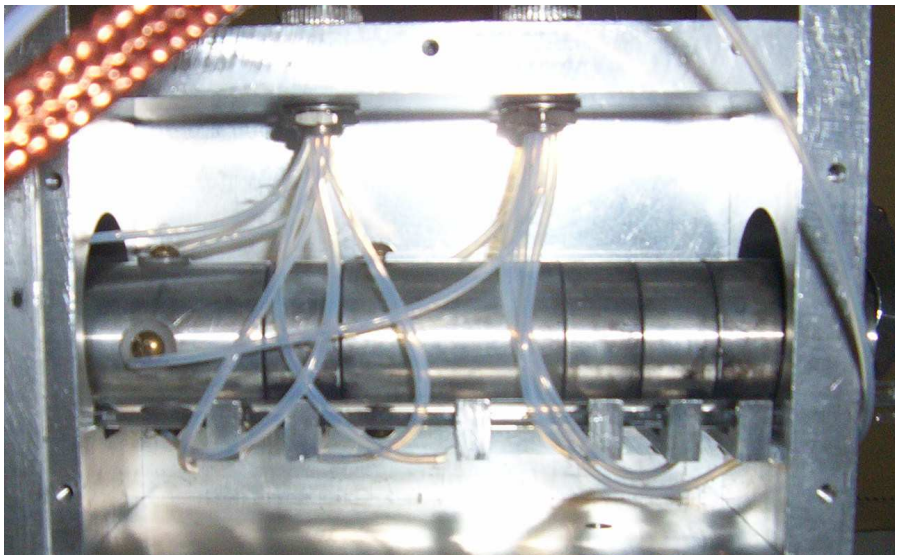
Çoğu çarpışma deneylerinde elektron tabancasında 2 mm'lik bir elektron demetine ihtiyaç duyulmaktadır. Böyle bir sistemin teorik olarak önceden performansının belirlenmesi, deney yaparken zaman kazandırmakta ve sonradan çıkabilecek problemler hakkında bir fikir vermektedir.

Yukarıda bahsedilen dizayn parametrelerine bağlı kalınarak elektron tabancasını oluşturan filament, katot, disklerin yerleşimleri ve her bir parçanın ölçüleri belirlenerek bilgisayar ortamında imalat çizimleri yapılmıştır. Parçaların her biri AutoCAD programında üç boyutlu olarak oluşturulmuş ve montajı yapılmıştır. Böylece yapım ve montaj aşamasında çıkabilecek aksilikler önceden tespit edilebilmiştir. Şekil 5.8'de tabancanın imalat öncesi AutoCAD programında çizilmiş şekli görülmektedir. Ayrıca resimde filamentin, disklerin, deflektörlerin yerleşimi ve odaksız demetin oluşumu da gösterilmiştir.



Şekil5.8. Elektron tabancasının imalat öncesi AutoCAD programında çizilmiş resmi.

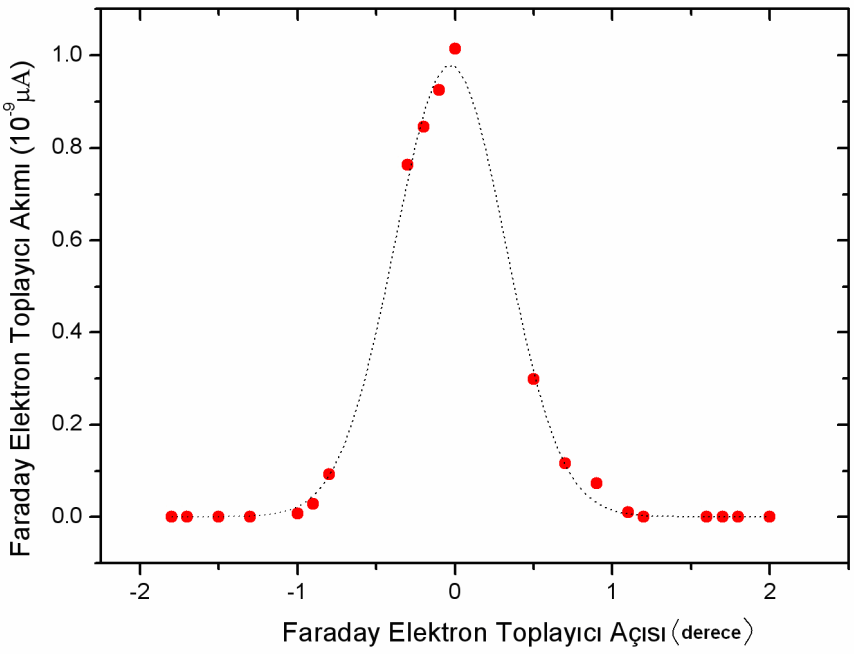
Şekil 5.9'da ise çalışmakta olan elektron tabancasının son halinin resmi gösterilmiştir. Elektron demetinin odaklanması, her bir mercek elemanına şekil 5.7'de verilen voltaj oranlarına yakın voltaj değerleri uygulanarak yapılmıştır. Odaklamanın kalitesi, Faraday elektron toplayıcı ile belirlenebilmektedir. Mercek elemanlarının uygun voltaj değerlerinde Faraday elektron toplayıcıya en iyi odaklanmış elektron demetinin akımı 1 μA ve demet çapı 2 mm olarak ölçülmüştür. Elektron tabancasının en iyi performansına filament voltajı 2,2 V ve emisyon akımı 2,45 mA iken ulaşılmıştır.



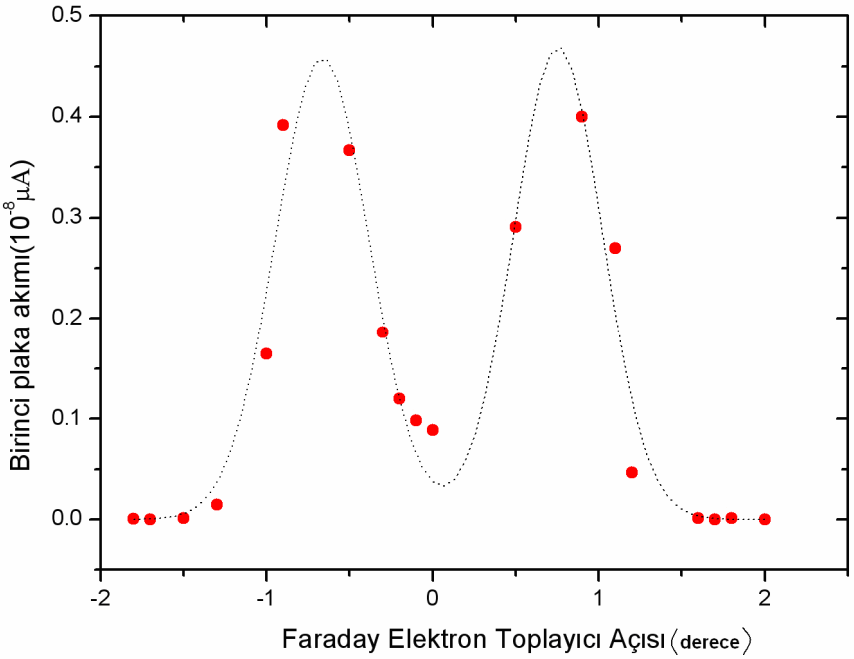
Şekil 5.9. Elektron tabancasının çalışır haldeki son halinin resmi gösterilmiştir.

Elektron demeti, etkileşme bölgesini geçtikten sonra Faraday elektron toplayıcı ile toplanmıştır. Faraday elektron toplayıcının birinci plakası ve Faraday elektron toplayıcı silindiri pikoampermetrelere bağlanmıştır. Tabancanın odaklama kalitesi, Faraday elektron toplayıcı silindir akımının birinci plaka akımına oranı ile belirlenmektedir. FET silindir akımı tipik olarak 1μA olarak ölçülürken birinci plaka akımı ≤ 1nA civarında ölçülmüştür.

Faraday elektron toplayıcının tabancanın tam karşısında olduğu konum sıfır noktası olarak kabul edilmiştir. Faraday elektron toplayıcının elektron tabancasından uzaklığı 150 mm'dir. Elektron tabancası, FET'nin sıfır noktası etrafında döndürülerek akımın görüntülenmesiyle test edilmiştir. Şekil 5.10 ve 5.11, FET ile elde edilen tipik sonuçları göstermektedir. Faraday elektron toplayıcının maksimum akımı, sıfır noktasında iken ölçülmüştür. Birinci plakanın akımı ise beklendiği gibi sıfır noktasının iki yanında maksimum göstermiştir.



Şekil 5.10 Faraday elektron toplayıcı akımının açısal değişimi.

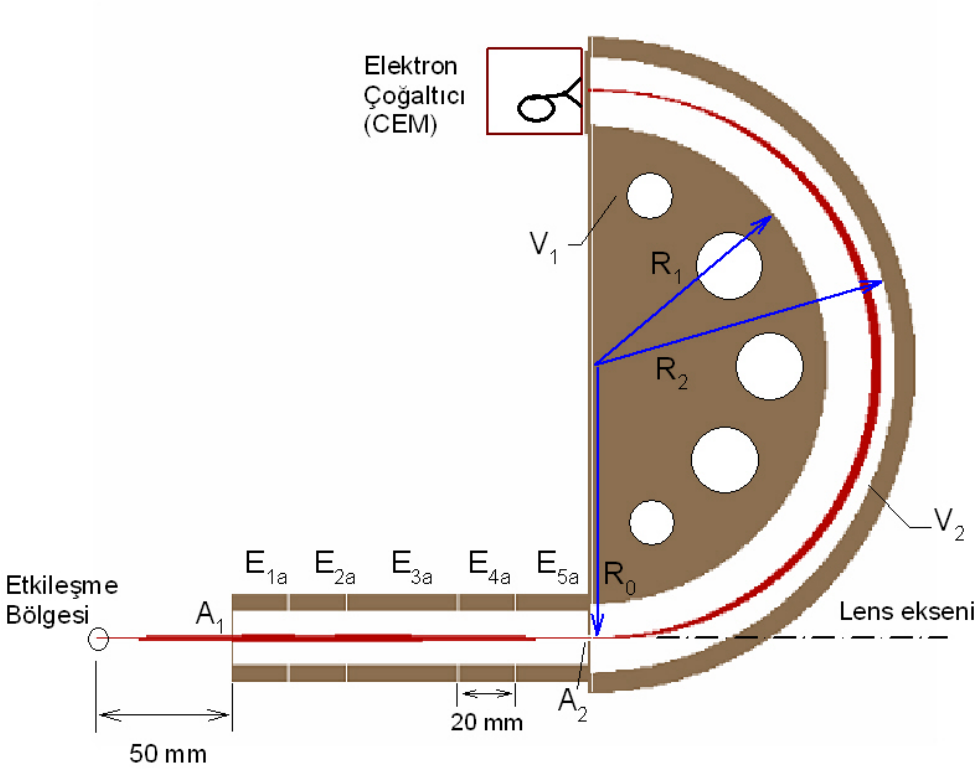


Şekil 5.11 Birinci plaka akımının açısal değişimi.

5.3 Enerji Analizörleri

(e,2e) çakışma deneylerinde kullanılan parçaların arasında en önemli yeri enerji analizörleri almaktadır. Analizörler, çarpışma sonrası hedeften saçılan ve iyonlaşan elektronları enerjilerine göre seçerek dedekte eden sistemlerdir. Çarpışma sonucu farklı enerji kayıplarına uğrayan ve aynı doğrultuda saçılan ve iyonlaşan elektronların birbirinden ayırt edilmesi gerekir. Prensip olarak geçirgenliği, enerji ile değişen her aygıt enerji analizörü olarak kullanılabilir. Fakat çözünürlük ve performans açısından en iyi sonucu veren 180^0 yarıküresel enerji analizörleridir. Şekil 5.12'de elektron analizörünün ve mercek kısmının SIMION programında oluşturulmuş modellemesi gösterilmektedir. 180^0 yarı-küresel enerji analizörü, farklı potansiyellere sahip iki küresel elemandan oluşur. Elektron tabancası mantığıyla çalışan bir giriş optiği ile girişe odaklanan ve istenilen enerjiye sahip elektronlar, analizörün iki elemanı arasındaki yörüngeyi takip eder ve enerjisi fazla ya da az olan elektronlar iç ve dış yüzeylere çarparak analizörün çıkışına ulaşamazlar. Böylece belli bir aralıkta enerjisi değişen elektronlardan tek enerjili bir demet, detektöre ulaşmış olur.

Giriş optiği mercek elemanlarına uygulanan voltajlar, elektron demetini A_{2a} diskinin merkezine odaklayacak şekilde ayarlanır. Elektron tabancasında olduğu gibi analizör için de beş elemanlı mercek sistemi, iki ayrı üç elemanlı mercek sistemi olarak düşünülür ($E_{1a\text{-}3a}$ ve $E_{3a\text{-}5a}$). Analizörün küresel kısmında ise iç içe geçmiş iki yarım-küre bulunmaktadır. Yarıçap ve voltaj değerleri sırasıyla R_1, R_2 ve V_1, V_2'dir. R_o ise iki yarım-küre arasındaki boşluğun tam merkezidir ve mercekin son elemanın potansiyeli ($E_{5a}=V_0$) ile ilişkilidir. Çoğu zaman bu potansiyele "geçiş enerjisi" (pass energy) de denir.



Şekil 5.12. Elektron analizörü ve giriş optiğinin kesit görünümü.

Elektronun analizöre giriş enerjisi $E_{5a}=V_0$ ise elektronlar yarıkürelerin arasındaki boşluğun tam ortasından (R_0) geçer ve iki küre arasındaki potansiyel fark,

$$V = V_2 - V_1 = V_0\left(\frac{R_2}{R_1} - \frac{R_1}{R_2}\right) \tag{5.2}$$

eşitliği ile belirlenir. İç yarıkürenin potansiyeli

$$V_1 = V_0\left(\frac{2R_0}{R_1} - 1\right) \tag{5.3}$$

ve dış yarıkürenin potansiyeli

$$V_2 = V_0\left(\frac{2R_0}{R_2} - 1\right) \tag{5.4}$$

eşitlikleri ile verilir. Kuyatt ve Simpson (1967), gelen ve çıkan elektron demetinin R_o'dan sırasıyla x_1 ve x_2 kadar sapması durumunda

$$\frac{x_2}{R_0} = -\left(\frac{x_1}{R_0}\right) + 2\left(\frac{\Delta E}{E_0}\right) - 2\alpha^2 \tag{5.5}$$

olduğunu göstermişlerdir. Burada $\Delta E = E - E_0$ yani analizörün çözünürlüğü ve α, gelen elektron demetinin giriş optiğinin ekseni ile yaptığı açıdır. Gelen ve çıkan elektron demetinin odaklanmasındaki kaymanın ve α açısının çözünürlüğü etkilediği görülmektedir. Giriş ve çıkış disk delik çapları w olacak şekilde maksimum yarı genişliği (FWHM) $\Delta E_{1/2}$,

$$\Delta E_{1/2} = \frac{wE_0}{2R_0} \tag{5.6}$$

ile belirlenir. (5.6) eşitliğinden analizörün $\Delta E_{1/2}$ değerinin E_0 ile doğru ve R_0 ile ters orantılı olduğu görülmektedir. Çözünürlük, daha büyük yarı küreler kullanarak ve gelen elektron enerjisi (pass energy) düşürülerek artırılabilir. Sabit w ve R_0 değerleri için ise elektronların E_0 enerjisi değiştirilerek çözünürlük değiştirilebilir. Çakışma pikleri, ideal olarak bir delta fonksiyonu olarak elde edilmelidir. Fakat gerçekte fonksiyon belirli bir genişliğe sahiptir. Bunun nedeni pek çok fiziksel ve deney aletlerinden kaynaklanan etkilerin yanında daha baskın olarak küreler arasında hareket eden elektronların yörüngeleri arasındaki uçuş zaman farklarıdır. Farklı yörünge uzunlukları, elektronların iç ya da dış küreye yakın yörüngeler izlemelerinden dolayı meydana gelmektedir. $\Delta T_{1/2}$ zaman çözünürlüğü, T_0, R_0 yarıçaplı dairesel yörüngede hareket eden $E_0 = eV_0$ enerjili elektronların uçuş zamanı olmak üzere,

$$\frac{\Delta T_{1/2}}{T_0} = 0.6\frac{w}{R_0} + 2.23\left(1 - 2.79\frac{w}{R_0}\right)\alpha_{\max} \qquad (5.7)$$

olarak verilir (Doğan 1999). Analizörün zaman çözünürlüğü, giriş optiği ile katı açının küçültülmesi, analizörün ölçülerinin küçültülmesi ve E_0 geçiş enerjisinin yükseltilmesi ile artırılabilir.

Çarpışmadan sonra detekte edilmek istenilen enerjideki elektronlar için mercek elemanlarının voltajları, demeti yarı küresel kısmın girişine odaklayacak şekilde ayarlanır. Küresel kısma gelen elektronların kürelerin iç yüzeylerine çarpmadan R_0 yörüngesini izleyebilmeleri için V_1 ve V_2 potansiyellerinin (5.3) ve (5.4) denklemlerine uygun biçimde ayarlanması gerekmektedir. Enerjisi V_0 enerjisine göre fazla veya az olan elektronlar, R_0 yörüngesinden sapıp iç yüzeylere çarpmakta ve böylece sadece istenilen enerjilerdeki elektronlar detekte edilmektedir. (5.3) ve (5.4) denklemleri kullanarak verilen yarıçap değerlerine göre iç ve dış yarı-kürelerin voltaj değerlerinin V_1=1.29 V_0 ve V_2=0.78 V_0 olduğu hesaplanabilir.

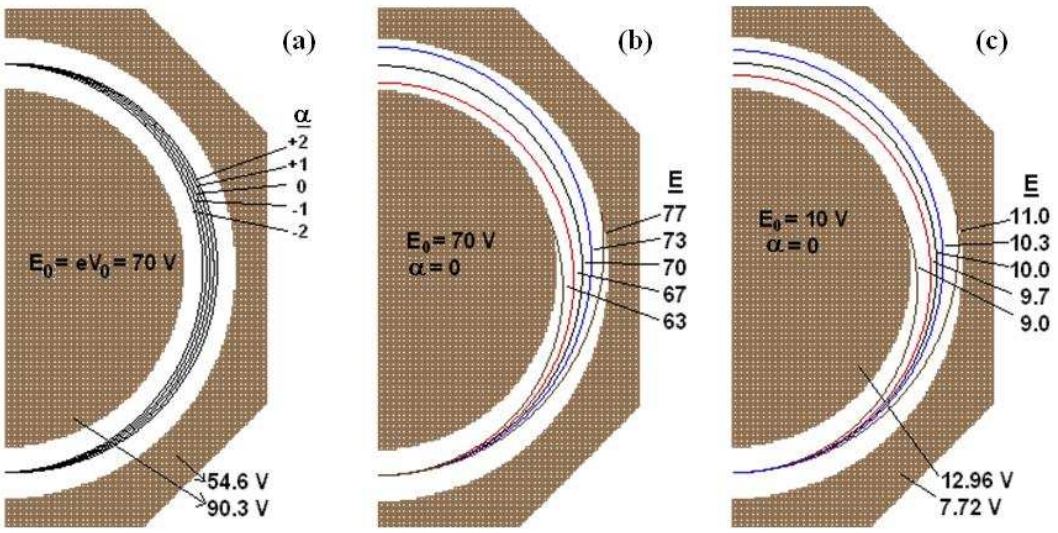
Mercek grubunun fonksiyonu, etkileşme bölgesinden gelen elektronları analizörün girişine odaklamaktır. Etkileşme bölgesinden istenilen enerjideki elektronları detekte etmek için mercek elemanlarının voltajlarının uygun biçimde ayarlanması gerekmektedir. Merceğin son elemanı, yarıküresel analizörün giriş enerjisini; giriş ve çıkışlara konulan diskler ise demetin açısal dağılımını belirlemektedir. Mercek elemanlarının uygun voltaj değerleriyle, farklı enerjilere sahip elektronların odaklanması sağlanmaktadır. Analizör girişine gelen elektron demeti, kürelere uygulanan potansiyellerle saptırılarak detektöre ulaşmaktadır. Yarı küresel kısım için farklı enerji ve açılarda odaklanan elektron demetleri Şekil 5.13'de gösterilmiştir. Şekil 5.13a'da görüldüğü gibi aynı enerjili fakat farklı açılarda girişe odaklanarak gönderilen elektronlar, analizörün çıkışında aynı noktadan geçmektedir. Fakat aynı enerjili elektronların odaklanma özellikleri, açıdan bağımsız olurken, denklem (5.7)'den de görüldüğü gibi yörüngede uçuş zamanları birbirinden farklıdır. Uçuş zamanı olarak $\alpha = +2^0$ için elde edilen zaman $\alpha = -2^0$'ninkinden daha uzundur. Şekil 5.13 (b) ve 5.13 (c)'de ise enerjisi eV_0 olan elektronlar merkez yörüngeyi takip

ederken, enerjisi bu değerin dışında olan elektronlar bu yörüngeden sapmaktadır. Yüksek ve düşük enerjili elektronların saptırılmasındaki farklılık incelendiğinde, örneğin 70 eV için sınır değerler ± 3 V civarındayken, 10 eV için bu değer ± 0.3 V hassasiyetindedir. Dolayısıyla iç ve dış kürelere uygulanan potansiyellerdeki küçük bir değişim yüksek enerjili elektronlar için demeti çok fazla saptırmazken, düşük enerjili elektronlarda oldukça önemli saptırmalara neden olmaktadır. Bu da enerji çözünürlüğü ile doğrudan ilişkilidir.

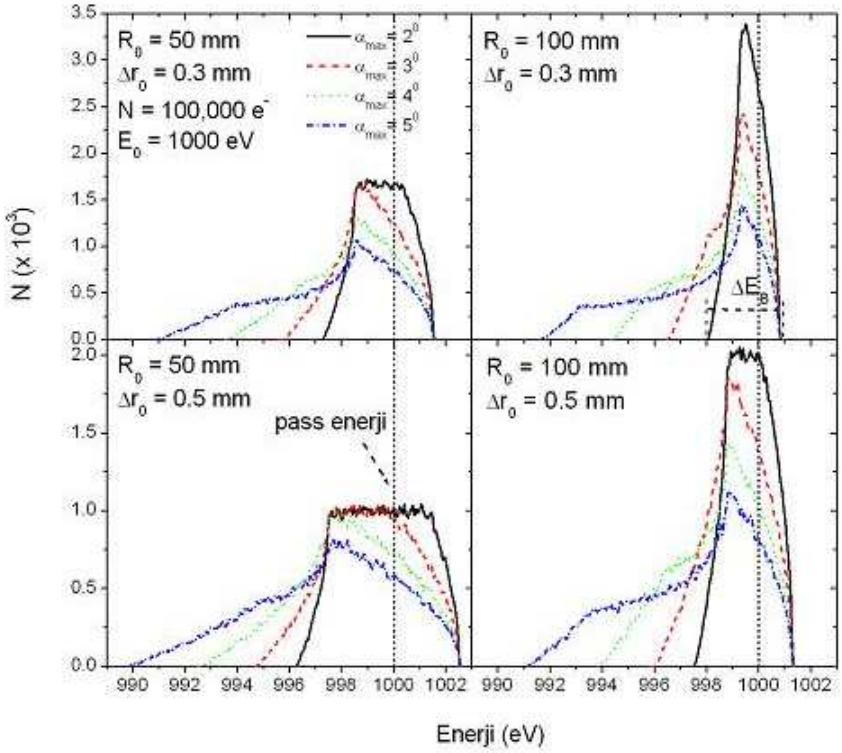
Analizörün enerji çözünürlüğü, (5.6) denklemi ile verilmişti. Yapılan hesaplar bu formülle uyum içerisinde çıkmıştır. Örneğin, Şekil 5.14'de farklı analizör çaplarına sahip iki analizör tipi ve giriş açılarına göre çizgi şekilleri hesaplanmıştır. Hesabın kolaylığı açısından geçiş enerjisi E_0=1000 eV alınmıştır. Hesaplar 0.3 ve 0.5 mm demet kalınlığı için yapılmıştır. Buna göre analizörün çözünürlüğü, R_0 yarıçapı arttıkça artmaktadır, kabul edilir açı artıkça azalmaktadır.

Elektron tabancasında üretilen elektron demetinin akımı, Faraday elektron toplayıcı ile maksimum değerde gözlendiğinde enerji analizörü sıfır konumuna getirilmiş ve analizörün dış küresine bağlanan pikoampermetre ile dış kürenin çeperine ulaşan elektronların akımı ölçülmüştür. Analizör sıfır konumuna göre hareket ettirildiğinde Faraday elektron toplayıcı ile elde edilen grafiğin benzeri elde edilmiştir (Şekil 5.15). Faraday elektron toplayıcı ile maksimum akım, 1μA ölçülürken dış kürenin çeperine çarpan elektronların akımı 1,3 μA olarak ölçülmüştür. Faraday elektron toplayıcı, analizörün dış küre çeperine göre daha uzakta olduğundan analizöre ulaşan elektron akımı daha fazla ölçülmüştür.

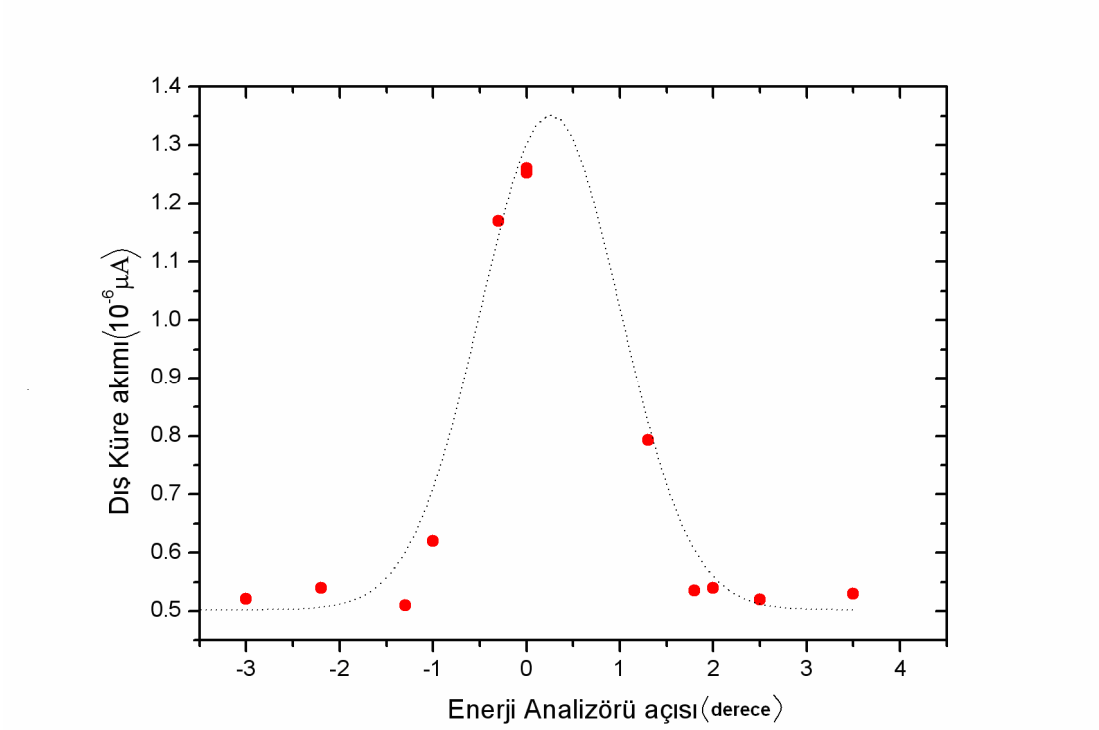
Çözünürlüğün yüksek olması, deneyde alınacak spektrumlarda birbirine çok yakın geçişlerin görülmesi açısından önemlidir. Analizörün merkez yarıçapını artırmak çözünürlük için avantaj olarak görülse de vakum gereksinimleri açısından istenmeyen bir durumdur. Bunun için spektrometre de 100 mm merkez yarıçapa sahip bir analizör uygun enerji çözünürlüğüne ulaşmak için yeterlidir.



Şekil 5.13. Yarıküresel analizör için farklı enerji ve doğrultularda elde edilen elektron yörüngeleri.

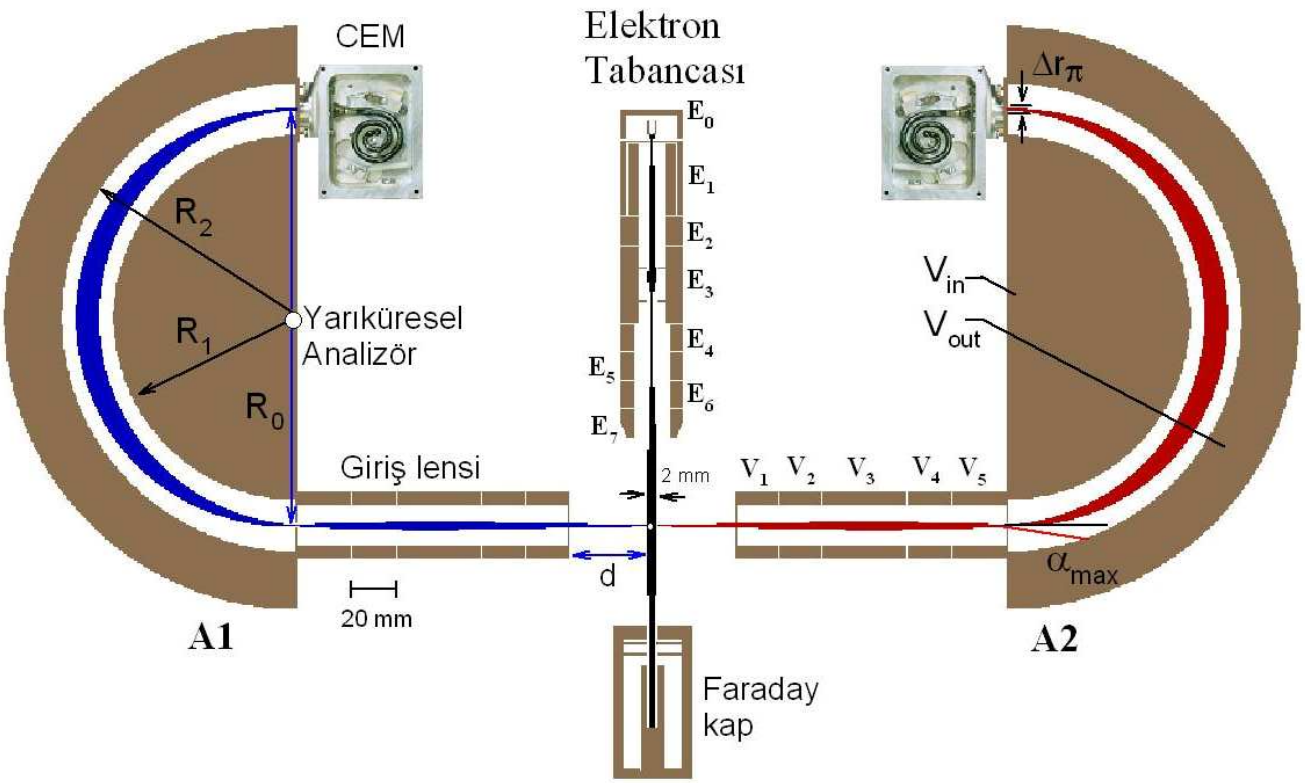


Şekil 5.14. Yarıküresel analizörde farklı iki yarıçap ve giriş açısı değerlerinde çizgi şekillerinin elde edilmesi (Taş ve ark. 2007).



Şekil 5.15. Enerji analizörünün dış küresine çarpan elektron akımının analizör açısına göre değişim grafiği.

Sonuç olarak SIMION programı yardımıyla (e,2e) çakışma spektrometresinin tüm elektrostatik parçalarının modellemesi yapılmış ve sistemin en uygun çalışma durumları belirlenmiştir. Sistemin simüle edilmiş görünümü Şekil 5.16'de görülmektedir. SIMION programında yapılan modellemenin paralelinde elektrostatik parçalar tasarlanmış ve AutoCAD programı yardımıyla çizimleri yapılarak imal edilmiştir. Şekil 5. 17'de ise aktif olarak çalışan sistemin tümü gösterilmiştir.



Şekil 5.16. Spektrometrede kullanılan parçaların (elektron tabancası, analizörler, Faraday elektron toplayıcı) SIMION programında yapılan modellemesi.



Şekil 5.17. Afyonkarahisar Kocatepe Üniversitesinde kurulan ve aktif olarak çalışmakta olan (e,2e) çakışma spektrometresi.

6 TARTIŞMA VE SONUÇLAR

Bu çalışmada elektron - elektron çakışma spektrometresi dizayn edilmiş ve kurulmuştur. Bu deney düzeneği, elektron ve atom demetlerinin çarpıştırılması tekniğine (cross beam type) dayanmaktadır. Spektrometre; elektron tabancası, elektron analizörleri ve Faraday elektron toplayıcıyı içermektedir. Spektrometrenin her bir parçası, aynı düzlemde elektron ve atom demetlerinin oluşturduğu çarpışma bölgesi etrafında hareket edebilmektedirler.

(e,2e) spektrometresinin tüm parçalarının (elektron tabancası, enerji analizörleri ve FET) modellemesi yapılarak en uygun çalışma şartları belirlenmiştir. Elektron tabancası ve enerji analizörünün giriş optiğinin performansları, bir dizi deneysel ölçümle belirlenmiştir. (e,2e) deney düzeneklerinde elektron tabancası tarafından üretilen elektron demet akımının değeri, çözünürlüğü ve demet çapları hedefe gönderilen elektronların enerji aralığına göre değişim göstermektedir. Aşağıdaki Tablo 6.1, çeşitli (e,2e) deney düzeneklerinde ve bu çalışmada kullanılan elektron tabancalarının özelliklerini göstermektedir. FET'in elektron tabancasından uzaklığı, genellikle 100 mm civarındadır. Bu çalışmada elektron demetinin akımının düşük ölçülmesi, FET'in elektron tabancasından yaklaşık 150 mm uzaklıkta olmasından kaynaklanmaktadır.

Tablo 6.1. (e,2e) deney düzeneklerinde kullanılan elektron tabancalarının çözünürlük, akım ve demet çapı değerleri.

Yayınlanan Çalışmalar	Enerji Çözünürlüğü	Demet Akımı	Demet Çapı
Ehrhardt ve ark 1986	200 meV	5×10^{-7} A	1.5 mm
Murray ve Read 1993	600 meV	10 μA	1 mm
Röder ve ark. 1996b	180 meV	300 mA	-
Brunger ve ark. 1997	-	2 μA	-
Dogan 1999	≤ 400 meV	10μA	2 mm
Haynes ve Lohmann 2000	-	18μA	1–3 mm
Bu çalışma	≤ 400 meV	1μA	2mm

(e,2e) deney tekniğinde iyonlaşma olayından sonra elektronlar enerjilerine bağlı olarak enerji analizörleri ile detekte edilmektedirler. Bu sebeple kullanılan analizörlerin enerji çözünürlüğü, iyonlaşma tesir kesitlerinin hassas bir şekilde belirlenmesini etkileyen önemli bir özelliktir. Çözünürlüğün, analizörün şekli ve boyutları yanında pek çok faktörle değiştiği daha önce anlatılmıştı. (e,2e) deney tekniğinin kullanılmaya başlandığı ilk dönemlerden itibaren deneysel amaçlara göre pek çok analizör geliştirilmiştir. En çok kullanılan 180^0 yarıküresel analizörüdür. Tablo 6.2'de farklı deney sistemlerinde kullanılan enerji analizörlerinin çözünürlükleri verilmiştir. Bu deney düzeneğinde kullanılan 180^0 yarı küresel analizörün çözünürlüğü üzerinde ayrıntılı çalışmalar yapılmıştır. Teorik hesaplamalar ve SIMION programından elde edilen verilerle enerji çözünürlüğü E_0=66 eV için 100 meV olarak bulunmuştur.

Tablo 6.2. (e,2e) deney düzeneklerinde kullanılan enerji analizörlerinin enerji çözünürlükleri.

Yayınlanan Çalışmalar	Analizör Türü	Enerji Çözünürlüğü
Röder ve ark. 1996b	127^0 silindirik analizör	180meV
Murray ve Read 1993	180^0 yarıküresel analizör	-
Doğan 1999	180^0 yarıküresel analizör	620 meV
Haynes ve Lohmann 2000	180^0 yarıküresel analizör	-
Schow ve ark. 2005	180^0 yarıküresel analizör	40meV
Bu çalışmada (Simülasyon)	180^0 yarıküresel analizör	100meV

Deneysel çalışmalar sırasında çarpışma bölgesinin manyetik alan etkilerinden oldukça fazla etkilendiği gözlenmiştir. Bu tür çalışmalarda vakum çemberinin iç ve dışına mü-metal çemberler ve etrafına Helmholtz bobinleri yerleştirilmiştir. Tablo 6.3'de mü-metal ve Helmholtz bobinleri kullanılarak çarpışma bölgelerindeki en düşük manyetik alan değerleri gösterilmiştir.

Tablo 6.3. Manyetik alan izolasyon yöntemleri ve çarpışma bölgelerinde ölçülen en düşük manyetik alan değerleri.

Yayınlanan Çalışmalar	Kullanılan Yöntem	Manyetik alan değeri
Murray ve Read 1993	İki adet mü-metal çember	5mG
Bauman 1999	mü-metal + Helmholtz bobinleri	5mG
Haynes 2002	mü-metal + Helmholtz bobinleri	1mG
Bu Çalışmada	mü-metal + Helmholtz bobinleri	0,03 mG

(e,2e) çakışma deney düzeneğinin kurulmasında üç aşamalı bir yol izlenmiştir. Birinci aşamada spektrometreyi oluşturan elektron tabancası, enerji analizörlerinin SIMION 3D programı ile modellemesi yapılarak ölçüleri ve en uygun çalışma aralıkları belirlenmiştir. İkinci aşamada belirlenen ölçülere bağlı kalınarak AutoCAD programıyla elektrostatik parçaların teknik çizimleri yapılmıştır. Ayrıca aynı programda spektrometrenin tüm parçaları üç boyutlu olarak oluşturulmuş ve bilgisayar ortamında montajları yapılmıştır. Bu iki aşamada izlenen yöntemler, deney düzeneğinin kurulması ve deney esnasında yaşanacak zaman kayıplarının azaltılmasına yardımcı olmuştur. Üçüncü aşamada ise sistemin tüm parçaları yaptırılmış ve laboratuvar ortamında montajları gerçekleştirilmiştir.

Sistemin tasarımı yapılırken, deney düzeneğinin pek çok deneyin gerçekleştirilebileceği esneklikte olmasına özen gösterilmiştir. Elektron-elektron çakışma deneylerinin yanı sıra çarpışma sırasında çıkabilecek diğer parçalar, sisteme uygun deteksiyon cihazlarının yerleştirilmesiyle belirlenebilecektir. Sisteme foton detektörü ve üçüncü bir enerji analizörü eklenerek (e,γ), (e,3e) ve (e,3-1e) deneyleri de gerçekleştirilebilecektir.

Ayrıca bu deney düzeneği ile SDCS, DDCS ve TDCS iyonlaşma tesir kesitlerinin ölçülebilmesinin yanı sıra toplam, uyarılma, kendiliğinden iyonlaşma gibi tesir kesitleri de ölçülebilecektir.

(e,2e) çakışma deney düzeneğinin ülkemizde kurulması, atom ve molekül fiziği ve çarpışma fiziği alanlarında deneysel alt yapının geliştirilmesine katkıda bulunmuştur. Elektron tabancası ve enerji analizörlerinin Afyonkarahisar Kocatepe Üniversitesi ile Afyonkarahisar sanayisinin imkânları kullanılarak yapılması, bu sistemlerin yurtdışından alınması durumunda ödenecek ekonomik değerin ülkemizde kalmasını sağlamıştır. Ayrıca elektron spektropisinde kullanılan elektrostatik sistemlerin ülkemizde yapılabilirliğini göstermiştir.

7 KAYNAKLAR

Amaldi, Jr. U., Egidi, A., Marconero, R., Pizzella G. 1969 Use of a Two Channeltron Coincidence in a New Line of Reserch in Atomic Physics. Rev. Sci. Instr. 40:1001-1004.

Avaldi, L., Camilloni, R., Fainelli, E., Stefani, G., Franz, A., Klar, H., McCarthy, I. E., 1987 Absolute triple differential cross sections for electron impact ionisation of He at 1024.6 eV incident energy. J. Phys. B. 20: 5827-5838

Avaldi, L., Camilloni, R., Fainelli, E., Stefani, G., 1992 Ionization of the N_2 $3\sigma_g$ orbital by electron impact studied by asymmetric (e,2e) experiments, J. Phy. B. 25: 3551–3563.

Avaldi, L., Camilloni, R., Multari, R., Stefani, G., Langlois, J., Robaux, O., Tweed, R. J., Vien, G. N., 1998 Absolute measurement of ionization-excitation of helium at intermediate energies and their interpretation J. Phys. B. 31: 2981–2997.

Backx, C., Tol R. R., Wight, G. R., van der Wiel, M. J., 1975 Dipole term and first derivative at K=0 of the generalized oscillator strength of He by keV electron impact J. Phys. B. 8: 2050-2057.

Balashov V. V., Lipovetsky, S. S., Senashenko, V. S., 1972 On the possibility of investigating atomic autoionizing states in coincidence experiments Phys. Lett. 39A: 103-104.

Balashov, V. V., Martin, S. E., Crowe, A., 1996 (e, 2e) in the vicinity of an autoionizing state as a ‘perfect experiment’ to measure parameters of the electron-impact ionization process. J. Phys. B. 29: L337-L343.

Barefoot, T. W., Ebinger, H. D., Yates, J. T., 1997 Low-energy broad beam electron gun J. Vac. Sci.Tech. 15: 2740–2742.

Bartschart, K., Burke, P. G., 1987 The R- Matrix method for electron impact ionization. J. Phys. B. 20: 3191-3200.

Bartschat, K., Hudson, E. T, Scott, M. P., Burke, V. M., 1996 Differential cross sections and electron impact coherence parameters for electron scattering from helium atoms. J. Phys. B. 29: 2875-2885.

Bartschat, K., 1998 Electron Impact excitation of helium from the 1^1S and 2^3S states. J. Phys. B. 31: L469-L476.

Bartschat K., 1999 Electron-impact coherence parameters for the 3^1D and 3^3D states of helium J. Phys. B. 32: L355-L361.

Bartschat, K., Grum-Grzhimailo, A. N., 2000; Electron-impact excitation of the Kr 4p (5)5s states at 15 eV: close-coupling versus distorted-wave treatments. J. Phys. B. 33: 4603-4613.

Bartschat, K., 2002 Convergent R- Matrix with pseudostates calculations for electron-impact ionization of the n=2 states in helium. J. Phys. B. 35: L527-L529.

Bartschat, K., Sadeghpour, H.R., 2003 Ultralow-energy electron scattering from alkaline-earth atoms: the scattering-length limit. J. Phys. B. 36: L9-L15.

Bartschat, K., Zatsarinny, O., Bray, I., Fursa, D. V., Stelbovics, A. T., 2004 on the convergence of close-coupling results for low-energy electron scattering from magnesium. J. Phys. B. 37: 2617-2639.

Bederson, B., Fıte, W. L. 1968. Methods of Experimental Physics: Atomic and Electron Physics Atomic Interactions Part A. Marton L. (ed). Volume 7, pp 1 – 95.

Bederson, B., Kieffer, L. J., 1971 Total Electron - Atom Collision Cross Sections at Low Energies. Rev. Mod. Phys. 43: 601-640

Bethe, H. A., 1930 Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. Ann. der Phys. 397(3): 325–400.

Biswas, R., Sinha, C., 1996 Double- and single-differential and total ionization cross sections for electron-impact ionization of a helium atom. Phys. Rev. A. 54: 2944-2950.

Bloemen, E. W. P., Winter, H., Mark, T. D. Dijkkamp, D., Barends, D., de Heer, F. J., 1981 Absolute emission cross sections at 30.4 nm for e-He collisions and at 20.8 nm for Ne^{4+}-He collisions. J. Phys. B. 14: 717-725.

Boesten, L., Okada, K., 2000. Hairpin-filament electron guns for low-energy use. Meas. Sci. Inst. 11: 576–583.

Bonham, R. A., Fink, M. 1974. High Energy Electron Scattering, pp 80-215, Princeton, NJ: Van Nostrand Rein hold.

Bonham, R. A., Welmercektein, H. F. 1977 Compton Scattering. Williams, B. (ed), p 234, New York: McGraw-Hill.

Bonham, R. A. 1979.Electron Spectroscopy vol. 3. Brundle, C. R., Baker, A. D. (ed), p 127, New York: Academic.

Brandsen, B. H., McDowell, M. R. C., 1978 Electron scattering by atoms at intermediate energies I. Theoretical models. Phys. Rep. 30C: 207-303.

Brauner, M., Brigss, J. S., Klar, H., 1989 Triply-differential cross sections for ionisation of hydrogen atoms by electrons and positrons. J. Phys. B. 22: 2265-2288.

Bray, I., Stelbovics, A. T., 1992 Explicit Demonstration of the Convergence of the Convergence of the Close-Coupling Method for a Coulomb Three-Body Problem. Phys. Rev. Lett. 69: 53-56.

Bray, I., Stebovics, A. T., 1992 Convergent close-coupling calculations of electron-hydrogen scattering. Phys. Rev. A. 46: 6995-7011.

Bray, I., Fursa, D. V., 1995 Calculation of singly differential cross sections of electron – impact ionization of helium at 100 eV. J. Phys. B. 28: L435-L441.

Bray, I., Fursa, D. V., 1996a Calculation of ionization within the close-coupling formalism. Phys. Rev. A. 54: 2991-3004.

Bray, I., Fursa, D. V., 1996b Convergent Close- Coupling Method: A “Complete Scattering Theory” Phys. Rev. Lett. 76: 2674-2677.

Bray, I., 1997 Close- Coupling Theory of Ionization: Successes and Failures. Phys. Rev. Lett. 78: 4721-4724.

Bray, I., Fursa D. V., Röder, J., Ehrhardt, H., 1997 Coplanar equal energy-sharing 64.6 eV e-He triple differential cross sections. J. Phys. B. 30: L101-L108.

Bray, I., 1999 Electron-impact ionization of atomic hydrogen at 2 eV above threshold. J. Phys. B. 32: L119-L126.

Bray, I., 2000 Low-energy electron-impact ionization of atomic hydrogen with equal energy outgoing electrons. J. Phys. B. 33: 581-595.

Bray, I., Fursa, D. V., Stelbovics, A. T., 2001 Close- coupling approach to electron-impact ionization of helium. Phys. Rev. A. 63: 040702-1-4.

Bray, I., Fursa, D. V., Kheifets, A.S., Stelbovics, A.T., 2002a Electrons and photons colliding with atoms: development and application of the convergent close-coupling method. J. Phys. B. 35: R117-R146.

Bray, I., Fursa D. V., Stelbovics, A. T., 2002b Close-coupling approach to ionization processes. Correlations, Polarization. and Ionization in Atomics Systems. American Institute of Physics. p 90 – 95.

Bray, I., Bartschat, K., Fursa D. V., Stelbovics, A. T., 2003a Box- based and Laguerre- based convergent close – coupling calculations of electron- helium ionization. J. Phys. B. 36: 3425-3432.

Bray, I., Fursa, D. V., Stelbovics, A.T., 2003b Electron-impact ionization doubly differential cross sections of helium. J. Phys. B. 36:2211-2227.

Brion, C. E., 1975 Radiat. Res. 64:37.

Brion, C. E., Hood, S. T., Hamnett, A., Cook, J., 1977 Abstr. Pap., XICPEAC, p 360.

Brion, C., 1999 Molecular (e, 2e) Collisions-Present Statusand Future Prospects for Electron Momentum Spectroscopy. In: T. Andersen et al. The Physics of Electronic and Atomic Collisions, American Institute of Physics, New York, p.350.

Brunger, M. J., McCarthy, I. E., Ratnavelu, K., Teubner, P. J. O., Weigold, A. M., Zhou, Y., Allen, L. J., 1990 Differential cross sections for elastic and inelastic n=2 excitation of ground-state helium at 29.6 and 40.1 eV. J. Phys. B. 23: 1325–1335.

Brunger M J, Buckman S J, Allen L J, McCarthy I E and Ratnavelu K 1992 Elastic electron scattering from helium: absolute experimental cross sections, theory and derived interaction potentials J. Phys. B. 25**:** 1823 –1838.

Brunger, M. J., Samardzic, O., Kheifets, A. S., Weigold, E., 1997 A study of autoionization phenomena in helium using (e, 2e) spectroscopy. J. Phys. B. 30: 3267-3285.

Brunger, M. J., McCarthy, I. E., Weigold, E., 1999 High-resolution electron-momentum spectroscopy of argon: Validation of technique and approximations Phys. Rev. A. 59 (2): 1245–1252.

Bundaleski, N., Rakocevic, Z., Terzic, I. 2002 Optical properties of the 127^0 cylindrical energy analyzer used in LEIS experiments. Nuc. Inst. Meth. A, 198: 208–219.

Burke, P. G., Robb, W. D., 1975 Adv. At. Mol. Phys. 11: 143-214

Burke, P. G., Kingston, A. E., Thompson, A., 1983 Electron impact ionisation of Ca^+ J. Phys. B. 16: L385-L389.

Burke P. G., Fon W. C., Kingston, A. E., 1984 Electron impact ionisation of Ti^{3+} J. Phys. B. 17: L733-L738.

Burke, P. G., 1994 Electron - Atom Scattering Theory and Calculations. Advan. At. Mol. Opt. Phys. 32: 39-55.

Burke P. G., 1994 Atomic, Molecular and Optical Physics Handbook. American Institue of Physics, Woodbury, New York, p. 536-554.

Byron, F. W. Jr., Joachain, C. J., Piraux, B., 1980 Triple differential cross sections for the ionisation of atomic hydrogen by fast electrons: a second Born treatment. J. Phys. B. 13: L673 – L676.

Byron, F. W. Jr., Joachain, C. J., Potvliege, R. M., 1982 Unitarisation of the eikonal-Born series method for electron-atom and positron-atom collisions. J. Phys. B. 15: 3915-3944.

Byron, Jr. F. W., Joachain, C. J.,1989 Theory of (e,2e) Reactions. Physics Reports. 179: 211-272.

Camilloni, R., Giardini-Guidoni, A., Tirirbelli, R., Stefani, G., 1972 Coincidence Measurement of Quasifree Scattering of 9-keV Electrons on K and L Shells of Carbon Phys. Rev. Lett. 29: 618- 621.

Cartwright, D. C., Csanak, G., Trajmar, S., Register, D. F., 1991 Electron-impact excitation of the n 1P levels of helium: Theory and experiment Pyhs. Rev. A. 45: 1602-1624.

Cartwright, D. C., Csanak, G., Trajmar, S., Register, D. F., 1992 Electron-impact excitation of the n 1P levels of helium: Theory and experiment. Phys. Rev. A. 45: 1602–1624.

Catoire, F., Staicu-Casagrande, E. M., Nekkab, M., Dal Cappello, C., Bartschat, K., Lahmam-Benani, A., 2006 Investigation of the (e,2e) single ionization of He

and Ar at large energy loss close to minimum momentum transfer. J. Phys. B. 39: 2827-2838.

Chen, Z., Ni, Z., Shi, Q., Xu, K., 1998 Electron impact ionization of helium in the coplanar equal energy-sharing geometry. J. Phys. B. 31: 3803-3817.

Chen, Z., Xu, K., 1999 Double differential cross sections for electron impact ionization of helium at low energies. J. Phys. B. 32: 1259 - 1267.

Chutjian, A., 1979 Geometries and focal properties of two electron-mercek systems useful in low-energy electron or ion scattering Rev. Sci. Intr. 50: 347-352.

Colgan, J., Pindzola, M. S., Childers, G., Khakoo, M. A., 2006 Low-energy electron-impact single ionization of helium. Phys. Rev. A 73, 042710

Coplan, M. A., Moore, J. H., Doering, J. P., 1994 (e, 2e) spectroscopy. Reviews of Modern Physics 66: 985-1014.

Cowell, P.G., 1982 A conical five-element electron gun for LEED experiments J. Phys. E: Sci. Instr.15: 994–996.

Crowe, A., McDonald, D. G., Martin, S. E., Balashov, V. V., 1996 Can. J. Phys. 74: 736.

Crowe, A., 1988 Correlations In Electron- Atom Scattering. Advances ın Atomic and Molecular Physics 24: 269 - 320.

Cvejanovic, D., Murray, A. J., 2003 Single ionization of calcium by electron impact. J. Phys. B. 35911-3605.

Dahl, D. A., 1995 SIMION 3D Version 7.0 User's Manual.

Dauod, A., Lahmam- Bennani, A., Duguet A., Dal Cappello, C., Tavard, C., 1985 Coincidence study of the electron impact ionisation of neon: momentum density determination and test of various scattering models J. Phys. B. 18: 141-153.

de Heer F. J., Inokuti, M. 1985 Electron Impact Ionization. Mark T. D., Dunn G. H. (ed), p 232, Berlin: Springer.

de Harak, B., Chen, Z., Madison, D. H., Martin, N. L. S., 2005 Experimental and theoretical momentum transfer dependence of the He (e,2e) cross section. J. Phys. B. 38: L145- L152.

Dogan, M., Crowe, A., Bartschat, K., Marchalant, P. J., 1998. Simultaneous excitation-ionization of Helium to the $He^{+}(2p)$ state J. Phys. B 31 1611–1624.

Dogan, M., 1999 Correlation Studies of Sımultaneous Excitatiın-Ionization in Helium PhD Thesis, University of Newcastle, England.

Dogan, M., Crowe, A., 2001 Autoionization Resonances in the Simultaneous Excititation-Ionization of Helium. Turk. J. Phys. 25: 439-444.

Dogan, M., Crowe, A., 2002 Coincidence studies of the influence of resonances on simultaneous ionization-excitation of helium by electron impact. J. Pyhs. B. 35: 2773–2783.

Dogan, M., Sise, O., Ulu, M., 2007 Design of electron energy analyzers for electron impact studies Rad. Phys. Chem. 76: 445-449.

Duguet, A., Cherid, M., Lahmam-Bennani, A., Franz, A., Klar, H., 1987 High-accuracy (e, 2e) cross sections for helium: reference data in the first Born approximation J. Phys. B. 20: 6145-6156.

Duguet, A., Lahmam-Bennani, A., Lecas, M., El Marji, B., 1998 A multidetection, multicoincidence spectrometer for (*e*, 2*e*) and (*e*, 3*e*) electron impact ionization measurements. Rev. Sci. Instrum. 69: 3524–3536.

Dupre, C., Lahmam-Bennani, A., Duguet, A., Mota- Furtado, F., O'Mahony, P. F., Dal Cappello, C., 1992 (e,2e) triple differential cross sections for the simultaneous ionization and excitation of helium J. Phys. B. 25: 259-276.

Durakev G. F, 1987 Collisions of Electrons With Atoms and Molecules Plenum Pres-New York and London, p.1.

Ehrhardt, H., Shultz, M., Tekaat, T., Willmann, K., 1969 Ionization of Helium: Angular Correlation of The Scattered and Ejected Electrons. Phys. Rev. Lett. 22: 89 - 92.

Ehrhardt, H., Fischer, M., Jung, K., Byron, F. W. Jr., Joachain, C. J., Piraux, B., 1982a Triply Differential Cross Sections for the Ionization of Helium by Fast Electrons Phys. Rev. Lett. 48, 1807–1810.

Ehrhardt, H., Fischer, M., Jung, K., 1982b Z. Phys. A 304: 119.Ehrhardt, H., Knoth, G., Schlemmer, P., Jung, K., 1985 Absolute H(e, 2e)p cross section measurements: Comparison with first and second order theory Phys. Lett. A 110: 92–94.

Ehrhardt, H., Jung, K., Knoth, G., Shclemmer, P., 1986 Z. Phys. D. 1: 3.

Franck, J., Hertz, G., 1914 Über ZusammenstöBe Zwischen Elektronen und Molekulen des Quecksilberdampfes und die Ionisierungsspannung desselben. Verh. Dtsch. Phys.Ges. 16: 457-467.

Fon, W. C., Berrigton, K. A., Hibbert, A., 1981 The elastic scattering of electrons from inert gases I. helium. J. Phys.B., 14, 307-321.

Fon, W. C., Lim, K. P., Berrington, K. A., Lee, T. G., 1995, electron impact excitation of the $n^{3,1}S$ and $n^{3,1}P$(n = 2,3 and 4) states of helium at low energies.

Forand, J. L., Becket, K., McConkey, J. W., 1985, Absolute electron impact emission cross sections of the He^+ 2^2P to 1^2S line at 304 AA Produced by simultaneous ionization-excitation. J. Phys. B. 18: 1409-1418.

Fursa, D.V., Bray, I., 1995 Calculation of electron-helium scattering. Phys. Rev. A. 52: 1279-1297.

Fursa, D.V., Bray, I., 1997 Convergent close – coupling calculations of electron – helium scattering. J. Phys. B. 30: 757-785.

Geltman, S., 1974 The Coulomb-projected Born approximation. IV. Ionization of hydrogen. J. Phys. B. 7: 1994-2002.

Giardini-Guidoni, A., Fantoni, R., Camilloni, R., Stefani, G., 1981 Comm. At. Mol. Phys. 10: 107

Götz, A., Mehlhorn, W., Raeker, A., Bartschat, K.,1996, Ionization-excitation of He atoms by electron impact: alignment of He^+ ($2p^2p$), J. Phys. B, 29: 4699-4708.

Grum-Grzhimailo, A. N., Bartschat, K., 2000; Excitation of the 3p(5)4s(2) P-2 autoionizing state in potassium by electron impact at low energies: an R-matrix calculation. J. Phys. B. 33: 1843-1853.

Hamnett, A., Stoll, W., Branton, G., Brion, C. E., van der Wiel, M. J., 1976 A kinematic and experimental investigation of the (e,2e) simulation of photoelectron spectroscopy. J. Phys. B. 9: 945-958.

Hayes, P. A., Williams, J. F., 1996 Simultaneous ionization and excitation to the He^+ 2^2P state. Phys. Rev. Lett. 77: 3098-3101.

Haynes, M. A., Lohmann, B., 2000 Low-energy triple differential cross sections for argon 3S electron impact ionization . J. Phys. B. 33 (21): 4711-4721.

Haynes, M. A., Lohmann, B., 2001 Coplanar symmetric (e, 2e) cross sections for argon 3S ionization . J. Phys. B. 34 (5): L131-L136

Haynes M.A., 2002 Low Energy (e,2e) Studies of Inner Valence Ionization. PhD Thesis, Griffith University.

Haynes, M. A., Lohmann, B., Prideaux, A., Madison, D. H., 2003 Coplanar symmetric (e, 2e) cross sections for krypton 4s ionization. J. Phys. B. 36: 811-815.

Heddle, D. W. O., Keesing, R. G. W., 1968, Adv. At. Mol. Phys. 4: 267

Heddle, D. W. O., 1971 An afocal electrostatic mercek. J. Phys. E. 4: 981-983.

Henry R. J. W., 1979 Cross sections for inner-shell excitation of C^{3+}, N^{4+} and O^{5+} ions. J. Phys. B. 12: L309-L313.

Hughes, A. L., McMillen, J. H., 1932 Inelastic and Elastic Electron Scattering in Argon Phys. Rev. 39: 585–600.

Hughes, A., L., Mann, M. M. Jr., 1938 A New Method for Investigating Atomic Electron Velocities Phys. Rev. 53: 50–60.

Inokuti, M., Inelastic Collisions of Fast Charged Particles with Atoms and Molecules-The Bethe Theory Revisited 1971, Rev. Mod. Phys. 43: 297-347.

Joachain, C. J.,Pıraux, B., 1986 Recent Progress in the Theory (e,2e) Reactions. Comments At. Mol. Phys. 17: 261-283.

Johnson R. E, 1982. Introduction to Atomic and Molecular Collisions, 1ed., Springer.

Jones, S., Madison, D. H., 1998 Evidence of Initial-State Two-Center Effects for (e,2e) Reactions. Phys. Rev. Lett. 81: 2886-2889.

Jung, K., Schubert, E., Paul, D. A. L., Ehrhardt, H., 1975 Angular correlation of outgoing electrons following ionization of H_2 and N_2 by electron impact J. Phys. B. 8: 1330-1337.

Jung, K., Muller-Fiedler, R., Schlemmer, P., Ehrhardt, H., Klar, H., 1985 Absolute triple differential cross sections of electron impact ionisation of helium at 600 eV collision energy. J. Phys. B. 18: 2955-2966

Keiffer, L. J., Dunn, G. H., 1966 Electron Impact Ionization Cross-Section Data for Atoms, Atomic Ions, and Diatomic Molecules: I. Experimental Data. Rev. Mod. Phys. 38: 1 – 35.

Khajuria, Y., Chen, L. Q., Chen, X. J., Xu, K. Z., 2002 (e, 2e) triple - differential cross sections of helium and argon at 64.6 eV. Phys. Rev. A. 65: 042706-1-6.

Kheifets, A.S., Bray, I., Bartschat, K., 1999a Convergent calculations for simultaneous electron-impact ionization-excitation of helium. J. Phys. B. 32: L433-L438.

Kheifets, A.S., Bray, I., Lahmam-Bennani, A., Duguet, A., Taouil, I., 1999b A comparative experimental and theoretical investigation of the electron-impact double ionization of He in the keV regime. J. Phys. B. 32: 5047-5065.

Kim, Y. K., 1975a Rad. Res. 61: 21

Kim, Y. K., 1975b Rad. Res. 64: 205

Kim, Y. K., 1983 Angular and energy distrubitionsof secondary electrons from helium slow electrons ejected by electron impact. Phys. Rev. A. 28: 656-666.

Klar, H., Franz, A., 1986 J. Phys. A. 33: 2103

Konovalov, D. A., McCarthy, I. E., 1994 Convergent J-matrix calculation of electron-hydrogen resonances. J. Phys. B. 27: L741-L747.

Kuplyauskene, A. V., Maknitskas, A. A., 1991 Opt. Spectros. 71: 127

Kuyatt, C. E., Simpson, J. A., 1967 Electron Monochromator Design. Rev. Sci. Inst. 38: 103-111.

Lahmam-Bennani, A., Welmercektein, H. F., Dal Capello, C., Rouault, M., Duguet, A., 1983a Absolute triple differential cross sections for high-energy electron impact ionisation of helium J. Phys. B. 16: 2219-2230.

Lahmam-Bennani, A., Welmercektein, H. F., Duguet, A., Roualt, M., 1983b Absolute triple differential cross sections for the 3p ionisation of argon by electron impact. J. Phys. B. 16: 121-130.

Lahmam-Bennani, A., Welmercektein, H. F., Dal Capello, C., Duguet, A., 1984a Coincidence electron impact ionisation of helium: absolute experimental cross sections and comparison with first-order theories. J. Phys. B. 17: 3159-3172.

Lahmam-Bennani, A., 1984 Kinematical correction to the impulse approximation for high-energy binary (e, 2e) collisions in He. Phys. Rev. A. 29: 962-965

Lahmam-Bennani, A., Duguet, A., Dal Capello, C., 1986 High momentum range of electron momentum distributions investigated by means of high energy (e, 2e) collisions. J. Elec. Spectrosc., Relat. Phenom. 40: 141-161

Lahmam-Bennani, A., Avaldi, L., Fainelli, E., Stefani, G., 1988 The asymmetric (e,2e) collisions at intermediate and high impact energy: success and limits of first-order models J. Phys. B. 21: 2145-2157.

Lahmam-Bennani, A., 1991 Recent development and new trends in (e, 2e) and (e,3e) studies. J. Phys. B. 24: 2401-2442.

Lahmam-Bennani, A., 2002 Thirty years of experimental electron – electron (e, 2e) coincidence studies: achievements and perspectives. J. Elec. Spec. Rel. Phenom. 123: 365-376.

Langmuir, E., Jones, T., 1928 Collisions Between Electrons and Gas Molecules Phys. Rev. 31: 357–404.

Lohmann, B., McCarthy, I. E., Stelbovics, A. T., Weigold, E., 1984 Electron-impact ionization of atomic hydrogen: Comparison of asymmetric (e, 2e) measurements with theories. Phys. Rev. A. 30:758–767.

Lower, J., Weigold, E., 1990 Correlations in the autoionising region of He measured by the (e, 2e) technique. J. Phys. B. 23: 2819-2845.

Madison, D. H., Calhoun, R. V., Shelton, W. N., 1977 Triple-differential cross sections for electron – impact ionization of helium. Phys. Rev. A. 16: 552-562.

Mahapatra, S. K., Dhole, S. D., Bhoraskar, V. N., 2005 A 20 keV electron system for the electron irradiation experiments Nuc. Inst. Meth. A 536: 222–225.

Marchalant P.J, 1996. (e,2e) Excitation-Ionization of Helium. PhD Thesis, The Queen's University of Belfast.

Marchalant, P. J., Whelan, C. T., Walters, H. R. J., 1998 Wave funcion effects in theorical (e,2e) cross sections for ionization of helium with excitation of the residual ion. J. Phys. B. 24: 4567-4581.

Massey, H. S. W., Mohr, C. B. O., 1932 Proc. Roy. Soc. A. 136: 289.

Massey, H. S. W., Mohr, C. B. O., 1933 Proc. R. Soc. A. 140: 613.

Massey, H. S. W., Burhop, E. H. S, 1965. Electronic and Ionic Impact Phenomena Vol.1, p.46, Oxford at the Clarendon Press.

Massey, H. S. W., Burhop, E. H. S., 1969 Electronic impact phenomena, Vol.1-2 Clarendon press, Oxford.

McCarthy, I. E., Weigold, E. 1995. Electron-atom collision, Cambridge University Press.

McCarthy, I.E., Weigold E., 1976 (e, 2e) Spectroscopy. Phys. Rep. 27: 275- 371.

McCarthy, I. E., Zhang, X., 1989 Distorted-wave Born approximation for electron-helium double differential ionisation cross sections. J. Phys. B: 22: 2189-2193

McCarthy, I. E., Weigold, E. 1991a Electron momentum spectroscopy of atoms and molecules. Rep. Prog. Phys. 54: 789-879.

McCarthy, I. E., Weigold, E., 1991b Electron-atom Ionization. Advan. At. Mol. Opt. Phys. 27: 201-244.

McConkey, J. W., Crowe, A., Hender M.A., 1972 Differantial Cross Sections in The Electron Impact Ionization of Atoms and Molecules. Phys. Rev. Lett. 29: 1-4.

McDonald, D. G., Crowe, A., 1993 An (e, 2e) study of double excitation-autoionization mechanisms in helium. J. Phys.B. 26: 2887-2997.

McGowan, J. W., 1967 Surface used in High resolution Electron Spectrometry. Rev. Sci. Inst. 38: 285-287.

Montague, R. K., Harrison, M. F. A., Smith, A. C. H., 1984 A measurement of the cross sections for ionization of Helium by electron impact using a fast crossed beam technique. J. Phys. B. 17: 3295-3310.

Mott N.F. and Massey H.S.W. 1987. The Theory of Atomic Collisions, 3rd ed, Oxford Science Publications.

Mott, N. F., Massey, H. S. W. 1965. The Theory of Atomic Collisions, 3rd ed., Oxford University Press.

Muller-Fiedler, R., Jung, K., Ehrhardt, H., 1986 Double differential cross sections for electron impact ionisation of helium. J. Phys. B. 19: 1211-1229.

Muller-Fiedler, R., Schlemmer, P., Jung, K., Ehrhardt, H., 1985 Absolute triple differential cross sections for electron impact ionization of helium: Comparison between experimental and theoretical results at 256 eV collision energy Z. Phys. A. 320: 89-94.

Murray, A. J., Cvejanovic, D., 2003 coplanar symmetric (e, 2e) measurements from calcium at low energy. J. Phys. B. 36: 4875-4888.

Murray, A. J., Read, F. H., 2000 Low energy (e, 2e) differential cross section measurements on neon from the coplanar to the perpendicular plane geometry. J. Phys. B. 33: L297-L302.

Murray, A. J., Bowring, N. J., Read, F. H., 2000 Comparison of argon and helium (e,2e) differential cross sections at 64.6 eV using symmetric detetion energies and angles. J. Phys. B. 33: 2859-2867.

Murray, A. J., Read F. H., 1993, Evolution from the coplanar to the perpendicular plane geometry of helium (e,2e) differential cross sections symmetric in scattering angle and energy. Phys. Rev. A.47: 3724-3732.

Murray, A. J., Read F. H., Bowring N. J., 1997 Parametrization of low- energy symmetric (e,2e) differential cross section measurements. J. Phys. B. 30: 387-402.

Murray, A. J., Woolf, M. B. J., Read, F. H., 1992 Results from symmetric and non-symmetric energy sharing (e,2e) experiments in the perpendicular plane. J. Phys. B. 25: 3021-3036.

Nespet, R. K., 1979 Variational calculations of accurate e-He cross sections below 19 eV Phys. Rev. A. 20: 58-70.

Oatley, C. W., 1975 The tungsten filament gun in the scanning electron microscope. J. Phys. E. 8: 1037–1041.

Opal, C. B., Beaty, E. C., Peterson, W. K., 1972 Tables of secondary-electron-production cross sections. At. Data 4: 209–253

Peterkop, R. K., 1963 Izv. Akad. NAuk SSSR Ser. Fiz. 27: 1012.

Philips Limited, 1994, Philips photonics.

Pindzola, M. S., Robicheaux, F., Colgan, J. P., Wittkoeft, M. C., Ludlow, J. A., 2004 Electron- impact single and double ionization of helium. Phys. Rev. A. 70: 032705-1-10.

Pochat, A., Zhang, X., Whelan, C. T., Walters, H. R. J., Tweed R. J., Gelebart, F., Cherid, M., Allan, R. J., 1993 Absolute low-energy experimental cross sections for (e, 2e) processes on helium. Phys. Rev. A.47: R3483-R3486.

Purohit G, Bhullar AS, Sud KK 2003 (e, 2e) triple differential cross sections of He, Ne, Ar, Kr and Xe atoms in coplanar to perpendicular plane geometry Indian J. Phys. Proc. Indian Assc. Cult. Sci. B 77B (2): 177–184.

Raeker, A., Bartschat, K., Reid, R. H. G., 1994 Ionization and simultaneous excitatin of helium atoms by electron impact. J. Phys. B. 27: 3129–3138.

Ramsauer, C., Kollath, R., 1932 Ann. Phys. 12: 529, 837.

Ray, H., Werner, U., Roy, A. C., 1991 Doubly differential cross sections for ionization of helium by electron impact. Phys. Rev. A. 44: 7834.

Read, F. H., 2002 The parallel cylindrical mirror electron energy analyzer Rev. Sci. Instrum. 73: 1129- 1139.

Register, D. F., Trajmar, S., Srivastava, S. K., 1980 Absolute elastic differential electron scattering cross sections for He: A proposed calibration standart from 5 to 200 eV. Phys. Rev. A. 21: 1134-1151.

Rescigno, T. N., Baertschy, M., Isaacs, W. A., McCurdy, C. W., 1999 Collisional breakup in a quantum system of three charged particles. Science 286 (5449): 2474–2479.

Rioual, S., Röder, J., Rouvellou, B., Ehrhardt, H., Pochat, A., Bray, I., Fursa, D. V., 1998 Absolute (e,2e) cross sections for electron-impact ionization of helium in energy sharing kinematics at 44.6 eV. J. Phys. B. 31: 3117-3127.

Rouvellou, B., Rioual, S., Rodr, J., Pochat A., Rasch, J., Whelan, C. T., Walters, H. R. J., Allan, R., J., 1998 Coulomb three-body effect in electron-impact ionization of argon. Phys. Rev. A.57: 3621-3626.

Röder, J., Ehrhadt, H., Bray, I., Fursa, D. V., 1997 Absolute double differential cross sections for electron-impact ionization of helium. J. Phys. B. 30: 1309-1322.

Röder, J., Ehrhardt, H., Bray, I., Fursa, D. V., McCarthy I. E., 1996a Absolute triple differential cross section for electron-impact ionization of helium at 50 eV. J. Phys. B. 29: L67-L73.

Röder, J., Ehrhardt, H., Bray, I., Fursa, D. V., McCarthy I. E., 1996b Absolute triple differential cross section for electron-impact ionization of helium at 40 eV. J. Phys. B. 29: 2103-2114.

Röder, J., Ehrhardt, H., Pan, C., Starace, A. F., Bray, I. Fursa, D. V., 1998 Absolute triple differential (e,2e) cross sections for He in the intermediate energy region with comparison the theory. J. Phys. B. 31: L525-L531.

Roy, A. C., 2001 Singly differential cross-section for electron impact ionization of atomic hydrogen. NIM B. 179: 163-166.

Roy, A. C., Dey, R., Najjari, B., 2002 Singly differential cross-section for electron impact ionization of helium. NIM B. 197: 175-178.

Rudge, M. R. H., 1968 Theory of the Ionization of Atoms by Electron Impact. Rev. Mod. Phys. 40: 564–590.

Rudge, M. R. H., 1988 The simultaneous excitation and ionization of helium by electron impact. J. Phys. B. 21: 1887-1892.

Samardzic, O., Kheifets, A. S., Wiegold, E., Shang Bo, Brunger, M. J., 1995 An (e,2e) study of helium autoionization experiment and theory. J. Phys. B. 28: 725-741.

Schlemmer, P., Srivastava, M. K., Rösel, T., Ehrhardt, H., 1991 Electron impact ionization of helium at intermediate collision energies. J. Phys. B. 24: 2719-2736.

Schow, E., Hazlett, K., Childers, J. G., Medina, C., Vitug, G., Bray, I., Fursa, D. V., Khakoo, M. A. 2005 Low-enrgy electron-impact ionization of helium. Phys. Rev. A. 72: 062717-1-16.

Schwienhorst, R., Raeker A., Reid, R. H. G., Bartschat, K., 1995 R- matrix calculations for double-differential cross sections in electron – impact ionization of helium. J. Phys. B. 28: 4651-4658.

Sewell, E. C., Crowe, A., 1982 Measurements of angular correlations in electron impact inner-shell ionisation J. Phys. B. 15: L357-L360.

Shah, M. B., Elliott, D. S., Gilbody, H. B., 1987 Pulsed crossed-beam study of the ionisation of atomic hydrogen by electron impact, J. Phys. B 20: 3501–3514.

Shyn, T. W., Sharp, W. E., 1979 Doubly differential cross sections of secondary electrons ejected from gases by electron impact: 50-300 eV on helium Phys. Rev. A. 19: 557–567.

Sise, O., Ulu, M., Dogan, M. 2005 Multi-element electrostatic mercek systems for focusing and controlling charged particles Nucle. Inst. Meth. A, 554: 114–131.

Sise, O., Ulu, M., Dogan, M., 2007a Characterization and modelling of multi-element electrostatic mercek systems Rad. Phys. Chem. 76: 593-598.

Sise, O., Ulu, M., Dogan, M., 2007b Abberation cofficients of multielement cylindirical lens systems for charged particlebeam applications Nucle. Inst. Meth. A (Basımda).

Sorokin, A. A., Shmaenak, L. A., Babashev, S. V., Möbus, B., Richter, M., Ulm, G., 2000 Measurement of electron impact ionization cross sections of argon,

krypton, and xenon by comparison with photoionisation. Phys. Rev. A. 61: 022723-1-11.

Stefani, G., Avaldi, L., Lahmam-Bennai, A., Duguet, A., 1986 PCI effects in (e, e' Auger) and (e, 2e) cross sections: Ar 2p J. Phys. B. 19: 3787–3800.

Stelbovics A.T., 1999 Calculation of Ionization within the Close-Coupling Formalism Phys.Rev.Lett. 83:, 1570-1573.

Stelbovics, A. T., Bray, I., Fursa, D.V., 2005 Electron-impact ionization of helium for equal-energy-sharing kinematics Phys. Rev. A. 71: 052716-1-13.

Stevenson, M, Leigton, G. J., Crowe, A., Bartschat, K., Varov O. K., Madison, D. H., 2005 Experimental and theorical (e,2e) studies of argon (3p) ionization in asymmetric geometry. J. Phys. B. 38: 433-440.

Tas, N., Sise, O., Ulu, M., Dogan, M., 2007 Energy resolution estimation of hemispherical deflector analyzers using electron ray – tracing code. AIP Proceeding (Basımda).

Taouil, I., Duguet A., Lahmam-Bennani A., Lohmann B., Rasch J., Whelan C. T., Walters H. R. J.,1999 (e, 2e) ionization of the 2p orbital of argon. J.Phys.B. 32: L5 - L11.

Townsend, T.S., Baily, V.A, 1922 Phil. Mag. 43:593

Trajmar, S., Register, D. F., Cartwright, D. C., Csanak, G., 1992, Differential and integral cross sections for electron impact excitation the n^3S, n^1S ve n^3P (n=2,3) level in He. J. Phys. B. 25: 4889-4910.

Trajmar S., McConkey J.W. and Kanik I., 1994 Atomic, Molecular and Optical Physics Handbook, American Institue of Physics, p. 712-723, Woodbury, New York.

Tweed, R. J., 1980 Triple differential cross sections for the ionization od helium by electron impact. J. Phys. B. 13: 4467-4479.

Ulu, M., Sise, O., Dogan, M., 2007 Optimizing the performance of an electron gun design followed by mercekes and apertures Rad. Phys. Chem. 76: 636-641.

van Boeyen, R. W., Doering, J. P., Moore, J. H., Coplan, M. A., Cooper, J. W., 2002, An investigation of basic symmetries in electron-impact ionization of magnesium. J. Phys. B. 35: L97-L103.

Weigold, E., Hood, S. T., Teubner, P. J. O., 1973 Energy and Angular Correlations of Scattered and Ejected Electrons in The Electron – Impact Ionization of Argon. Phys. Rev. Lett. 30: 475

Weigold, E., Hood, S. T., Fuss, I., Dixon, A. J., 1977 İonization of atomic hydrogen: angular correlations of the outgoing electrons. J. Phys. B. 10: L623-L627.

Weigold, E., 1984 Electron Momentum Spectroscopy- Some Recent Developments. Comments At. Mol. Phys. 15: 223-249.

Whelan, C. T., Allan, R. J., Rash, J., Walters, H. R. J., Zhang, X., Röder, J., Jung, K., Ehrhardt, H., 1994 Coulomb three-body effects in (e,2e) collisions: The ionizationof H in coplanar symmetric geometry. Phys. Rev.A. 50: 4394-4396.

Younger, S. M., 1981 J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 26: 329-337.

Zhang, S., Chen, Z., Shi, Q., Xu, K., 1997 Triple- differential cross sections of helium (e, 2e) processes. Z. Phys. D. 41: 171-173.

Zouros, T. J. M., Benis, E. P., 2002 The hemispherical deflector analyser revisited. I. Motion in the ideal 1/r potential, generalized entry conditions, Kepler orbits and spectrometer basic equation. J. Elect. Spec., 125: 221-248.