

T.C.
DİCLE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**ELEKTRON-ATOM (Ar, Ni, Kr, Xe ve W) ETKİLEŞMESİYLE L İÇ
KABUĞU İYONİZASYONU EŞİĞİ SEVİYESİNDE UYARILMASI VE
İYONİZASYON TESİR KESİTLERİNİN LOTZ DENKLEMİYLE
HESAPLANMASI**

AKİDE GELİR

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

DIYARBAKIR

EYLÜL 2011

TEŞEKKÜR

Tez konumun belirlenmesinde, çalıőmalarımın devamında yardımını esirgemeyen ve daima yol gösteren danıőman hocam Sayın Prof. Dr. Mahmut AYDINOL'a sonsuz teőekkürlerimi sunarım. Çalıőmalarımın bir kısmında yardımcı olan D. Mühendislik Fakültesi Elektrik-Elektronik Bölümünden Sayın Yrd. Doç. Dr. M. Sira ÖZERDEM' e de sonsuz teőekkürlerimi sunarım. D.. Fen Fakültesi Fizik Bölümü Baőkanı Ali YILMAZ ile bölümdeki diğer hocalarıma, D. Ziya GÖKALP Eğitim Fakültesi Fizik Bölümü Doktora đrencisi Tayfun ARSLAN'a yardımlarından dolayı çok teşekkür ederim. Her konuda yanımda olan değerli aileme ve arkadaőlarıma teőekkürler ederim.

Ayrıca, 09-FF-43 numaralı proje olarak mali destek sağlayan Dicle Üniversitesi Araştırma Projesi Fonu Yönetimine (DÜBAP), Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüđüne teőekkürler ederim.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
TEŞEKKÜR.....	I
İÇİNDEKİLER.....	II
ÖZET.....	IV
ABSTRACT.....	V
ÇİZELGE LİSTESİ.....	VI
ŞEKİL LİSTESİ.....	VII
KISALTMA VE SİMGELER.....	IX
1. GİRİŞ.....	1
1.1. Elektron-Atom Etkileşmesi Teorisi.....	1
1.1.1. Etkileşme.....	2
1.1.2. Esnek (elastik) Saçılma	4
1.1.3. Esnek olmayan (inelastik) Saçılma	4
1.2. X-Işınlarının Tanımı ve Özellikleri.....	5
1.2.1 X-Işınlarının Oluşumu.....	5
1.2.2. Sürekli X-Işınlarının Oluşumu.....	5
1.2.3. Karakteristik X-Işınlarının Oluşumu.....	6
1.2.4. X-Işını Enerji Seviyeleri.....	7
1.2.5. Coster-Kronig Geçişleri ve Auger Olayı.....	9
1.3. Tesir Kesiti Kavramı.....	11
1.4. Çarpışma Teorisinde Kullanılan Bazı Yaklaşım Metotları.....	13
1.4.1. Kısmı Dalga Analizi.....	13
1.4.2. Born Yaklaşımı (Born Approximation)	15
1.4.3. Bozunmuş Dalga Born Yaklaşımı (Distorted Wave Born Approximation – DWBA)	16

1.4.4.	Lotz'un Yarı Ampirik Formülü.....	18
2.	ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR	21
3.	MATERYAL VE METOT	31
3.1.	Materyal.....	31
3.2	Metot.....	31
3.3.	MATLAB Bilgisayar Programı Hakkında Kısa Bilgi.....	32
3.4.	MATLAB Bilgisayar Programıyla Yazılan Kodlar.....	33
4.	BULGULAR VE TARTIŞMA	39
5.	SONUÇ VE ÖNERİLER	51
6.	KAYNAKLAR	53
	ÖZGEÇMİŞ.....	57

ÖZET

ELEKTRON-ATOM (Ar, Ni, Kr, Xe ve W) ETKİLEŞMESİYLE L İÇ KABUĞU İYONİZASYONU EŞİĞİ SEVİYESİNDE UYARILMASI VE İYONİZASYON TESİR KESİTLERİNİN LOTZ DENKLEMİYLE HESAPLANMASI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Akide GELİR

DİCLE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

2011

Bu çalışmada, yüksek enerjili elektronların serbest atomlarla etkileşimiyle, Ar, Ni, Kr, Xe ve W atomlarının L_1 , L_2 , L_3 kabukları seviyesinde iyonlaşması incelendi. σ_{L1} , σ_{L2} , σ_{L3} iyonizasyon tesir kesitleri hesaplandı. Çalışmada; Ar, Ni, Kr, Xe ve W atomlarına ait L_i ($i=1, 2, 3$) alt kabukları iyonizasyon tesir kesitleri σ_{Li} , her bir atom ve 8 farklı elektron bombardıman enerjisi (E_0) değerleri için Lotz'un yarı-ampirik formülü kullanılarak hesaplandı. Eşik bölgesinden itibaren, bombardıman enerjisi E_0 ile σ_{Li} ler; $E_i < E_0 < 4E_i$ enerji aralığında her atom için ve her alt kabuk iyonizasyonu için, hızla artmaktadır. Sonuçlar atomik yapıların, Astrofizik, uzay, radyasyon ve nükleer fizik alanındaki birçok konuların anlaşılmasında ve konuyla ilgili deneysel çalışmalarda elde edilen ölçümlerin karşılaştırılmasında faydalı olacaktır.

Anahtar kelimeler: Elektron – atom çarpışmaları, L ve L alt kabukları iyonizasyon tesir kesiti, Lotz denklemi.

ABSTRACT

ELECTRON IMPACT EXCITATION OF ATOMS (Ar, Ni, Kr, Xe ve W) AT L SHELL IONISATION THRESHOLD REGION AND CALCULATION OF L SHELL IONISATION CROSS SECTIONS BY LOTZ'S EQUATION

M.Sc. THESIS

Akide GELİR

DEPARTMENT OF PHYSICS
INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES
UNIVERSITY OF DICLE

2011

In this study, electron impact excitation of free atoms (Ar, Ni, Kr, Xe and W) at their L_i (L_1, L_2, L_3) ($i = 1, 2, 3$) shells for above the ionisation threshold region values were examined. $\sigma_{L1}, \sigma_{L2}, \sigma_{L3}$ ionization cross sections were calculated. Ar, Ni, Kr, Xe and W atoms L_i subshell ionization cross sections of the σ_{L_i} , and for 8 different electron bombardment energy (E_0) values of each atom were calculated, using the Lotz equation. Since the threshold region, bombarded with energy E_0 σ_{L_i} s; $E_i < E_0 < 4E_i$ energy range for each atom and for each subshell ionization, is rapidly increasing. Results of atomic structures, astrophysics, space, radiation and nuclear physics in the understanding of many issues and will be useful for comparison of measurements obtained in experimental studies on the subject.

Key words: Electron – atom collisions, L shell and L subshell ionization cross section, Lotz's equation.

ÇİZELGE LİSTESİ

<u>Çizelge No</u>		<u>Sayfa</u>
Çizelge 3.1.	a_i , b_i ve c_i Lotz'sun yarı ampirik formülünde kullandığı parametreler, q_i alt kabuk eşdeğer elektron sayısı değerleri	33
Çizelge 4.1.	a_i , b_i ve c_i Lotz'sun yarı ampirik formülünde kullandığı parametreler, q_i alt kabuk eşdeğer elektron sayısı değerleri	39
Çizelge 4.2.	Ar atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_i ve σ_i^{rel} değerleri	40
Çizelge 4.3.	Ni atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_i ve σ_i^{rel} değerleri	41
Çizelge 4.4.	Kr atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_i ve σ_i^{rel} değerleri	43
Çizelge 4.5.	Xe atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_i ve σ_i^{rel} değerleri	44
Çizelge 4.6.	W atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_i ve σ_i^{rel} değerleri	46
Çizelge 4.7.	Atomlara ait toplam relativistik olmayan tesir kesiti (σ_{Ltop}) ve toplam relativistik tesir kesiti (σ_{Ltop}^{rel}) değerleri.	48
Çizelge 4.8.	Atom numarasına (Z) göre, E_0 değerinin her bir atom için $3E_i$ değerine karşılık L kabuğu için toplam iyonizasyon tesir kesitleri değerleri	49

ŞEKİL LİSTESİ

<u>Şekil No:</u>		<u>Sayfa</u>
Şekil 1.1.	Bir potansiyel alanın etkileşme olayına etkisi	3
Şekil 1.2.	Sürekli X-ışınlarının oluşumu	5
Şekil 1.3.	Karakteristik X-ışınlarının oluşumu	6
Şekil 1.4.	X-ışını enerji seviyeleri diyagramı	9
Şekil 1.5.	Auger olayı	10
Şekil 1.6.	İnce bir levha üzerine gelen ışın demeti	12
Şekil 2.1.	Xe atomunun L_1 alt kabuğu için etkileşme enerjisine göre iyonizasyon tesir kesiti	25
Şekil 2.2	Xe atomunun L_2 alt kabuğu için etkileşme enerjisine göre iyonizasyon tesir kesiti	26
Şekil 2.3.	Xe atomunun L_3 alt kabuğu için etkileşme enerjisine göre iyonizasyon tesir kesiti	27
Şekil 4.1.	Ar atomunun L kabuğu ve L_1 , L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin (σ_i), elektron bombardıman enerjisinin (E_0 (keV)) fonksiyonu olarak değişimi	40
Şekil 4.2	Ar atomunun L kabuğu ve L_1 , L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin (σ_i^{rel}), elektron bombardıman enerjisinin (E_0 (keV)) fonksiyonu olarak değişimi.	41
Şekil 4.3.	Ni atomunun L kabuğu ve L_1 , L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin (σ_i), elektron bombardıman enerjisinin (E_0 (keV)) fonksiyonu olarak değişimi	42
Şekil 4.4.	Ni atomunun L kabuğu ve L_1 , L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin (σ_i^{rel}), elektron bombardıman enerjisinin (E_0 (keV)) fonksiyonu olarak değişimi.	42
Şekil 4.5.	Kr atomunun L kabuğu ve L_1 , L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin (σ_i), elektron bombardıman enerjisinin (E_0 (keV)) fonksiyonu olarak değişimi	45
Şekil 4.6.	Kr atomunun L kabuğu ve L_1 , L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin (σ_i^{rel}), elektron bombardıman enerjisinin (E_0 (keV)) fonksiyonu olarak değişimi.	46

Şekil 4.7.	Xe atomunun L kabuğu ve L_1 , L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin (σ_i), elektron bombardıman enerjisinin (E_0 (keV)) fonksiyonu olarak değişimi	47
Şekil 4.8.	Xe atomunun L kabuğu ve L_1 , L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin (σ_i^{rel}), elektron bombardıman enerjisinin (E_0 (keV)) fonksiyonu olarak değişimi.	47
Şekil 4.9.	W atomunun L kabuğu ve L_1 , L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin (σ_i), elektron bombardıman enerjisinin (E_0 (keV)) fonksiyonu olarak değişimi	48
Şekil 4.10.	W atomunun L kabuğu ve L_1 , L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin (σ_i^{rel}), elektron bombardıman enerjisinin (E_0 (keV)) fonksiyonu olarak değişimi.	49
Şekil 4.11.	Atom numarasına (Z) göre, E_0 değerinin her bir atom için $\approx 3E_i$ değerine karşılık L kabuğu için toplam iyonizasyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması.	51

KISALTMA VE SİMGELER

- E_0 : Bombardıman için kullanılan elektronun enerjisi (eV)
- E_1 : Fırlatılan elektronun enerjisi (eV)
- E_2 : Saçılan elektronun enerjisi (eV)
- E_i : Atomun alt kabuklarındaki elektronlara ait bağlanma enerjileri (eV)
- E_{L_i} : L_1, L_2, L_3 alt kabuklarının iyonizasyon enerjileri (eV)
- σ_{L_i} : L_1, L_2, L_3 alt kabuklarının Relativistik olmayan tesir kesiti (cm^2 veya barn)
- $\sigma_{L_i}^{rel}$: L_1, L_2, L_3 alt kabuklarının Relativistik tesir kesiti (cm^2 veya barn)
- $(\sigma_{L_{top}})$: L_1, L_2, L_3 alt kabuklarının Relativistik olmayan toplam tesir kesiti (cm^2 veya barn)
- $\sigma_{L_{top}}^{rel}$: L_1, L_2, L_3 alt kabuklarının Relativistik toplam tesir kesiti (cm^2 veya barn)
- $1 \text{ barn} = 1 \text{ b} = (10^{-24} \text{cm}^2)$
- a_i : Katsayı ($\text{cm}^2(\text{eV})^2$)
- b_i : Katsayı
- c_i : Katsayı
- i : 1, 2, 3 (alt indis)
- q_i : Alt kabuk eş değer elektron sayısı
- m : Elektronun durgun kütlesi ($9,11 \times 10^{-28} \text{ gr}$)
- c : Işık hızı ($3 \times 10^{10} \text{cm/s}$)
- Z : Atom numarası
- Ar : Argon
- Ni : Nikel
- Kr : Krom
- Xe : Xenon
- W : Volfram (tungsten)

1. GİRİŞ

Nötr bir atomun bir temel parçacık ile etkileştirilmesi olayları atom ve molekül fiziğinde önemli bir yere sahiptir. Bu olaylar temel parçacık (foton, elektron, ...) ile atomik sistemin (nötr atom, iyon, molekül) yapısına enerji aktarımı şeklinde değişik seviyelerde uyarılmasıyla olur. Atomların elektron etkisiyle iyonlaşması, atomik çarpışma çalışmalarında en ilgi çeken alanlardan birisidir. Atom ve molekül fiziği alanında bilhassa serbest atom-elektron etkileşmelerini incelemek için sürekli geliştirilen deneysel ve teorik metotlarla diğer bilimlere temel oluşturacak bilgiler elde edilmektedir. Bu tür çalışmalar, ilk defa 1903'de elektron çarpışma tesir kesitlerinin P.Lenard tarafından çalışılması ile bir araştırma alanı haline gelmiştir. Atomların elektron etkisiyle uyarılmasında elektronların enerji kaybı, 1913 yılında J. Franck ve G. Hertz tarafından da gözlenmiştir (Franck ve Hertz 1914).

Elektron-atom etkileşimi konusunda ilgilenilen enerji aralıkları aşağıdaki şekilde gruplandırılabilir (Ulu 2007): a) iyonlaşma eşiği (eşik) bölgesi, b) düşük (iyonlaşma eşiğinin 1 ve 10 katı arası), c) orta, d) yüksek (iyonlaşma eşiğinin 10 katından daha büyük enerjiler).

1.1. Elektron-Atom Etkileşmesi

Elektron-atom etkileşmesinde oluşabilecek olaylar:

- Enerjisine bağlı olarak elektron, atomun içyapısında herhangi bir değişikliğe neden olmadan saçılabilir.
- Atomun uyarılma enerjisine eşit veya daha yüksek enerjili bir elektron, atoma çarparak atomdan bir foton salınmasına sebep olabilir.
- Gelen elektron atomdan bir elektronunu koparabilecek enerjiye sahipse atom iyonlaştırılabilir.
- Eğer atom birden fazla elektrona sahip ve gelen elektronun enerjisi bu elektronları iyonlaştırabilecek seviyede ise birden fazla elektron koparılabilir (Ulu 2007).

1.1.1.Etkileşme

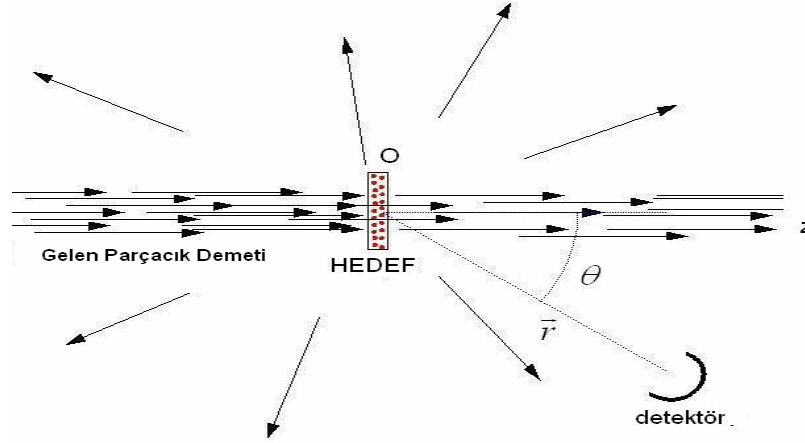
Geçmişten ve şimdiye kadarki dönemde atom, molekül veya temel parçacıkların yapısını öğrenmekte deneysel yöntem ilk sırada yer almıştır. Etkileşme olarak da bilinen bu yöntemde, sabit bir hedef parçacık üzerine belirli bir enerjiye sahip mermi parçacık gönderilir. Bu sayede etkileşen parçacıkların yön ve enerjileri gözlenir. Gelen mermi parçacık ile hedef arasındaki etkileşme potansiyeli, etkileşen parçacıkların açısal dağılımını ve enerjilerini etkileyen başlıca faktördür. Etkileşme problemlerinde kullanılan yöntemler, verilen bir potansiyel alan içindeki parçacığın bağlı enerji durumları dışında, gelen parçacığın enerjisinin önceden verilmesi esasına dayanır. Sonsuzdan gelen serbest bir parçacık küçük bir bölgede hedefle etkileşip tekrar sonsuza veya bir bölgede parçacığı gözlemek için yerleştirilen detektöre gider. Diğer bir deyişle parçacık potansiyel içinde bağlı durumda değildir ($E > 0$). Burada bilinmek istenen şey, etkileşme potansiyelinin etkileşme sonucu parçacıkların açısal dağılımını nasıl etkilediğidir. Genellikle, etkileşme konusu yaklaşık yöntemler gerektirir ve formalizmi karmaşıktır (Karaoğlu 1994).

Bir kaynaktan çıkan m kütleli ve \vec{v} hızlı parçacıklardan oluşan bir parçacık demetinin $+z$ yönünde ilerlemiş olduğunu ve kullanılan detektörün kutupsal koordinatlarının $\vec{r} = (r, \theta, \phi)$ olan bir noktaya yerleştirildiğini düşünelim. Hiçbir kuvvet etkisinde bulunmayan parçacıklar serbest parçacıklardır ve bunlar bir düzlem dalga şeklinde temsil edilirler (Erbil 1990).

Demet üzerine hiçbir kuvvet etki etmediğinde, demetin hiçbir sapmaya uğramadan yoluna devam ettiği düşünülebilir. Gelen her parçacığın momentumu $\vec{p} = \frac{h}{2\pi} \vec{k}$ biçimindedir. Gelen demet üzerine bir kuvvet etkidiğinde parçacıklar hedeften saçılıp detektörlerle sayılır ve bu sayımın sonucu reaksiyonun meydana gelme olasılığını verir. Bu ise nükleer reaksiyonların en önemli gözlemlerinden biri olan diferansiyel tesir kesitiyle orantılıdır. Gelen parçacıkların etkileşen parçacıkların sayımını etkilememesi için detektörler yeterince uzağa konur. Genellikle her detektör etkin bir kesit alanına sahiptir. Bu etkin alana dS dersek, bunun gördüğü katı açı,

$$d\Omega = \frac{dS}{r^2} = \sin\theta d\theta d\phi \quad (1.1)$$

ile verilir. Parçacık demeti bir $U(r)$ potansiyelinden türeyen bir kuvvet etkisine uğradığı zaman hareket doğrultusundan sapmaya uğrayan parçacıklar, yani kuvvet tarafından etkileşmeye uğrayanlar olabilir (Kansu 2007).



Şekil 1.1. Bir potansiyel alanın etkileşme olayına etkisi

Şekil 1.1'de görüldüğü gibi detektörle ölçüm yapıldığı zaman sapmış parçacıkların gözlenme olasılığı vardır. O_z doğrultusu ile θ açısı yapan bir $d\Omega$ katı açısı içinde etkileşen parçacıkların olasılığının $d\theta$ olduğu düşünülürse, parçacık demetinin genişledikçe $d\theta$ olasılığının küçüldüğü görülecektir. Başka bir deyimle $d\theta$ olasılığı demetin dik kesitinin A alanı ile ters orantılıdır (Erbil 1990). Kuantum mekaniği olarak bu $d\sigma$ değerinin nasıl bulunacağını görelim:

Birim zamanda birim kesitten geçen parçacık sayısına akı adı verilir ve J ile gösterilir. Bu akıya karşılık, detektörün kapsadığı $d\Omega$ katı açısı içine birim zamanda etkileşen parçacıkların sayısı dN olduğunda, bir etkileşme deneyinin diferansiyel tesir kesitinin,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dN}{J} \quad (1.2)$$

bağıntısıyla tanımlandığı ortaya çıkar. Diferansiyel tesir kesitinin boyutu alan mertebesinde olduğu için birimi m^2 cinsinden alınır (Kansu 2007). Aslında bu büyüklük gerçekte kesit değil, etkileşme olasılığıyla alakalıdır. Nükleer fizikte kullanılan alan birimi barn olarak verilir ve $1barn = 10^{-24} cm^2$ 'dir. Bu büyüklük genellikle, seçilen (θ, ϕ) kutupsal açılarının bir fonksiyonu olacaktır. Diferansiyel tesir kesitinin tüm açılar üzerinden integrali alınırsa toplam tesir kesiti elde edilir (Kansu 2007). Tüm bu bağıntılar klasik ve kuantum mekaniğinde birlikte geçerlilik kazanırlar.

$$\sigma = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta d\phi \quad (1.3)$$

1.1.2. Esnek (elastik) Etkileşme

Gelen parçacık nükleer potansiyelin ucuna ulaştığında, ilk etkileşme (doğrudan hedef çekirdekteki nükleonlarla çarpışmaksızın) hedef çekirdeğin şekli ile büyüklüğüne ve bunların oluşturduğu potansiyel kuyuya bağlı olarak dalga fonksiyonunun kısmi bir yansıması olacaktır. Esnek etkileşimde giriş kanalı ($a + X$), çıkış kanalına ($Y+b$) eşittir. Yani mermi parçacık ile reaksiyondan çıkan parçacık birbirleri ile aynı ($a=b$) olduğu gibi, hedef çekirdek ile kalan çekirdek de birbiri ile aynıdır ($X=Y$) ve reaksiyonun Q değeri sıfırdır (Satchler 1980). Çekirdeklerin iç dinamiklerinde herhangi bir değişimin olmadığı esnek etkileşme işlemi,

$$a+X \rightarrow X+a \quad (1.4)$$

formuna sahiptir. Hedef çekirdeğin enerji durumunda bir değişikliğin olmadığı esnek etkileşme işleminde; hedefe gönderilen mermi demeti, hedef ile arasındaki etkileşmeye bağlı olarak geliş doğrultusundan saparak etkileşmektedir (Kürkçüoğlu 2006).

1.1.3. Esnek Olmayan (inelastik) Etkileşme

Mermi Coulomb engelini aşabilecek enerjiye sahipse, bir nükleon ile doğrudan bir etkileşme söz konusudur, gelen parçacığın nükleonuna ait dalga fonksiyonunun bir parçası hedef çekirdeğe girerek hedef çekirdeğin nükleonunu boş bir seviyeye çıkarabilir. Esnek olmayan saçılmalarda reaksiyondan çıkan parçacık ile mermi birbirleri ile aynıdır, fakat farklı kinetik enerjilere sahiptirler. Bu durumda a mermisi, uyardığı hedef çekirdeği daha düşük bir enerji ile terk edecektir. Bu tür işlemler

$$a+X \rightarrow X^* + a' + Q \quad (1.5)$$

şeklinde sembolize edilebilir. Burada X^* , X çekirdeğinin uyarılmış bir durumunu, a' ise ürün parçacığı (kinetik enerjisi değişerek hedeften etkileşen mermiyi) temsil etmektedir. Esnek olmayan etkileşmeler için Q -değeri sıfırdan farklıdır ve hedef çekirdeğin X^* uyarılmış durumuna geçmesi için gereken uyarılma enerjisi (E_x) cinsinden, $Q = -E_x$ ile verilmektedir (Satchler 1980). Diğer bir olasılık, a nın kompleks bir çekirdek olması halinde hem hedef hem de merminin uyarılmasıyla sonuçlanan, $X(a, a^*) X^*$ formundaki esnek olmayan etkileşme işlemidir.

1.2. X-Işınları

1.2.1. X-Işınlарının Tanımı ve Özellikleri

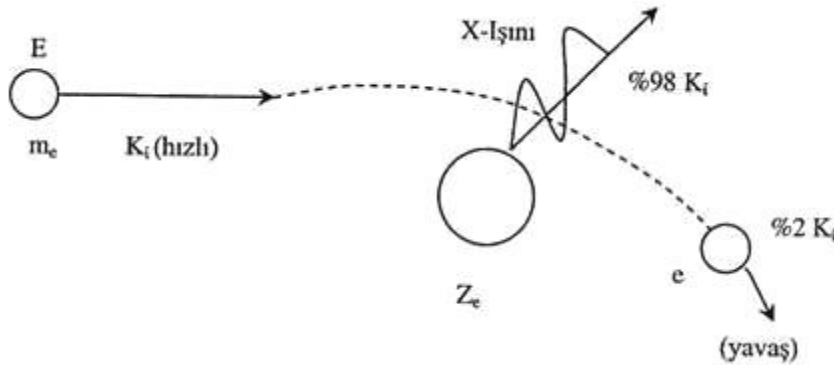
X-ışınları elektromanyetik spektrumda ultraviyole ışık ile gama ışınları arasında yer alır. X-ışınları dalga boylarına göre; dalga boyu $\lambda < 0,1 \text{ \AA}$ ise çok sert, $\lambda = 0,1-1 \text{ \AA}$ ise sert, $\lambda = 1-10 \text{ \AA}$ ise yumuşak, $\lambda > 10 \text{ \AA}$ ise çok yumuşak olarak isimlendirilir. X-ışınlarının en genel kaynağı bir metal atomu bombardımana tabi tutan yüksek enerjili elektronların yavaşlamasıdır. X-ışınları çekirdek içinde değil, elektronlar seviyesinde meydana gelen bir kısım olayların ürünüdür (Tuzluca 2007).

Elektromanyetik ışımadan dolayı X-ışınları çift karakterlidir. Dalga ve tanecik özelliği gösterirler. X-ışınları kaynaktan çıkarak sapmadan yayılırlar. Elektrik ve manyetik alanların etkisi ile saptırılmazlar. X-ışınlarının bu davranışı, yüklü tanecik olmadıklarını gösterir. (Tuzluca 2007).

1.2.2. X-Işınlарının Oluşumu

1.2.2.1. Sürekli X-Işınlарı Oluşumu

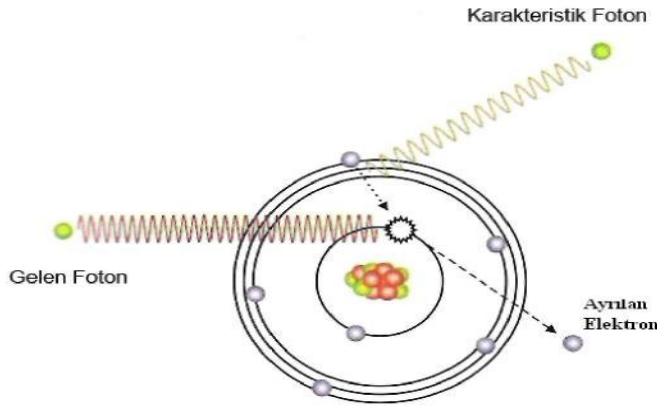
Hedefe gelen yüksek hızlı elektron, atomun çekirdeğine yaklaşırken elektronun negatif yükü ile çekirdeğin pozitif yükü etkileşir ve çekirdeğe doğru bir sapma olur. Sapan elektronun hızı dolayısı ile enerjisi azalır. Bu enerji azalması sürekli X-ışını (bremsstrahlung) olarak ortaya çıkar. Bu ışınlar sürekli denmesinin sebebi ise enerji spektrumlarının sürekli olmasındandır. Yani, sürekli X-ışınlarının enerji aralığı, hemen hemen, sıfırla yüksek hızlı elektronun maksimum enerjisi arasındadır. (Tuzluca 2007).



Şekil 1.2. Sürekli X-ışınlarının oluşumu (Tuzluca 2007)

1.2.2.2. Karakteristik X-Işınlarının Oluşumu

Hedefe gelen yüksek hızlı elektron yörüngede bulunan bir elektronla çarpışabilir. Bu çarpışma sonucunda yüksek hızlı elektrondan yörünge elektronuna uyarılma enerjisi aktarılır. Yörünge elektronuna aktarılan bu uyarılma enerjisi ya elektronu atomdan dışarı atacak ya da bulunduğu yörüngeden bir üst yörüngeye çıkaracaktır. Her iki durumda da yüksek hızlı elektron, enerjisinin bir kısmını orbital elektronuna verir. Orbital elektronu aldığı bu fazla enerjiyi X-radyasyonu olarak verir. Bu şekilde iki elektronun çarpışmasından meydana gelen radyasyona karakteristik radyasyon adı verilir. Bu ad orbitalin karakteristik enerji seviyelerinden gelmektedir.



Şekil 1.3. Karakteristik X-ışını oluşumu (Tuzluca 2007)

Bir orbital elektronu atomdan çıkarsa yerinde bir boşluk kalacaktır. Bu boşluğu doldurmak için daha üst yörüngelerde bulunan bir elektron buraya geçer. Bu hareketlilik atomik denge için gereklidir. Çekirdekten daha uzaktaki orbitallerde bulunan elektronlar daha büyük enerjiye sahiptirler. Bu yüzden üst yörüngeden alt yörüngeye geçen bir elektron, aradaki enerji farkını elektromanyetik dalga yani X-ışını olarak verir. Genel olarak, orbital elektronlarının enerjileri yüksek hızlı elektrona göre oldukça düşüktür. Bu yüzden meydana gelen X-ışınlarının enerjileri orbital elektronlarının enerjilerini yansıtırlar, yani enerjileri düşüktür ve X-ışınları olan her yerde karakteristik X-ışınları vardır (Şahin 1989).

Diğer yandan, eğer elektron atomdan dışarı çıkamazsa sadece geçici olarak orbitalini değiştirecektir. Bunun nedeni bombardıman elektronunun enerjisinin orbital elektronunu atomdan tamamen atacak kadar olmamasıdır. Bu durumda elektron, enerjiye bağlı olarak üst yörüngelerden birine geçer ve yerinde bir boşluk bırakır. Bu

boşluk bir üst seviyedeki elektron tarafından doldurulmalıdır. Fakat bu durumda fazla enerji elektromanyetik dalga, yani X-ışını olarak verilmelidir.

Karakteristik X-radyasyonunun enerjisi bombardıman elektronunun enerjisi ile tayin edilmez. Karakteristik X-ışınlarının enerjisi, bir orbital elektronunun bir yörüngede bulunan boşluğu doldururken verdiği enerjidir.

1.2.3. X-Işını Enerji Seviyeleri

Herhangi bir yolla bir atomdan elektron sökülürse veya daha üst enerji seviyelerine çıkarılırsa atom uyarılmış olur. Bu uyarma genellikle, hızlandırılmış elektronlarla, X-ışını tüpünden yayınlanan X-ışınları ile radyoizotop kaynaktan yayınlanan fotonlarla, proton, nötron ve α parçacıklarıyla, sekonder X-ışınları ile gerçekleştirilir. Bu yöntemlerden biriyle atomun herhangi bir tabakasından sökülen elektronun yerine çok kısa bir zaman içerisinde (10^{-8} ~ 10^{-9} sn arasında) üst tabakalardan bir elektron geçişi olur.

K tayfi, K tabakasındaki boşluklara elektronların geçişlerini takiben oluşur. K tayfi basit bir yapıya sahiptir ve genellikle çok yüksek atom numaralı elementler için oluşan ekstra iki çift çizgiden meydana gelir. L tayfi, L tabakalarındaki boşlukları doldurmak için elektronların bu boşluklara geçişlerine takiben oluşur. Üç alt tabakaya sahip L tabakası ile tekli K tabakası karşılaştırıldığında, seçim kuralları ile kabul edilen L geçişlerinin sayısı K'dan çok daha fazla olmuş olacaktır. Bu yüzden L tayfi K tayfindan çok daha karmaşıktır ve yüksek atom numaralı elementlerde, 20 ile 30 arasında diyagram çizgileri gözlemek mümkündür. K serilerindeki gibi, önemli sayıda yasak geçişler ve karakteristik çizgiler gözlenebilir (Tuzluca 2007). K ve L tabakalarına kıyasla beklenildiği gibi, beş alt tabakaya sahip M tayfi K ve hatta üç alt tabakaya sahip L tayflarından daha karmaşık ve daha kararsızdır.

Seçim Kuralları: Karakteristik X-ışınları tayfinin oluşmasına neden olan geçişler, rastgele olmayıp elektronik dipol seçim kurallarına göre sınırlanmıştır.

$\Delta n \neq 0$ (n: Baş kuantum sayısı)

$\Delta l = \pm 1$ (l: görünge kuantum sayısı) veya $\Delta j = 0$

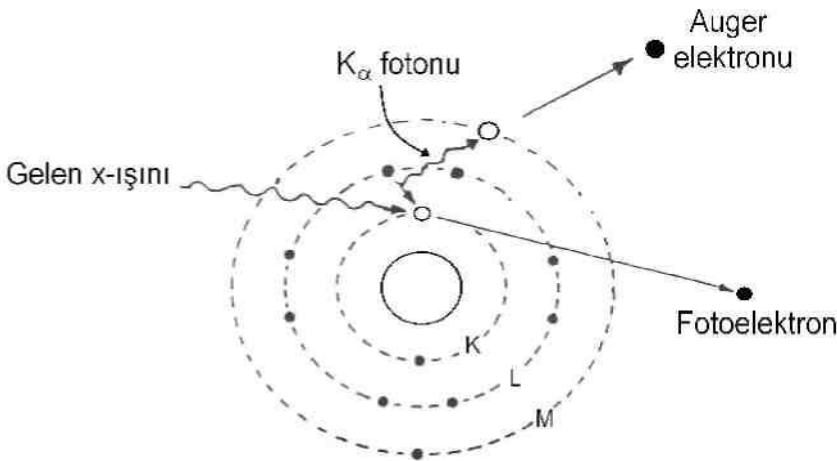
Bunların dışındaki geçişler yasak geçişlerdir. Bir atomun herhangi bir alt kabuğundan bir elektron sökülerek uyarıldığında, oluşan boşluklar, daha yüksek

tabakalardaki elektronlar tarafından seçim kurallarına göre doldurulur. Eğer doldurulan tabaka K tabakası ise bu ışınlar K X-ışınları adını alırken, L tabakasında meydana getirilen bir boşluk daha üst tabaka elektronu tarafından doldurulmuş ise L X-ışınları adını alır. K'da meydana gelen boşluğu L tabakası elektronu doldurmuş ise K_{α} , M tabakası elektronu tarafından doldurulmuş ise K_{β} olarak adlandırılır (Şahin 1989). Eğer doldurulan tabaka M tabakası ise bu ışınlar M X-ışınları adını alır (Tuzluca 2007). Bu geçişlerden meydana gelen X-ışını enerji seviyeleri diyagramı ise Şekil 1.4' de gösterilmiştir.

- Auger geçişi
- Coster-Kronig geçişler
- Kendiliğinden geçişleri

Herhangi bir olay sonucu atomda meydana gelen boşluk üst tabakadaki başka bir elektron tarafından ışımalı veya ışımaz olarak doldurulabilir. Bunlardan Auger, Coster-Kronig ve Kendiliğinden geçişleri ışımaz olaylardır. Işımsız geçişlerin her biri ayrı ayrı isimlendirilmiş olsa da, aslında hepsi Auger olayıdır (Ferreira 1987). Atomun iç tabaka elektronları çeşitli yollara sökülerek atomlar iyon haline getirilir. Bu sökülen elektronların geride bıraktığı boşluk bir üst tabakadaki elektronlar tarafından doldurulur. Bu olay sırasında tabakalar arasındaki fark kadar dışarıya enerji yayımlanır. Bu olaya ışımaz geçiş denilir. Bir atomda herhangi bir yolla, tabaka veya alt tabakalardaki bir boşluğun bir X-ışını yayımlayarak (ışımalı geçişle) doldurulması ihtimaline floresans verim denir (Tuzluca 2007).

Auger olayı, atomda herhangi bir sebeple dış kabukta oluşan boşluk daha iç bir kabuktaki elektronla doldurulur. Salınan foton üst kabuktaki bir elektrona daha söker. Sökülen elektrona Auger elektronu denir. Auger olayı daha ziyade düşük atom numaralı elementlerde yaygındır. Çünkü bu atomların değerlik elektronları daha gevşek bağlıdır ve karakteristik X -ışınlarını daha kolay soğururlar. Aynı nedenlerden dolayı, K serisinden çok L serisinde rastlanır (Ferreira 1987). Bu olay aşağıdaki şekilde gösterilmiştir.



Şekil: 1.5. Auger olayı (Taş 2011)

Coster-Kronig geçişler aynı tabakanın alt tabakalarında meydana gelirler. Atomdaki $\Delta n = 0$ olan geçişler yasak geçişlerdir. $\Delta n = 0$ da meydana gelen alt tabakalar arasındaki geçişlere ya da boşluk transferlerine Coster- Kronig geçişler denilir (Tuzluca 2007).Coster-Kronig geçişi Auger geçişinin özel bir durumudur. Auger olayından farklı olarak boşluğun bulunduğu kabukla, bu boşluğu dolduran elektronun kabuk düzeyi aynıdır. Yani $\Delta n = 0$ 'dır. Bir kabuğun alt kabukları arasındaki enerji seviyelerinin farkları oldukça düşük olacağından, elektron, ilgili atomun en düşük seviyesinden koparacaktır. Böylece Coster-Kronig elektronun enerjisi de Auger elektronunun enerjisine göre daha düşük olacaktır. (Herhangi bir yol ile x tabakasının ($x= L, M, N, \dots$) x_i alt tabakasında meydana getirilmiş bir boşluğun, daha yüksek x_j alt tabakasına kayma ihtimali Coster-Kronig geçiş ihtimali olup f_{ij}^x ile gösterilir. Örneğin, L tabakası için f_{13} Coster-Kronig geçişi, L_3 alt tabakasından L_1 alt tabakasına bir elektronun geçiş ihtimalidir. Coster-Kronig geçişler ışımali ve ışımaz olmak üzere iki kısımdan ibarettir (Taş 2011).

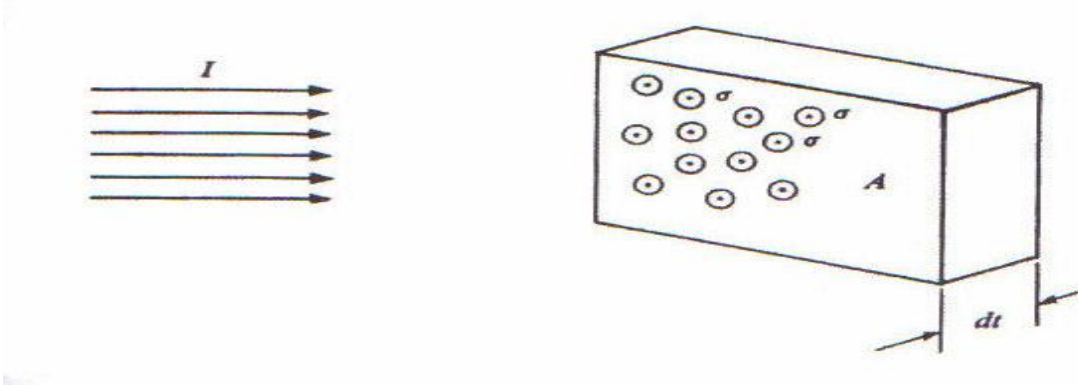
Kendiliğinden geçişler ise en üst seviyedeki iki elektron eş zamanlı olarak doldurulmamış daha yüksek bir seviyeye uyarılır. Elektronlar eski hallerine döndürüldüğünde diğer bir elektron sökülür. Bu işlemde ikiden fazla elektron da kullanılabilir (Taş 2011).

1.3. Tesir Kesiti Kavramı

Tesir kesiti, herhangi bir olayın meydana gelme ihtimalinin bir ölçüsüdür. Bu ölçü hedef parçacığı kuşatan hayali bir alanla karakterize edilir. Bir hedef parçacığı tesir kesiti, ilgili olayın tabiatına ve gelen parçacığın enerjisine bağlıdır ve parçacığın geometrik kesitinden daha büyük ya da daha küçük olabilir. Bu nicelik, ışının madde ile etkileşmesine bağlı olarak, soğurma ve saçılma tesir kesiti olarak isimlendirilir. Tesir kesiti deneysel olarak ölçülebilen ve teorik değerlerle karşılaştırılabilen bir ifade olduğundan nükleer işlemlerin ayrıntılı olarak incelenmesinde kolaylık sağlar. Suni radyoizotopların üretilmesinde, soğurmada, saçılmada veya herhangi bir nükleer reaksiyonda gelen ışınlardaki parçacıklar hedef çekirdeğe çarptığı zaman neler olabileceği ihtimaliyetini ifade etmek için tesir kesitine ihtiyaç duyulmuştur. Tesir kesitinin tam olarak bilinmesi, reaktör zırlama, endüstriyel radyography, tıbbi fizikte, enerji taşıma ve depolamada, radyasyon soğurma katsayılarının hesaplanmasında, farklı

elementlerin değişik fotoiyonizasyon enerjilerinde, karakteristik K, L ve M tabaka ve alt-tabaka X ışını flüoresans tesir kesitlerinin deneysel olarak ölçülmesinde, atomların yapısı, yas tayini, tahribatsız miktar analizlerinde, ilaç sanayi gibi fiziksel ve kimyasal bir çok alanda kullanılmaktadır. Bununla birlikte bu ölçümler, fotoiyonizasyon tesir kesitleri, sıçrama oranı, X ışını yayınlanma hızları ve flüoresans verim gibi fiziksel parametrelerin doğrudan kontrolünü sağlar (Dözen 2006).

A yüzeyine ve dt kalınlığına sahip ince bir levhanın birim hacminde I şiddetinde düşürülen n tane atom varsa ve atomik tesir kesiti, yani bir tür olayın meydana gelmesi ile orantılı olarak atomu kuşatan etkin alan σ ise, gelen parçacıklar bu alana düştüğü zaman bir nükleer reaksiyon meydana gelecektir. Bu parçacıklar demeti ince levhadan geçerken, bir miktarının madde atomları tarafından azaltılma ihtimali vardır. Bu levhanın (hiçbir atom diğer atom parçacıklarla, ilgilenen olayı gerçekleştirmede eşit sansa sahiptir. Bu durumda birim yüzey başına düşen atom sayısı ndt ve A alanındaki toplam atom sayısı $Andt$ ' dir. Her bir atom ilgilenilen olaya σ etkin alanıyla katıldığından dolayı bu olayın meydana gelmesi için mümkün olan toplam hassas veya etkin alan, $\sigma Andt$ ' dir.



Şekil 1.6. İnce Bir Levha Üzerine Gelen Işın Demeti

Etkin alan kesri (f) ise;

$$f = \frac{\text{Toplam etkin alan}}{\text{toplam yüzey alanı}} = \frac{\sigma Andt}{A} = \sigma ndt \quad (1.6)$$

$$dI = -fI \quad (1.7)$$

şeklindedir. Buradan f ' nin değeri yerine yazılırsa,

$$-dI/I = \sigma ndt \quad (1.8)$$

olur. Buradaki (-) işareti dt kalınlığı attıkça I şiddetinin azalacağını gösterir. $T=0$ anında $I = I_0$ olduğu kabul edilirse, (denklem (1.8) in integralinden)

$$I = I_0 e^{-\sigma nt} \quad (1.9)$$

elde edilir. Gelen ışın demetindeki N parçacık sayısı, ışın demetinin şiddetiyle orantılı olduğundan, bu denklem

$$N = N_0 e^{-\sigma ndt} \quad (1.10)$$

olarak yazılabilir. Burada N_0 ince levhaya gelen parçacıkların sayısı ve N , levhanın t kalınlığını geçen parçacıkların sayısıdır. Buna göre ilgilenilen olayın gerçekleşmesi ihtimaliyeti yani tesir kesiti,

$$\sigma = dN/N_0nt \quad (1.11)$$

dir ve birimi 'barn' ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$) olarak ifade edilir (Dözen 2006).

1.4. Çarpışma Teorisinde Kullanılan Bazı Yaklaşım Metodları

Çarpışma teorisinde birçok yaklaşım metodu geliştirilmiştir. Bu bölümde bu metotların bir kaçı üzerinde duruldu.

1.4.1 Kısmi Dalga Analizi

Kısmi dalga analizi, tek elektronlu atomlardan düşük ve orta enerjili elektronların esnek saçılmasında iyi sonuç veren bir yaklaşım yöntemidir. Saçılan parçacıkların küresel dalgalarla temsil edildiği kısmi dalgalar yöntemi uygulanırken, gelen düzlem dalga da küresel dalgalar cinsinden, (Kürkçüoğlu 2006).

$$\varphi_g = e^{ikz} = \sum_{l=0}^{\infty} i^l (2l+1) j_l(kr) P_l(\cos\theta) \quad (1.12)$$

biçiminde ifade edilebilmektedir. Burada $J_l(kr)$ fonksiyonları, radyal Schrödinger denkleminin hedeften yeterince uzaktaki çözümleri olan küresel Bessel fonksiyonlarını ve $P_l(\cos\theta)$ fonksiyonları ise Legendre polinomlarını temsil etmektedir. Gelen ve

dolayısı ile daha sonra saçılan dalğanın bu açılımı, kısmi dalga açılımı olarak adlandırılmaktadır. Bu açılımda her kısmi dalga özel bir açısal momentumuna karşılık gelmektedir (Spektroskopi terminolojisinde; $l=0$ terimi dalga fonksiyonunun s-dalga bileşeni olarak, $l=1,2,3,\dots$ terimleri ise sırasıyla p, d, f,... kısmi dalgaları şeklinde adlandırılmaktadır). Merkezi çekirdek potansiyelinin en fazla birkaç kısmi dalga üzerinde etkili olduğunun kabulü, bu yöntemi kullanışlı hale getirmektedir (Krane, 1988). Sıfır spinli parçacık demetinin sıfır spinli hedeften esnek saçılması durumu için kısmi dalgalar yönteminde $f(0)$, saçılma genliği

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1) (e^{2i\delta_l} - 1) P_l(\cos\theta) \quad (1.13)$$

veya

$$f(\theta) = \frac{1}{k} \sum_l (2l+1) e^{i\delta_l} \sin\delta_l P_l(\cos\theta) \quad (1.14)$$

şeklinde ifade edilmektedir. Burada δ_l , l ninci kısmi dalğanın faz kaymasını göstermektedir. δ_l 'nin sıfır olması durumunda saçılma genliği de sıfır olacağından (Eşitlik 1.14), bu durumda saçılma gerçekleşmeyecektir. Saçılma ile ilgili tüm bilgileri bünyesinde barındıran saçılma genliği ifadesi kullanılarak, diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = f^*(\theta)f(\theta) = \frac{1}{4k^2} |\sum_l (2l+1) i(1 - \eta_l) P_l(\cos\theta)|^2 \quad (1.15)$$

formunda verilmektedir (Krane 1988). Legendre polinomlarının integralinin alınmasıyla, saçılma için toplam tesir kesiti ifadesine ulaşılmaktadır:

$$\sigma = \sum_l \pi \lambda^2 (2l+1) |1 - \eta_l|^2 \quad (1.16)$$

Eşitlik 1.16'da, λ indirgenmiş de Broglie dalga boyu olup dalga sayısının tersine eşittir.

Yansıma katsayısı $\eta_l = B_l e^{2i\delta_l}$ formundadır, burada $B_l i^l (2l+1) e^{i\delta_l}$ ve $i^l = e^{i\frac{1}{2}l\pi}$ dir. Yansıma katsayısı η_l , S-matris olarak nitelenmektedir. Yansıma katsayısı, $0 < \eta_l < 1$ aralığında değişir. Yalnızca esnek saçılmanın olması ($|\eta_l|=1$) halinde $\eta_l = e^{2i\delta_l}$ şeklinde yazılabilir. Bu durum için $|1 - \eta_l|^2 = 4\sin^2\delta_l$, ve Eşitlik 1.16

$$\sigma_e = \sum_l 4\pi \lambda^2 (2l+1) \sin^2\delta_l \quad (1.17)$$

halini almaktadır (Krane 1988). Esnek saçılma tesir kesiti, dalga sayısı k ve faz kayması'nin δ_l belirlenmesiyle Eşitlik 1.17 vasıtasıyla bulunabilir.

1.4.2. Born Yaklaşımı (Born Approximation)

Çok yüksek enerjili elektronların esnek saçılmasında kullanılan bir yaklaşıktır.

Merkezi bir potansiyelden saçılma durumunda Shrödinger denkleminin çözümü ingral formda yazmak mümkündür:

$$L_k(r) \varphi(r) = U(r)\varphi(r) \quad (1.18)$$

yazılabilir. Burada $L_k(r) = \nabla^2 + k^2$ dir. Denklem (...1) i soldan $L_k^{-1}(r)$ ile çarpıp integre edilir ve çözüm dalga fonksiyonuna homojen çözüm de ($V=0$) eklenirse:

$$\varphi(r) = \varphi_k(r) + \int U(r')\varphi(r')L_k^{-1}(r)\delta(r' - r)dr'$$

elde edilir. Burada $\varphi_k(r) = e^{ikr}$ homojen çözümdür. Green fonksiyonunun özellikleri ve dirac delta fonksiyonunun integral biçimi dikkate alınırsa,

$$G_k(R) = \frac{1}{4i\pi^2 R} \int \frac{g e^{igR}}{k^2 - q^2} dq, \quad (1.19)$$

$$\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}'$$

elde edilir. Bu integral rezidü teoremi yardımıyla çözülebilir ve $q=+k$ için fiziksel olarak anlamlıdır. Buradan,

$$G_k^+(r - r') = -\frac{1}{4\pi} \int \frac{e^{ik|r-r'|}}{|r-r'|} \quad (1.20)$$

elde edilir. Bu ifade

$$\varphi_k^+(r) = \varphi_k(r) - \frac{1}{4\pi} \int \frac{e^{ik|r-r'|}}{|r-r'|} U(r')\varphi_k^+(r')dr' \quad (1.21)$$

Bu ifade denklem (1.21) integral formudur. R nin büyük değerlerinde $\frac{1}{r-r'} \approx \frac{1}{r}$ ve

$k|r - r'| \approx kr - k.r'$ yaklaşımı yapılabilir. Burada k' , k nin büyüklüğünde ve r yönünde bir vektördür. Bu durumda,

$$\varphi_k^+(r) = \varphi_k(r) - \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \int e^{-ik'.r'} U(r') \varphi_k^+(r') dr' \quad (1.22)$$

Bu ifade denklem (1.21) ile karşılaştırılarak saçılma genliği,

$$f(\theta, \varphi) = -\frac{1}{4\pi} \int e^{-ik' \cdot r'} U(r') \varphi_k^+(r') dr' \quad (1.23)$$

elde edilir.

Born yaklaşımına göre, (Boztosun 2006) V potansiyeli gelen parçacığın enerjisine göre yeterince zayıfsa saçılma dalgalarının genliğindeki değişim küçük olur. O halde saçılan dalgaları temsil eden $\psi_{k^+}(r)$ yerine gelen düzlem dalgalar alınabilir. Bu yaklaşıma göre saçılma genliği,

$$f_{BA} = -\frac{1}{4\pi} \int e^{-ik' \cdot r'} U(r') e^{-ik \cdot r'} dr' \quad (1.24)$$

bu ifade Born yaklaşıklığı olarak bilinir.

1.4.3. Bozunmuş Dalga Born Yaklaşımı (Distorted Wave Born Approximation - DWBA)

Bozulmuş dalga Born yaklaşımı (DWBA), Potansiyeli iki potansiyelin toplamı, ($U = U_1 + U_2$) olarak ele alır. Öyle ki U_2 potansiyelinin ilk Born yaklaşımındakine benzer olarak U_1 e göre zayıf olduğunu düşünür. Bu yaklaşım için özdeğer denklemi,

$$[U^2 + k^2 - U_1(r)]X_1(k, r) = 0 \quad (1.25)$$

Bu denklemin çözüm dalga fonksiyonu $X_1(k, r)$ dalga fonksiyonu, $X_1^+(k, r)$ ve $X_1^-(k, r)$ dalga fonksiyonlarının süper pozisyonu olarak yazılabilir ki, $X_1^+(k, r)$ düzlem dalga ve giden saçılmış küresel dalgaların toplamıdır. $X_1^-(k, r)$ ise düzlem dalga ve gelen saçılmış küresel dalgaların toplamını temsil eder. Bu dalgalar kendi aralarında zaman tersinirdir. Yani,

$$X_1^-(k, r) = [X_1^+(-k, r)]^* \quad (1.26)$$

Born' un ilk yaklaşımına benzer tarzda en genel çözüm,

$$X(k, r) \rightarrow X_1^+(k, r) - \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \int [X_1^-(k', r')]^* U_2(r') X(k, r') dr' \quad (1.27)$$

Bu ifade ilk Born yaklaşımındakine benzer olarak denklem 1.21 ile karşılaştırılıra V_2 potansiyelinden dolayı oluşan saçılma genliği,

$$f_2(\theta, \varphi) = -\frac{1}{4\pi} \int X_1^-(k', r') U_2(r') X(k, r') dr' \quad (1.28)$$

U_2 potansiyeli U_1 potansiyeliyle karşılaştırıldığında çok zayıftır. Dolayısıyla U_2 den saçılan dalgaların genliğindeki değişme çok küçük olacağı için $U_1 + U_2$ den saçılan dalgaları temsil eden $X(k, r')$ yerine U_1 den saçılan dalgalar, $X_1^+(k, r)$ (bozulmuş dalga) kullanılabilir. (DWBA yaklaşımı). O halde U_2 potansiyelinden saçılmayı temsil eden saçılma genliği,

$$f_2(\theta, \varphi) = -\frac{1}{4\pi} \int X_1^-(k', r') U_2(r') X^+(k, r') dr' \quad (1.29)$$

Toplam saçılma genliği U_1 ve U_2 potansiyelinden dolayı oluşan saçılma genliklerinin toplamıdır, yani $f(\theta, \phi) = f_1(\theta, \phi) + f_2(\theta, \phi)$ O halde,

$$f_{DWBA}(\theta, \varphi) = f_1(\theta, \varphi) - \frac{1}{4\pi} \int X_1^-(k', r') U_2(r') X^+(k, r') dr' \quad (1.30)$$

Bu yaklaşım metodu elastik, inelastik ve yeniden düzenleme reaksiyonlarına uygulanabilir. U_1 potansiyelinden saçılma elastik saçılmayı, U_2 potansiyelinden saçılma inelastik saçılmayı açıklar. Aslında burada yapılan bir nevi pertürbasyondur ve istenirse U potansiyeli birçok potansiyelin toplamı olarak yazılır ve pertürbasyonun derecesi artırılmış olur. Bunu daha iyi anlayabilmek için Born serisini elde edelim; bunun için Schrödinger denklemini Green operatörü formunda yazıp itere edelim:

$$(E - H_0)\varphi = V\varphi \Rightarrow \varphi = (E - H_0)^{-1}V\varphi \quad (1.31)$$

Burada $G_0(E)$ Green operatörüdür. Bu ifadeye homejen çözüm ilave edilip itere edilirse

$$\psi = \varphi + G_0V\psi \Rightarrow \psi = \varphi + G_0V\varphi + G_0VG_0V\varphi + \dots \quad (1.32)$$

saçılma genliği,

$$f(\theta, \varphi) = \frac{-m}{2\pi\hbar^2} \left[\int dr e^{-i\vec{k}' \cdot \vec{r}} V(r) G_0(r, r') V(r') e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} + \dots \right] \quad (1.33)$$

Böylece saçılma serisi elde etmiş olduk (Born Serisi). Bu serinin ilk terimi Born yaklaşımı için bulduğumuz saçılma genliğidir. İlk terim elastik kanaldan saçılmayı açıklarken diğer terimler inelastik kanallardan saçılmayı açıklar ki bu çiftlenim kanallar modeline benzer. Optik model ise elastik saçılma potansiyelini V ile inelastik saçılma potansiyelini (Kayıp *akı*) W ile temsil edilir.

Born yaklaşımının geçerli olabilmesi için ya potansiyel çok sığ olacak ya da gelen parçacığın enerjisi çok yüksek olacaktır (Boztosun 2006). Daha genel bir ifadeyle,

$$\frac{|V_0|}{E} \ll \ll \frac{1}{ka}$$

olmalıdır. Burada V_0 potansiyelin derinliği ve a difüzyon kalınlığıdır. Buna göre Born yaklaşımı yüksek enerji limitinde doğru olacaktır.

Bozunmuş Dalga Born Yaklaşımı, elastik ve inelastik saçılma analizleri için en güçlü modellerden biri olarak denenmiştir.

1.4.4. Lotz'un Yarı - Ampirik Formülü

Bu formül 1967 de Lotz tarafından elektron-atom/iyon etkileşmesinde orta enerjilerde atomların iç kabuklarının iyonizasyon tesir kesitini hesaplamak için geliştirilmiştir. Bu formül önce atom numarası 1-20 arasında olan atomlarda Lotz tarafından denenmiştir. Daha sonra V. M Pessa ve U.R Newell (1971) de bu formülü atom numarası 4-90 olan atomların iyonizasyon tesir kesitini hesaplamak için kullanmışlardır.

Relativistik olmayan bölgede iyonizasyon tesir kesitini hesaplamak için kullanılan Lotz'sun yarı-ampirik formülü (Lotz 1968) aşağıdaki gibidir.

$$\sigma_i = a_i q_i \frac{\ln(E_o/E_i)}{E_o E_i} (1 - b_i \exp(-c_i (E_o/E_i))) \quad (1.34)$$

σ_i relativistik olmayan tesir kesitidir. E_o olay elektronun etkileşme enerjisi, E_i alt kabukların bağlanma enerjisi, q_i alt kabuk eş değer elektron sayısı. a_i , b_i ve c_i Lotz tarafından belirlenen sabitlerdir (Newell ve Pessa 1971). Denklem (1.34) de $\frac{\ln(E_o/E_i)}{E_o E_i}$ düşük enerjili elektronlar için düzelme faktörüdür.

$$f(v) = \left(\frac{k_1}{k_2}\right) \left(\frac{k_2}{(k_1+k_2)}\right)^{3/2} \quad (1.35)$$

$$F(v) = \frac{k_1}{k_2} \left(\frac{2+k_1}{2+k_2}\right) \left(\frac{1+k_2}{1+k_1}\right)^2 \left(\frac{(1+k_1)^2}{(1+k_1)^2 + \frac{k_1(2+k_1)}{k_2(2+k_2)} \left(\frac{1+k_2}{1-k_1}\right)^2}\right)^{3/2} \quad (1.36)$$

Dinamik sistemin elektron- elektron çarpışmalarında $f(v)$ relativistik olmayan çarpışmalar için, $F(v)$ relativistik çarpışmalar için coulomb hız dağılım fonksiyonudur.

$$k_1 = \frac{E_i}{mc^2}$$

$$k_2 = \frac{E_o}{mc^2}$$

m elektronun kütlesi, c boşlukta ışık hızıdır. Denklem (1.36), denklem (1.35) ye oranladıktan sonra denklem (1.34) ile çarpıldığında denklem (1.37) yani relativistik iyonizasyon tesir kesiti elde edilmiş olur (Newell ve Pessa 1971).

$$\sigma_i^{rel} = \left(\frac{F(v)}{f(v)} \right)_i \sigma_i \quad (1.37)$$

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Bu konudaki ilk detaylı çalışmalar Massey ve Burhop (1969) tarafından yapılmıştır. 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. Saçılma deneylerinin sonuçlarını açıklamak için geliştirilen teoriler, deneysel çalışmalarla paralel olarak başlamıştır. Bazı iyonlaşma deneylerini açıklamak için Birinci-Born yaklaşımını içeren Bethe (1930), Massey ve Mohr (1965) tarafından kurulan teorik alt yapı zamanla geliştirilmiştir. 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 etkileşmelerinin teorisini bir kitapta toplamışlardır.

Lotz (1967), elektron-atom/iyon etkileşmesinde iyonizasyon tesir kesiti hesabı için üç parametre belirleyerek yarı ampirik bir formül geliştirdi. Bu formülle yaptığı hesaplamalar ile deneysel sonuçları karşılaştırdığında eşik enerji ile 10 keV arasında %10 hata olduğu tespit etti. Lotz' un yarı ampirik formülü;

$$\sigma_i = a_i q_i \frac{\ln \left(\frac{E_o}{E_i} \right)}{E_o E_i} (1 - b_i \exp(-c_i (E_o/E_i)))$$

Burada σ_i iyonizasyon tesir kesiti, E_o elektronun etkileşme enerjisi, E_i alt kabukların bağlanma enerjisi, q_i alt kabuk eş değer elektron sayısı. a_i , b_i ve c_i Lotz tarafından belirlenen parametrelerdir.

Elektron etkisiyle hidrojen ($Z=1$) den calsiyum ($Z=20$) a kadar olan serbest atomlarla etkileşmelerini teorik olarak inceledi. İyonizasyon tesir kesiti hesabını yaparken daha önce geliştirdiği yarı ampirik formülü kullandı (Lotz 1968).

Yarı ampirik formülü ile $Z=108$ olan atomlara kadar iyonizasyon tesir kesitini hesapladı elektron etkileşme enerjisi eşik enerjisi ile 1 keV arasında aldı. Fakat hata oranlarının % 30-40 olarak arttığını gördü (Lotz 1970).

Pessa ve Newell'in yaptıkları teorik çalışmada; Lotz'sun yarı-ampirik formülünü kullanarak bağlanma enerjileri 100 eV dan 1000 eV kadar ve atom numarası 4 (Be) olandan atom numarası 90 (Toryum) olan atoma kadar elektron etkisiyle iyonizasyon tesir kesitlerini iç kabuk için hesaplamışlar. Bu çalışmada K alt kabuğu ele alınmıştır. Bu tesir kesitini hesaplamak için kullanılan basit formül bir bölgede mevcut düşük enerji olay elektronların deneysel sonuçlar ile karşılaştırılarak test edilmiştir. Modifiye bir formül relativistik enerji seviyeleri için de oldukça iyi bir yaklaşım olduğu gösterilmiştir (1971).

Bu çalışmanın amacı, atom numarası 90 ile 4 arasında ve bağlanma enerjileri 100eV ile 1keV arasında olan atomların K, L_i, M_j ve N_k alt kabuklarının tek iyonlaşma için iyonizasyon tesir kesitini hesaplamaktır. Bu iyonizasyon tesir kesitini hesaplamak için kullanılan formül değiştirilmiş ve enerjisi 1 keV dan büyük olan relativistik seviyeler için genişletildi. Bu makalede kullanılan formülün geçerliliği hem relativistik hem de relativistik olmayan bölge için deneysel sonuçlarla karşılaştırılmış ve test edilmiştir (Pessa ve Newell 1971).

Alt kabukların iyonlaşma süreci düşünülürse;



Burada E₀ serbest atomun temel haldeki elektronun enerjisi, E₁ fırlatılan elektronun ve E₂ saçılan elektronun enerjisidir. Bozulmuş haldeki hareketli iyon A⁺* sonradan temel haldeki iyon kuantum veya Auger elektron tarafından emilir.

Relativistik olmayan bölgede tesir kesiti Lotz'sun yarı-ampirik formülünden hesaplandı (Lotz 1969).

$$\sigma_i = a_i q_i \frac{\ln(E_0/E_i)}{E_0 E_i} (1 - b_i \exp(-c_i(E_0/E_i))) \quad (2.2)$$

σ_i relativistik olmayan tesir kesitidir. E₀ olay elektronun etkileşme enerjisi, E_i alt kabukların bağlanma enerjisi, q_i alt kabuk eş değer elektron sayısı. a_i, b_i ve c_i Lotz tarafından belirlenen sabitlerdir. Bu değerlerin verildiği makale kaynaklarda gösterilmiştir. Denklem (2.2) de $\frac{\ln(E_0/E_i)}{E_0 E_i}$ düşük enerjili elektronlar için düzelme faktörüdür. Lotz iki veya üç dış alt kabuk üzerinde toplam iyonizasyon tesir kesiti toplanmasıyla denklem (2.2) ile hesapladı ve deneysel sonuçlarla karşılaştırdığında uyum içinde olduğunu gördüler.

$$f(v) = \left(\frac{k_1}{k_2}\right) \left(\frac{k_2}{(k_1+k_2)}\right)^{3/2} \quad (2.3)$$

$$F(v) = \frac{k_1}{k_2} \left(\frac{2+k_1}{2+k_2}\right) \left(\frac{1+k_2}{1+k_1}\right)^2 \left(\frac{(1+k_1)^2}{(1+k_1)^2 + \frac{k_1}{k_2} \left(\frac{2+k_1}{2+k_2}\right) \left(\frac{1+k_2}{1+k_1}\right)^2}\right)^{3/2} \quad (2.4)$$

Dinamik sistemlerin elektron- elektron etkileşmelerında $f(v)$ relativistik olmayan etkileşmeler için, $F(v)$ relativistik etkileşmeler için coulomb hız dağılım fonksiyonudur.

$$k_1 = \frac{E_i}{mc^2}$$

$$k_2 = \frac{E_0}{mc^2}$$

m elektronun kütlesi, c boşlukta ışık hızıdır.(2.2), (2.3) ve (2.4) denklemleri sırasıyla hesaplandıktan sonra aşağıdaki (2.5) denkleminde yazılır ve relativistik tesir kesiti hesaplanır. Ayrıca relativistik tesir kesiti (σ_i^{rel}) de hesaplanılacaktır. Bunun için önce başka hesaplar yapılmıştır.

$$\sigma_i^{rel} = \left(\frac{F(v)}{f(v)}\right)_i \sigma_i \quad (2.6)$$

Bu çalışmanın sonucunda K kabuğu iyonizasyonu için denklem (2.2) nin E_i , 1.5 altında iken iyonizasyon tesir kesiti hesaplamaları için $3E_i \leq E_0 \leq 100E_i$ geniş bir enerji aralığında sağlandığı ve denklem (2.6) de $1.5 \leq E_i \leq 30keV$ bölgesinde geçerli olduğu fakat $E_i \geq 30 keV$ geçerli olmadığı görülmüştür (Pessa ve Newell 1971).

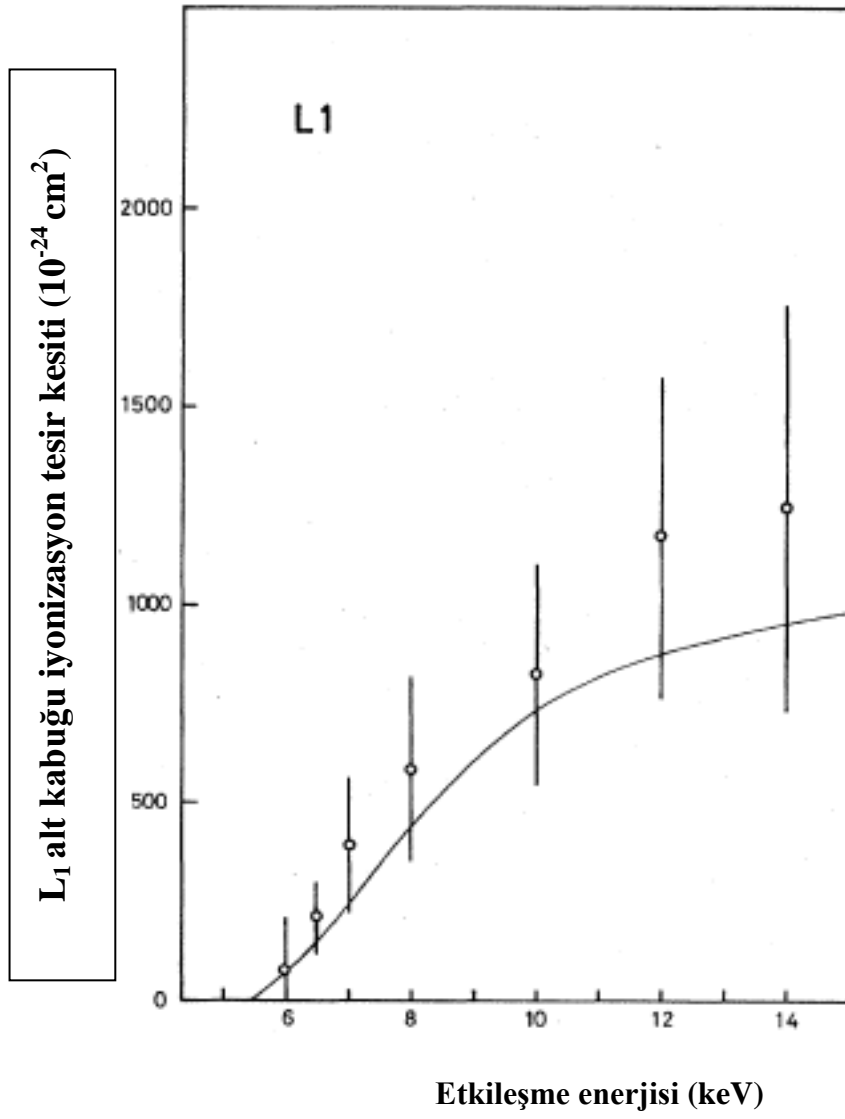
Ultrarelativistik enerjilerde elektron etkisiyle atomun iç kabukları (K, L, M) için iyonizasyon tesir kesitlerini deneysel olarak ölçmüşlerdir. Çalışmada K kabuğu için atom numarası 13-92 arasında olan 19 tane element için, L ve M kabukları için 70-270 MeV enerji aralığında L kabuğu için 9 element, M kabuğu için 2 element için ölçüm yapmışlardır. Sonuçları daha önce yapılan deneysel ve teorik çalışmalarla karşılaştırdılar (Ishii ve ark 1977).

Atomik etkileşme teorisindeki son gelişmeleri Moiseiwitsch bir kitapta toplamıştır. Son zamanlarda atom ve moleküller ile atom parçacıkları arasındaki etkileşmelerde teorik çalışmalarda önemli ilerlemeler yapılmıştır. Daha önce atomik hidrojen ve helyum gibi basit sistemler birçok çalışma konusu olmuştur. Bu sistemler

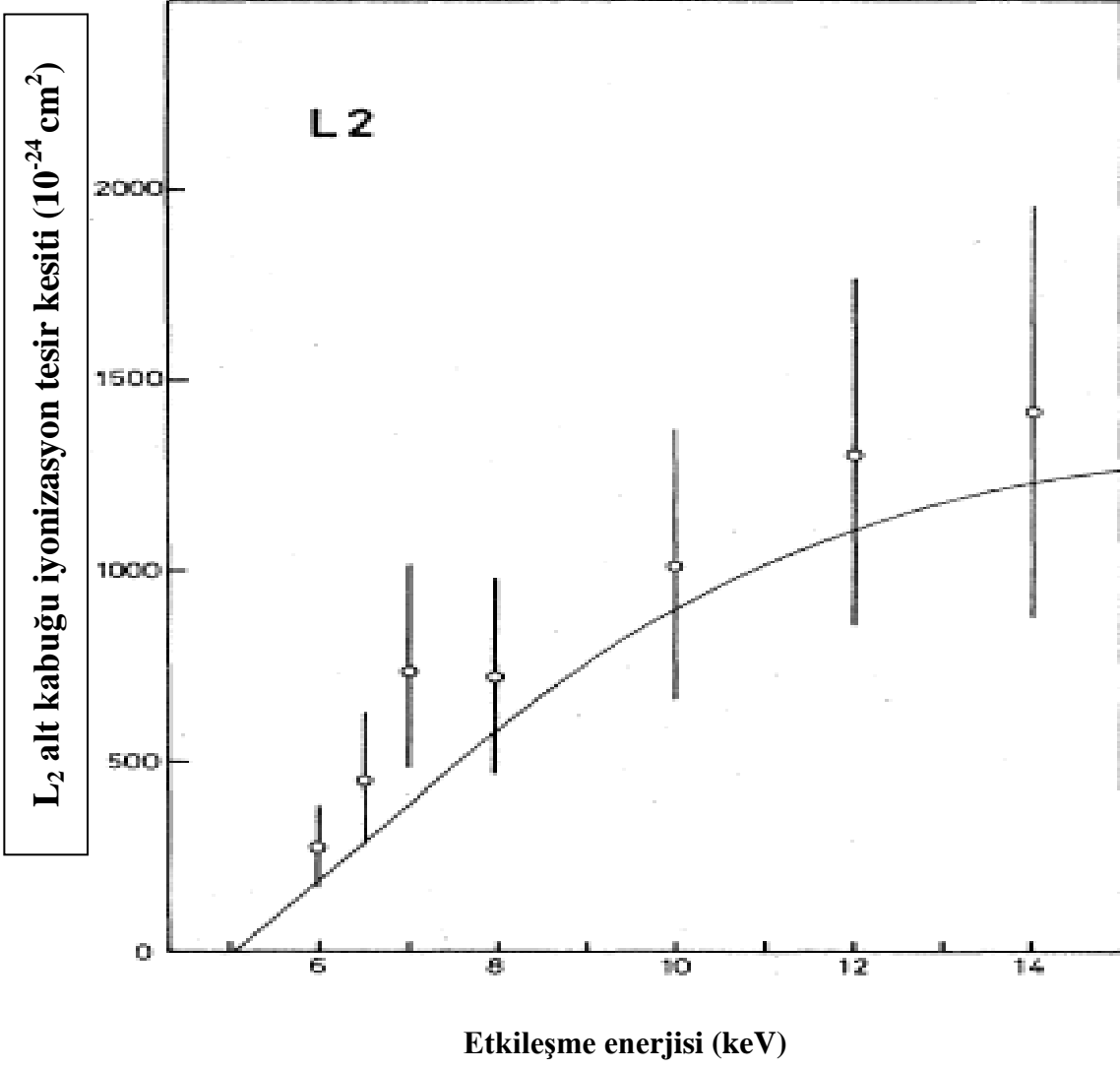
için büyük dijital bilgisayarlarla saçılma uzunlukları ve faz kaymaları gibi çarpışan hesaplamalar yapılmıştır. Fakat daha karmaşık sistemler için bu tür hesaplamalar yeterli değildir. Bunun için çeşitli yaklaşım metodları ve yarı ampirik yöntemler geliştirilmiştir .Bu kitapta etkileşmeleri; 1) Elektronlar ya da pozitronlar ve iyonları içeren atom sistemleri arasındaki etkileşmeler, 2) Elektron ve moleküler sistemleri arasındaki etkileşmeler, 3) Atom veya atom iyonları gibi büyük sistemler arasındaki etkileşmeler, genellikle ağır parçacık etkileşmeleri olmak üzere üç kısma ayırmıştır (Moiseiwitsch 1977).

James (1978); elektron etkisiyle çok yüksek enerjilerde (50 keV -1 GeV) atom numarası 18 - 92 arasında olan atomlar için K ve L kabukları için iyonizasyon tesir kesitlerini teorik olarak hesaplamışlardır. Bu hesaplamada Birinci Born yaklaşıklığını kullanmışlardır. Daha önce yapılan çalışmalarla karşılaştırmışlardır.

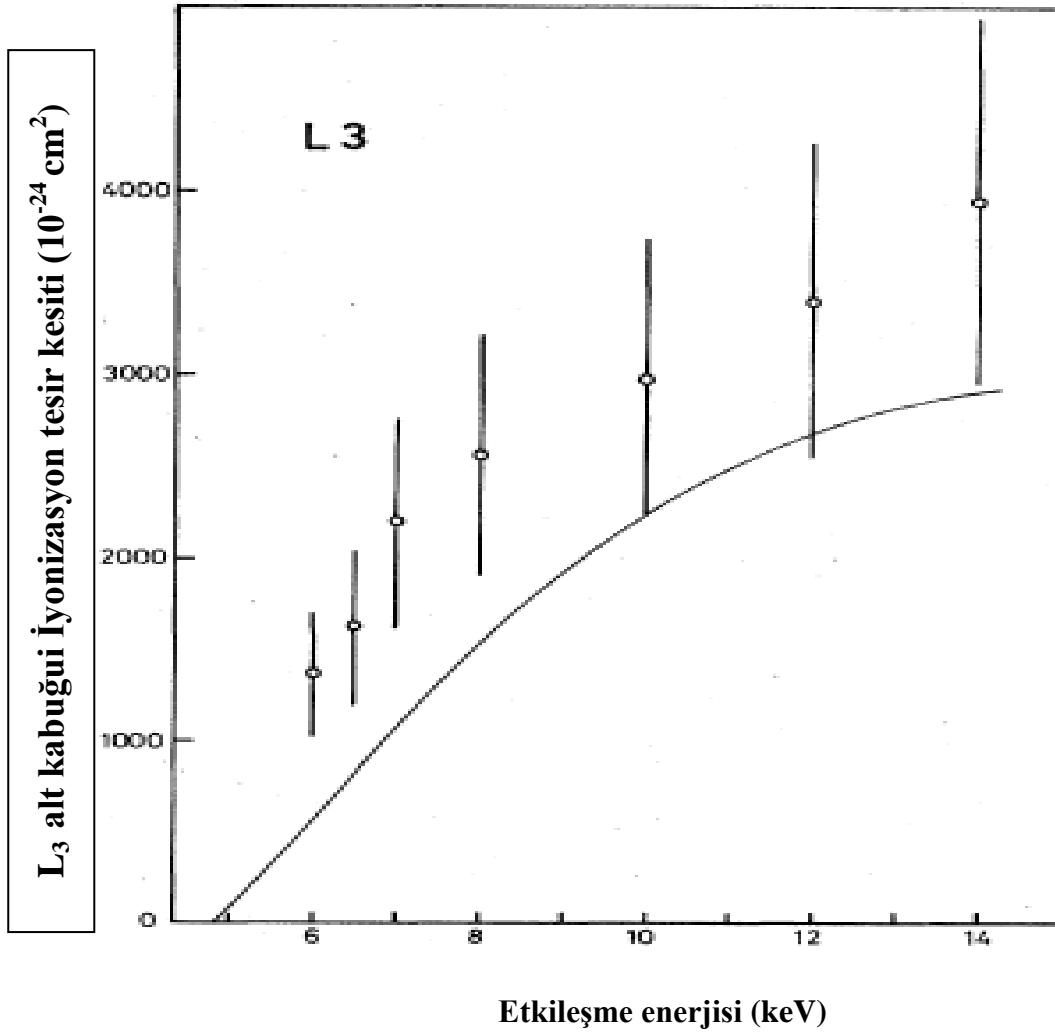
Hippler ve ark. (1981) yaptıkları deneysel çalışmada; serbest Xenon atomları için L alt kabuklarının eşik enerjisinin 1-3 katı bölgesinde elektron enerjisiyle iyonizasyon tesir kesitini ölçmüşlerdir. Geçiş olasılıkları ve Coster-Kronig floresan verimleri için bilinen değerler kullanılarak L_1 , L_2 ve L_3 alt kabukları için mutlak iyonizasyon tesir kesitlerini karakteristik $L\gamma_{2,3,4}$, $L\gamma_1$, and $L\alpha_{1,2}$ X-ışınları için şiddet ölçüm değerlerini aynı deneyde birlikte ölçtükleri frenleme ışıınımları değerlendirerek hesaplamışlardır. Deneysel çalışmalar sonucunda elde edilen sonuçlar teorik değerlerle karşılaştırılmıştır. L kabuğunun alt kabukları L_1 , L_2 ve L_3 için iyonizasyon tesir kesiti değerleri elde edilen sonuçlar aşağıdaki grafiklerde verilmiştir.



Şekil 2.1. Xe atomunun L₁ alt kabuğu için etkileşme enerjisine göre iyonizasyon tesir kesiti



Şekil 2.2. Xe atomunun L₂ alt kabuğu için etkileşme enerjisine göre iyonizasyon tesir kesiti



Şekil 2.3. Xe atomunun L₃ alt kabuğu için etkileşme enerjisine göre iyonizasyon tesir kesiti.

Powell, iç kabuk iyonizasyonu için deneysel ve teorik hesaplamalardaki ampirik formülleri inceleme altına alıyor. Bu ampirik formüller bir çok deneysel hesaplamalarda kullanılsada kendi koyduğu koşulların dışına çıkınca bu formüllerin kullanılması riski vardır (1985).

Burke ve Joachain (1995), elektron - atom etkileşmelerini ayrıntılı olarak bir kitapta toplamışlardır. Elektron – atom teorisini geliştirerek deneysel ve teorik sonuçları karşılaştırmıştır. Ayrıca teorik yaklaşımlara da yer vermiştir.

Khare ve Wadehra, çalışmalarında atomların elektron ve pozitron etkisiyle K, L₁, L₂, L₃ ve M kabukları için düzlem dalga Born yaklaşıklığı ile iyonizasyon tesir kesitlerini teorik olarak hesaplamışlardır. Bu çalışmada bir çok atom için K, L ve M kabukları için iyonizasyon tesir kesitini enerji aralığını eşik enerjisi (1 keV) ile 1 GeV

olarak teorik olarak hesaplamışlardır. Sonuçta K, L ve L alt kabukları L_1 , L_2 , L_3 için teorik sonuçların deneysel değerlerle hemen hemen tüm enerji aralıkları için uyum içinde olduğu görüldü fakat M kabuğu için tam bir uyumluluk sağlanamadığı görülmüştür (1996).

Salvat ve ark. (2003) distorted dalga yöntemiyle yüksek enerjilerde elektron ve pozitron etkisiyle bazı atomların K ve L iç kabukları için iyonizasyon tesir kesitini teorik olarak hesaplamışlardır. Relativistik Distorted dalga born yaklaşımı nötr atomların diferensiyel ve toplam iyonizasyon tesir kesitini hesaplamak için kullanılır.

Gorur, yaptığı çalışmasında 1980-2002 yılları arasında deneysel elektron-atom etkileşmelerinde argon atomu için yayınlanan tüm deneysel çalışmaları toplamıştır. Bu çalışmasında 0- 1000 eV enerji aralığında Toplam, integral elastik, diferansiyel, uyarma ve iyonlaşma tesir kesitleriyle ilgili hesaplamaları ele almıştır. Çeşitli yarı-ampirik formüller ve çeşitli ölçüler arasında karşılaştırmalar vermiştir (2004).

Nagatomi; hareketli elektronun X-ışını spektrumunu hesaplanmak için bir Monte Carlo (MC) simülasyon modeli geliştirilmiştir. Bu model K, L çizgileri ve elektron etkisiyle...Simülasyon spektrumları doğrudan herhangi bir montaj parametre olmadan deneysel spektrumları ile karşılaştırılmıştır. Bu karşılaştırma sürekli X-ışını ve K çizgisi tepe yoğunluğu ve mevcut simülasyon tarafından yeniden olabileceğini ortaya koydu. L kabuğu iyonizasyon tesir kesiti hesabı için Gryzinski ve Casnati denklemlerine başvurmuştur. Casnati denklemi Coster-Kronig geçiş ihmal edildi ve MC model L-kabuk iyonizasyon tarif için geçerli olduğu bulunmuştur. Bu çalışmada 10 keV ile 30keV arasında birçok atom için K ve L kabukları için iyonizasyon tesir kesitlerini teorik olarak hesaplamışlar ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Bu karşılaştırma sürekli X-ışını ve K çizgisi tepe yoğunluğu ve mevcut simülasyon tarafından yeniden olabileceğini ortaya konulmuştur (2005).

Haque ve ark., Farklı ampirik formüller geliştirerek çok yüksek enerjilerde Hidrojenden Uranyuma kadar olan bazı atomların iç kabukları (K, L, L_1 , L_2 , L_3 ve M) için iyonizasyon tesir kesitlerini hesaplamışlardır. M kabuğunu incelemek için Compos analitik modeli geliştirmişlerdir. Bu model tek bir kabuğu incelemek için geliştirilmiştir. Enerjisi 2 GeV K kabuğu ve enerjisi 300 MeV L, M kabukları için yeni bir model

geliştirmişlerdir. Bu model iyonik ve relativistik faktörleri içeriyor. Diğer teorik hesaplamalarla karşılaştırma yapmışlardır (2010).

3. MATERYAL ve METOT

3.1. Materyal

Bu çalışmada, Lotz'sun yarı-ampirik formülünü kullanarak bağlanma enerjileri 248 ile 12099 eV arasında ve atom numaraları sırasıyla 18, 28, 36, 54 ve 74 olan Ar, Ni, Kr, Xe ve W atomları enerjileri 375 eV ile 44000 eV olan elektron bombardımanı ile L iç kabukları seviyesinde uyarıldığı kabul edilerek ve L kabuğunun L₁, L₂ ve L₃ alt kabukları için relativistik ($\sigma_{L_i}^{rel}$) ve relativistik olmayan (σ_{L_i}) iyonizasyon tesir kesitleri hesaplandı. Lotz denklemiyle iyonizasyon tesir kesitlerini hesaplamak için MATLAB bilgisayar programı kullanıldı. Bu program ile yazılan kodlar bölüm 3.4 te verildi.

3.2. Metot

Ar, Ni, Xe, Kr ve W atomları için iyonizasyon tesir kesitleri Lotz'sun yarı-ampirik formülü yardımıyla hesaplandı.

Relativistik olmayan bölgede iyonizasyon tesir kesiti Lotz'sun yarı-ampirik formülünden hesaplanıldı.

$$\sigma_i = a_i q_i \frac{\ln(E_o/E_i)}{E_o E_i} (1 - b_i \exp(-c_i (E_o/E_i))) \quad (3.1)$$

σ_i relativistik olmayan tesir kesitidir. E_o olay elektronun etkileşme enerjisi (bombardıman enerjisi), E_i alt kabukların bağlanma enerjisi (iyonizasyon enerjisi), q_i alt kabuk eş değer elektron sayısı. a_i , b_i ve c_i Lotz tarafından belirlenen sabitlerdir (Newell ve Pessa 1971). Denklem (3.1) de $\frac{\ln(E_o/E_i)}{E_o E_i}$ düşük enerjili elektronlar için düzeltme faktörüdür.

$$f(v) = \left(\frac{k_1}{k_2}\right) \left(\frac{k_2}{(k_1+k_2)}\right)^{3/2} \quad (3.2)$$

$$F(v) = \frac{k_1}{k_2} \left(\frac{2+k_1}{2+k_2}\right) \left(\frac{1+k_2}{1+k_1}\right)^2 \left(\frac{(1+k_1)^2}{(1+k_1)^2 + \frac{k_1}{k_2} \left(\frac{2+k_1}{2+k_2}\right) \left(\frac{1+k_2}{1+k_1}\right)^2}\right)^{3/2} \quad (3.3)$$

Dinamik sistemlerin elektron - elektron çarpışmalarında $f(v)$ relativistik olmayan çarpışmalar için, $F(v)$ relativistik çarpışmalar için coulomb hız dağılım fonksiyonudur.

$$k_1 = \frac{E_i}{mc^2}$$

$$k_2 = \frac{E_0}{mc^2}$$

m elektronun kütlesi, c boşlukta ışık hızıdır. Bu hesaplamalar yapıldıktan sonra denklem (3.2), denklem (3.3) ile oranlanır ve denklem (3.1) ile çarpıldıktan sonra denklem (3.5) deki relativistik iyonizasyon tesir kesiti (σ_i^{rel}) elde edilir.

$$\sigma_{L_i}^{rel} = \left(\frac{F(v)}{f(v)} \right)_i \sigma_i \quad (3.4)$$

En son toplam relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesiti ($\sigma_{L_{top}}$) ve toplam relativistik iyonizasyon tesir kesiti ($\sigma_{L_{top}}^{rel}$) aşağıdaki gibi hesaplandı.

$$\sigma_{L_{top}} = \sum_{i=1}^3 L_1 + L_2 + L_3 \quad (3.5)$$

$$\sigma_{L_{top}}^{rel} = \sum_{i=1}^3 L_1 + L_2 + L_3 \quad (3.6)$$

3.3. MATLAB Programı Hakkında Kısa Bilgi

MATLAB; teknik hesaplamalar ve matematiksel problemlerin çözümü ve analizi için tasarlanmış bir yazılım geliştirme aracıdır. “MATRIX LABORATORY” kelimesinin kısaltması olan MATLAB, adında da anlaşılacağı üzere matrisler (matrix) yani diğer bir deyişle diziler (array) ile çalışır.

MATLAB;

- Denklem takımlarının çözümü, doğrusal ve doğrusal olmayan diferansiyel denklemlerinin çözümü, integral hesabı gibi sayısal hesaplamalarda,
- Veri çözümleme işlemlerinde,
- İstatistiksel hesaplamalar ve çözümlemelerinde,
- Grafik çizimi ve çözümlemelerinde,
- Bilgisayar destekli denetim sistemi tasarımında,
- Tüm mühendislik alanlarında kullanılır.

3.4. MATLAB Programıyla Yazılan Kodlar

Bu bölümde bir tek elektron-bir tek nötr atom etkileşmesi (bombardımanı) sonucu; Ar, Ni, Xe, Kr ve W atomları için L_i kabukları iyonizasyon enerjisi eşik enerjisi değerlerine yakın aralıktaki $E_i < E_0 < 4E_i$ E_0 değerleri için tesir kesiti (σ_{L_i}) i değerlerini hesaplamak için MATLAB ile yazılan kodlar verildi.

Sonuçlar ve grafikler bölüm-4 bulgular ve tartışmalar kısmında verildi.

(3.1) denkleminde tesir kesiti hesabı yapılırken denklemdaki a_i , b_i ve c_i sabitleri Lotz'un makalesinden alınmıştır(Lotz 1969). q_i L kabuğu için eşdeğer elektron sayısıdır. a_i , b_i , c_i ve q_i değerleri aşağıdaki tabloda verilmiştir.

Çizelge-3.1: a_i , b_i ve c_i Lotz'sun yarı-ampirik formülünde kullandığı parametreler, q_i altkabuk eşdeğer elektron sayısı

	$a_i (10^{-14} \text{ cm}^2 (\text{eV})^2)$	b_i	c_i	q_i
L_1	4	0.5	0.6	2
L_2	2.6	0.92	0.19	2
L_3	2.6	0.92	0.19	4

Yapılan işlemleri kısaca bir anlatırsa:

Seçilen beş atom için; gelen elektronun sekiz farklı E_0 değeri (eşik enerjisi çevresinde) ve L kabuğunun L_1 , L_2 ve L_3 alt kabuklarının bağlanma enerjileri(E_i) için hesap yapıldı. Program yazılırken önce sonuçlarda görmek istenilen basamak sayısı nasıl isteniliyorsa o aralık belirlenir. Burda 'format long komutu' ile başlandı 'format long' en uzun aralığı kapsıyor. Sonra değişkenler tek tek tanıttıldı. Önce E_0 a diye tanıttıldı ve değerleri girildi. Sonra E_i , a, b, c ve q değerleri girildi. k_1 , k_2 , $f(v)$ ve $F(v)$ hesaplatıldı. $F(v)$ hesaplatılırken denklem a_1 ve a_2 diye ikiye ayrıldı ve a_1 ve a_2 hesaplatıldı. Daha sonra (3.1) denklemini b_1 ve b_2 olarak ayrıldı ve hesaplatıldı. Programda relativistik olmayan tesir kesiti (σ_i) ve relativistik tesir kesiti (σ_i^{rel}) hesaplatıldı. Programda her çarpma işleminin arasına nokta konulmasının anlamı birebir çarpma yapmak demektir. En son girilen 'fprintf' komutu sonucu ekranda görmek istenilen bilinmeyenlerden önce girilir. Yani bu komut sonuçları ekrana yansıtır. Program en son 'end' komutu ile bitirilir.

Bu kodlar beş atom için ayrı ayrı yazıldı. MATLAB programıyla yazılan bu kodlar aşağıda verildi.

- **Ar (Z=18) atomu için MATLAB da yazılan program:**

```

format long
a=[375 500 750 1000 1250 1500 1750 2000];
for Eo=a;
Ei=[326 250 248];
a=[4e-14 2e-14 2e-14];
b=[0.5 0.92 0.92];
c=[0.6 0.19 0.19];
q=[2 2 4];
mc2=8.20e-7;
k1=Ei/mc2;
k2=Eo/mc2;
f=(k1./k2).*(k2./(k1+k2)).^(3/2);
a1=((1+k2)^2 ./ ((1+k2).^2 + (k1./k2).*(2+k1)/(2+k2) .* ((1+k2)/(1-k1)).^2)).^(3/2);
a2=(k1./k2).*(2+k1)/(2+k2) .* ((1+k2)/(1+k1)).^2 ;
F=a1.*a2;
b1=a.*q.*log(Eo./Ei)./(Eo*Ei);
b2=1-b.*exp(-c.*Eo./Ei);
fprintf('-----\n');
fprintf('Eo=%g \n',Eo);
sigma=b1.*b2
sigma_rel=(F./f).*sigma
x=sigma.*(Ei.^2)
end

```

- **Ni (Z=28) atomu için MATLAB da yazılan program:**

```
format long
a=[1250 1500 2000 2500 3000 3500 3750 4250 ];
for Eo=a;
Ei=[1008 871 854];
a=[4e-14 2e-14 2e-14];
b=[0.5 0.92 0.92];
c=[0.6 0.19 0.19];
q=[2 2 4];
mc2=8.20e-7;
k1=Ei/mc2;
k2=Eo/mc2;
f=(k1./k2).*(k2./(k1+k2)).^(3/2);
a1=( (1+k2)^2 ./ ( (1+k2).^2 + (k1./k2).*(2+k1)./(2+k2) .* ((1+k2)./(1-k1)).^2 ) ).^(3/2);
a2= (k1./k2).*(2+k1)./(2+k2) .* ((1+k2)./(1+k1)).^2 ;
F=a1.*a2;
b1=a.*q.*log(Eo./Ei)./(Eo*Ei);
b2=1-b.*exp(-c.*Eo./Ei);
fprintf('-----\n');
fprintf('Eo=%g \n',Eo);
sigma=b1.*b2
sigma_rel=(F./f).*sigma
x=sigma.*(Ei.^2)
end
```

- **Kr (Z=36) atomu için MATLAB da yazılan program:**

```
format long
```

```

a=[2250 2750 3500 4250 5250 6500 7750 9000];
for Eo=a;
Ei=[1921 1727 1674];
a=[4e-14 2e-14 2e-14];
b=[0.5 0.92 0.92];
c=[0.6 0.19 0.19];
q=[2 2 4];
mc2=8.20e-7;
k1=Ei/mc2;
k2=Eo/mc2;
f=(k1./k2).*(k2./(k1+k2)).^(3/2);
a1=((1+k2)^2 ./ ((1+k2).^2 + (k1./k2).*(2+k1)/(2+k2) .* ((1+k2)/(1-k1)).^2)).^(3/2);
a2=(k1./k2).*(2+k1)/(2+k2) .* ((1+k2)/(1+k1)).^2 ;
F=a1.*a2;
b1=a.*q.*log(Eo./Ei)./(Eo*Ei);
b2=1-b.*exp(-c.*Eo./Ei);
fprintf('-----\n');
fprintf('Eo=%g \n',Eo);
sigma=b1.*b2
sigma_rel=(F./f).*sigma
x=sigma.*(Ei.^2)
end

```

- **Xe (Z=54) atomu için MATLAB da yazılan program:**

```
format long
```

```
a=[5500 6500 7500 8500 10000 12000 14000 16000];
for Eo=a;
Ei=[5452 5103 4782];
a=[4e-14 2e-14 2e-14];
b=[0.5 0.92 0.92];
c=[0.6 0.19 0.19];
q=[2 2 4];
mc2=8.20e-7;
k1=Ei/mc2;
k2=Eo/mc2;
f=(k1./k2).*(k2./(k1+k2)).^(3/2);
a1=( (1+k2)^2 ./ ( (1+k2).^2 + (k1./k2).*(2+k1)./(2+k2) .* ((1+k2)./(1-k1)).^2 ) ).^(3/2);
a2= (k1./k2).*(2+k1)./(2+k2) .* ((1+k2)./(1+k1)).^2 ;
F=a1.*a2;
b1=a.*q.*log(Eo./Ei)./(Eo*Ei);
b2=1-b.*exp(-c.*Eo./Ei);
fprintf('-----\n');
fprintf('Eo=%g \n',Eo);
sigma=b1.*b2
sigma_rel=(F./f).*sigma
x=sigma.*(Ei.^2)
end
```

- **W (Z=74) atomu için MATLAB da yazılan program:**

```

format long
a=[13500 16000 19000 22000 27000 33000 38000 44000];
for Eo=a;
Ei=[12099 11544 10206];
a=[4e-14 2e-14 2e-14];
b=[0.5 0.92 0.92];
c=[0.6 0.19 0.19];
q=[2 2 4];
mc2=8.20e-7;
k1=Ei/mc2;
k2=Eo/mc2;
f=(k1./k2).*(k2./(k1+k2)).^(3/2);
a1= ((1+k2)^2 ./ ( (1+k2).^2 + (k1./k2).*(2+k1)/(2+k2) .* ((1+k2)/(1-k1)).^2 ) ).^(3/2);
a2= (k1./k2).*(2+k1)/(2+k2) .* ((1+k2)/(1+k1)).^2 ;
F=a1.*a2;
b1=a.*q.*log(Eo./Ei)./(Eo*Ei);
b2=1-b.*exp(-c.*Eo./Ei);
fprintf('-----\n');
fprintf('Eo=%g \n',Eo);
sigma=b1.*b2
sigma_rel=(F./f).*sigma
x=sigma.*(Ei.^2)
end

```

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu çalışmada, Lotz'sun yarı-ampirik formülünü kullanarak elektron bağlanma enerjileri 248 ile 12099 eV arasında ve atom numaraları sırasıyla 18, 28, 36, 54 ve 74 olan Ar, Ni, Kr, Xe ve W atomları enerjileri 375 eV ile 44000 eV olan elektron bombardımanıyla L iç kabukları seviyesinde uyarıldığını varsayarak, L kabuğunun L_1 , L_2 ve L_3 alt kabukları için relativistik ($\sigma_{L_i}^{rel}$) ve relativistik olmayan (σ_{L_i}) iyonizasyon tesir kesitleri hesaplandı. Son olarak da her atom için toplam relativistik iyonizasyon tesir kesiti ($\sigma_{L_{top}}^{rel}$) ve toplam relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesiti ($\sigma_{L_{top}}$) hesaplandı. Her atom önce eşik enerjisine yakın enerjilerde sonra bağlanma enerjisinin (E_i) 1-4 katına kadar artırarak sekiz farklı bombardıman enerjisi (E_0) ile uyarıldı. Çalışılan enerji bölgesi relativistik bölgedir. $E_0 \ll mc^2$ ise relativistik olmayan, $E_0 \gg mc^2$ ise relativistik bölgedir (Buradaki mc^2 durgun kütle enerjisidir). Hesaplamalar sonucunda bulunan sonuçlar grafikler ve çizelgeler şeklinde aşağıda verilmiştir.

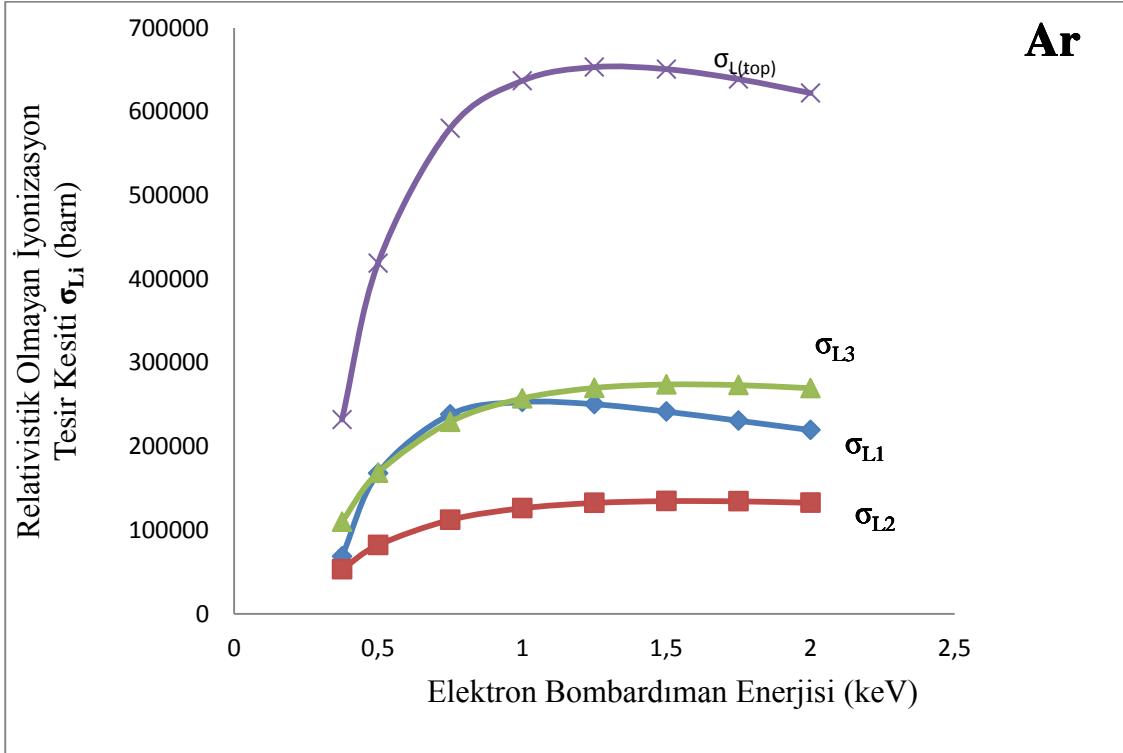
Çizelge 4.1: a_i , b_i ve c_i Lotz'sun yarı ampirik formülü kullandığı parametreler, q_i altkabuk eşdeğer elektron sayısı(Newell ve Pessa 1971)

	$a_i (10^{-14} \text{ cm}^2(\text{eV})^2)$	b_i	c_i	q_i
L_1	4	0.5	0.6	2
L_2	2.6	0.92	0.19	2
L_3	2.6	0.92	0.19	4

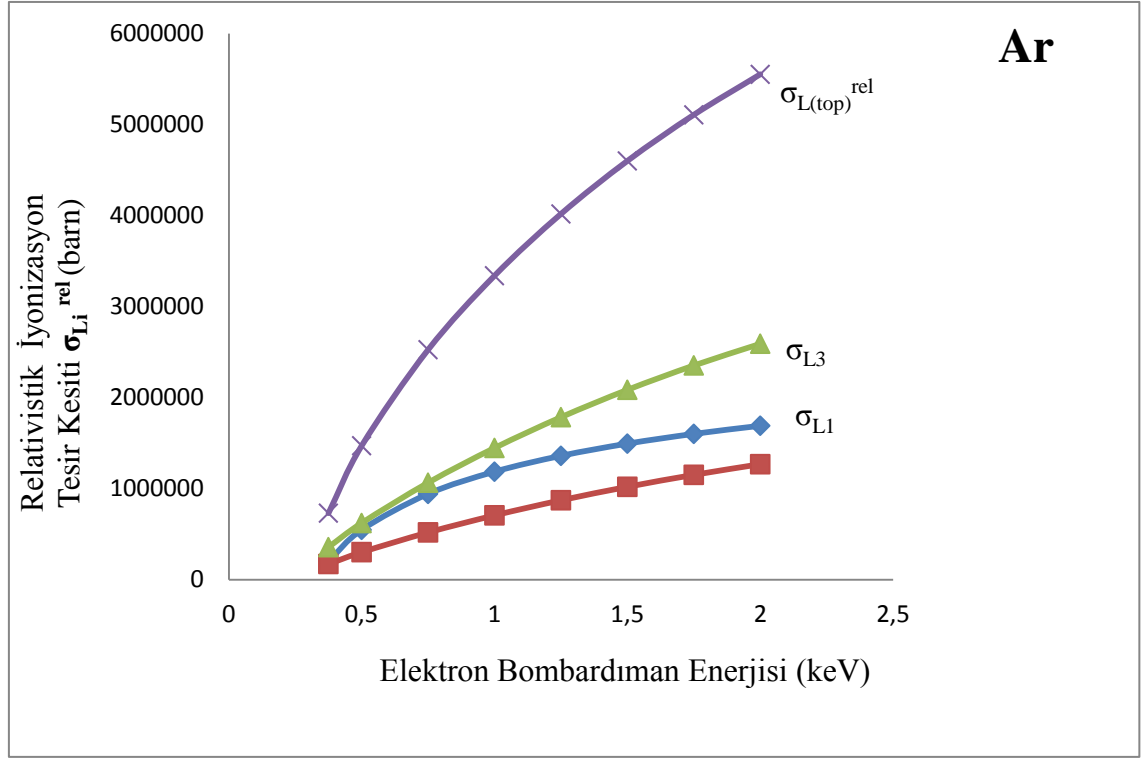
- Ar için Sonuçlar

Çizelge 4.2: Ar ($Z = 18$) atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_{L_i} ve $\sigma_{L_i}^{rel}$ değerleri barn cinsindedir.

$E_0(\text{eV})$	E_{L_1} (eV)	E_{L_2} (eV)	E_{L_3} (eV)	σ_{L_1}	σ_{L_2}	σ_{L_3}	$\sigma_{L_1}^{rel}$	$\sigma_{L_2}^{rel}$	$\sigma_{L_3}^{rel}$
375				68657	53308	110117	201852	172053	356726
500				168101	82256	168632	547442	302230	622095
750				238334	112431	229469	942230	519298	1065217
1000	326	250	248	253225	126373	257444	1186057	706451	1447285
1250				250634	132710	270029	1360511	872259	1785549
1500				241808	134886	274210	1494376	1019860	2086406
1750				230945	134622	273471	1601821	1151339	2354152
2000				219773	132882	269767	1691049	1268485	2592494



Şekil.4.1: Ar atomunun L kabuğu ve L_1 , L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin (σ_i), elektron bombardıman enerjisinin (E_0 (keV)) fonksiyonu olarak değişimi. σ_i barn cinsinden verilmiştir.

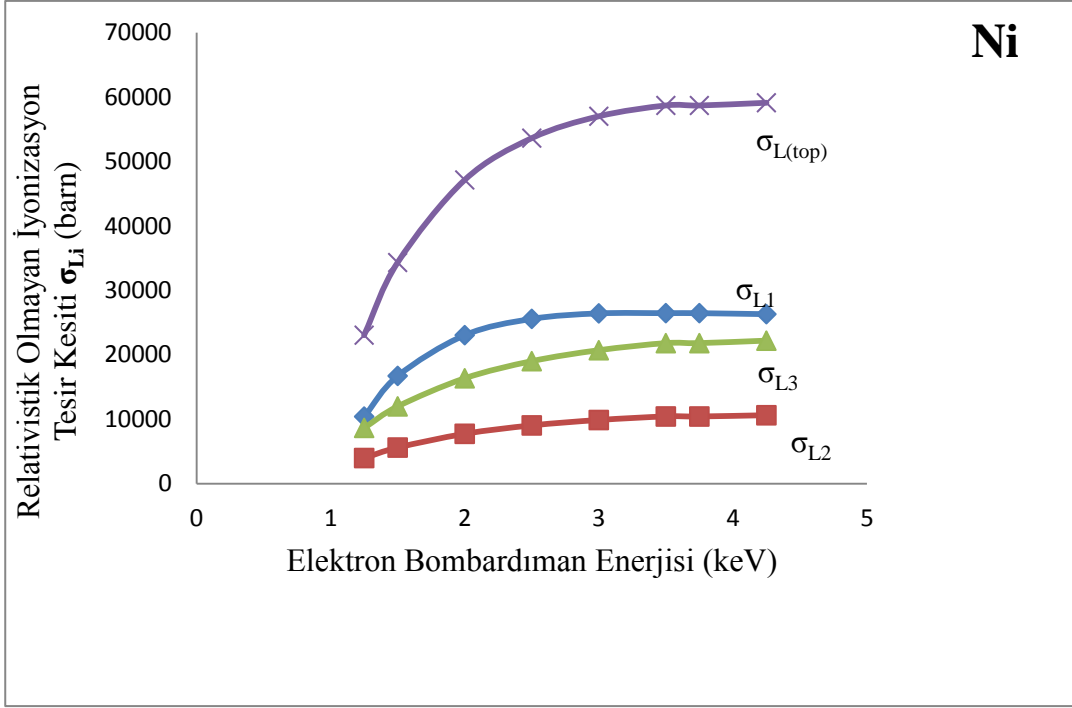


Şekil.4.2: Ar atomunun L kabuğu ve L_1 , L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin (σ_i^{rel}), elektron bombardıman enerjisinin (E_0 (keV)) fonksiyonu olarak değişimi. σ_i^{rel} barn cinsinden verilmiştir.

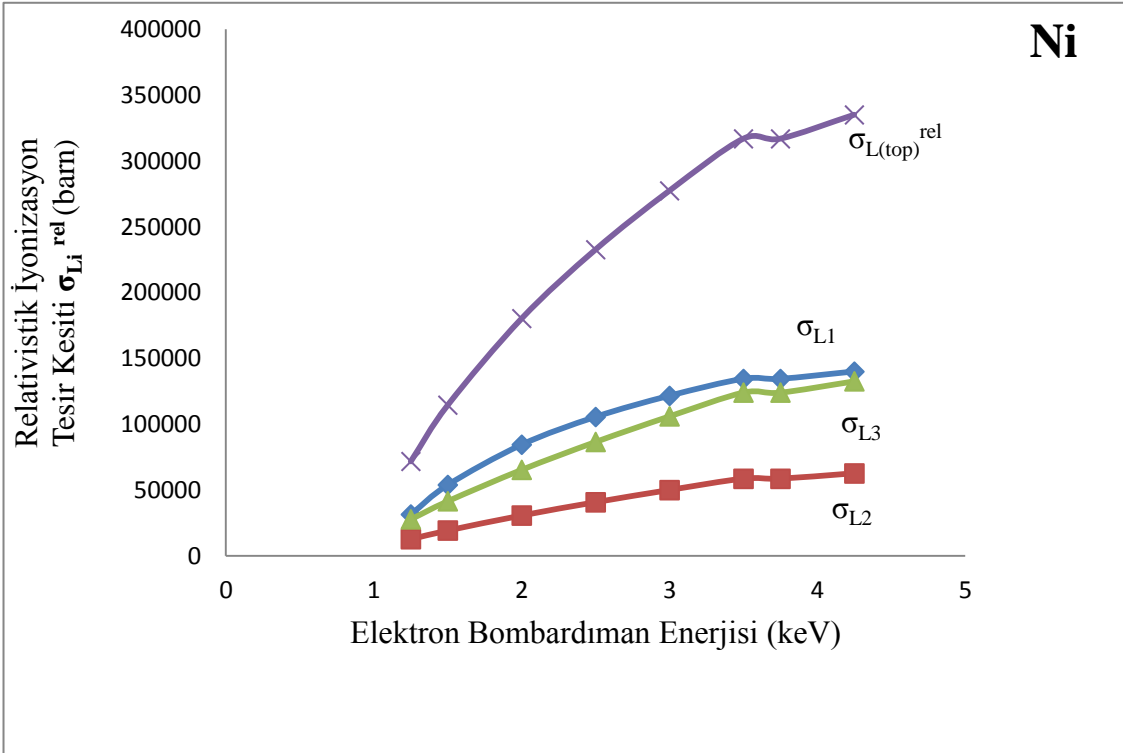
- **Ni için Sonuçlar**

Çizelge 4.3: Ni ($Z = 28$) atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_{L_i} ve $\sigma_{L_i}^{rel}$ değerleri barn cinsindedir.

E_0 (eV)	E_{L_1} (eV)	E_{L_2} (eV)	E_{L_3} (eV)	σ_{L_1}	σ_{L_2}	σ_{L_3}	$\sigma_{L_1}^{rel}$	$\sigma_{L_2}^{rel}$	$\sigma_{L_3}^{rel}$
1250				10415	3975	8660	31359	12611	27683
1500				16725	5604	11997	53810	19179	41428
2000				23055	7735	16358	84376	30550	65306
2500	1008	871	854	25580	9040	19016	105453	40628	86507
3000				26434	9879	20715	121488	49875	105963
3500				26470	10430	21810	134350	58470	124030
3750				26469	10425	21811	134345	58466	124027
4250				26313	10619	22197	139905	62543	132594



Şekil.4.3: Ni atomunun L kabuğu ve L_1 , L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin (σ_i), elektron bombardıman enerjisinin (E_0 (keV)) fonksiyonu olarak değişimi. σ_i barn cinsinden verilmiştir.

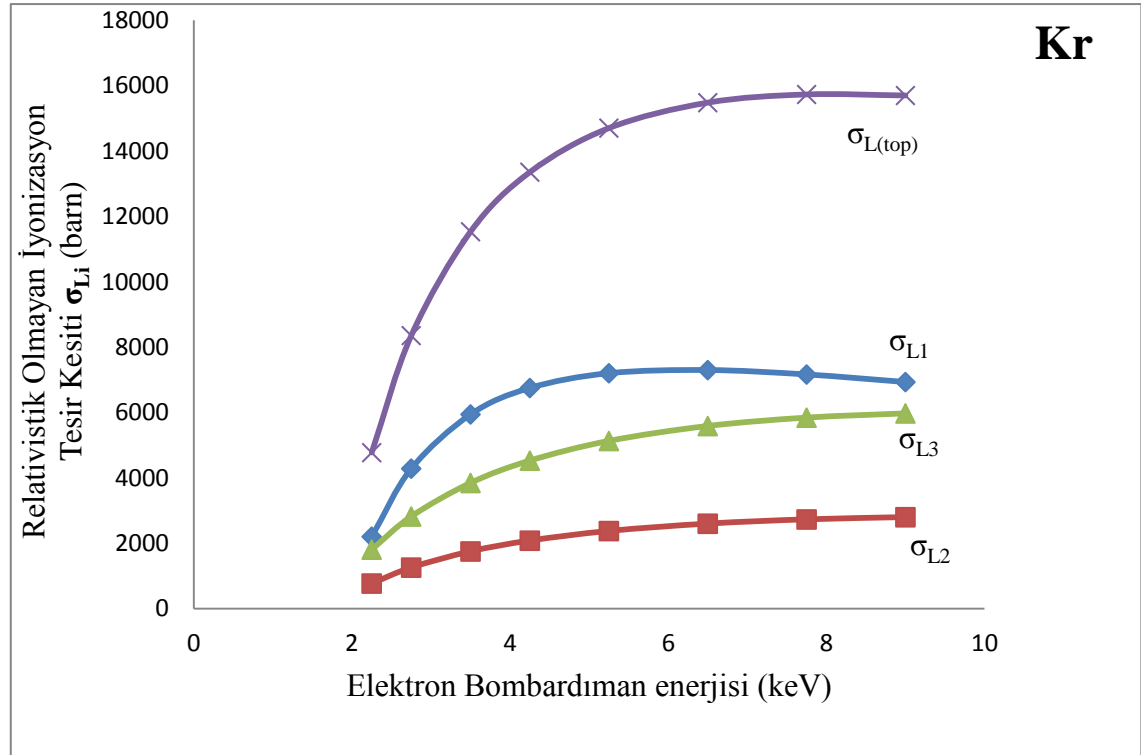


Şekil.4.4: Ni atomunun L kabuğu ve L_1 , L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin (σ_i^{rel}), elektron bombardıman enerjisinin (E_0 (keV)) fonksiyonu olarak değişimi. σ_i^{rel} barn cinsinden verilmiştir.

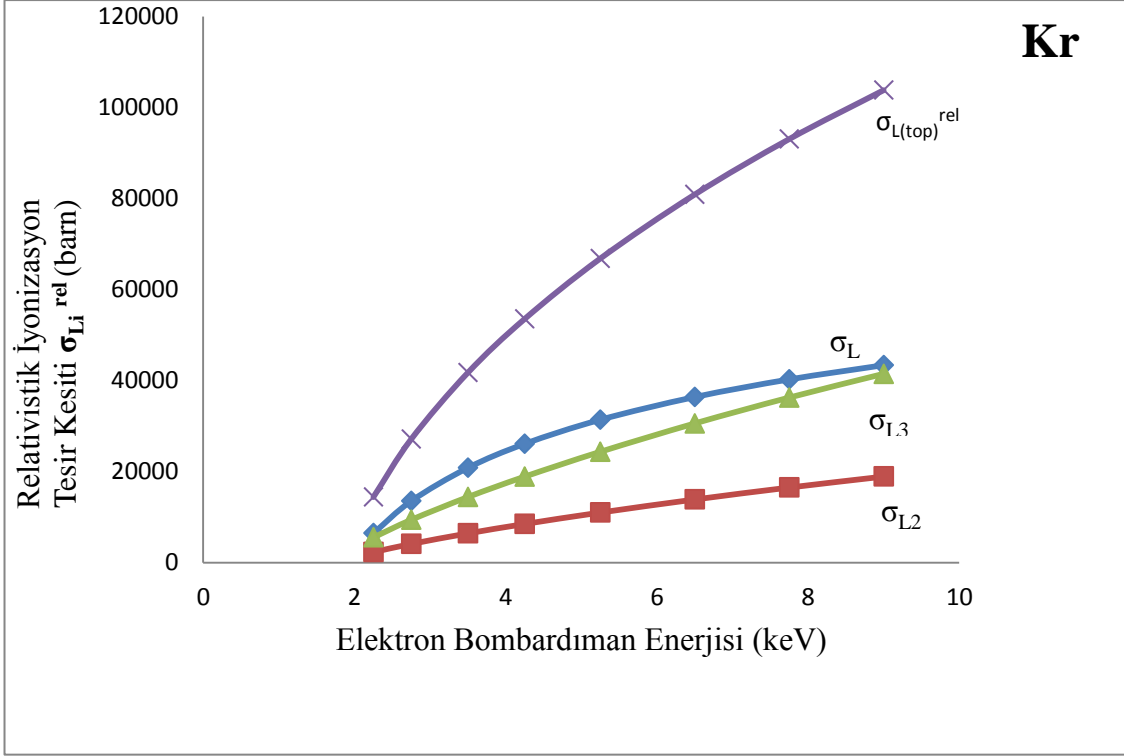
- Kr için Sonuçlar

Çizelge 4.4: Kr ($Z = 36$) atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_{L_i} ve $\sigma_{L_i}^{rel}$ değerleri barn cinsindedir.

E_0 (eV)	E_{L_1} (eV)	E_{L_2} (eV)	E_{L_3} (eV)	σ_{L_1}	σ_{L_2}	σ_{L_3}	$\sigma_{L_1}^{rel}$	$\sigma_{L_2}^{rel}$	$\sigma_{L_3}^{rel}$
2250				2201	767	1804	6508	2348	5586
2750				4282	1254	2817	13570	4149	9445
3500				5941	1748	3843	20868	6466	14441
4250	1921	1727	1674	6749	2078	4526	26126	8532	18912
5250				7201	2372	5129	31418	11048	24365
6500				7297	2597	5586	36408	13921	30587
7750				7162	2727	5842	40278	16548	36269
9000				6931	2796	5972	43406	18962	41476



Şekil.4.5: Kr atomunun L kabuğu ve L_1 , L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin (σ_i), elektron bombardıman enerjisinin (E_0 (keV)) fonksiyonu olarak değişimi. σ_i barn cinsinden verilmiştir.

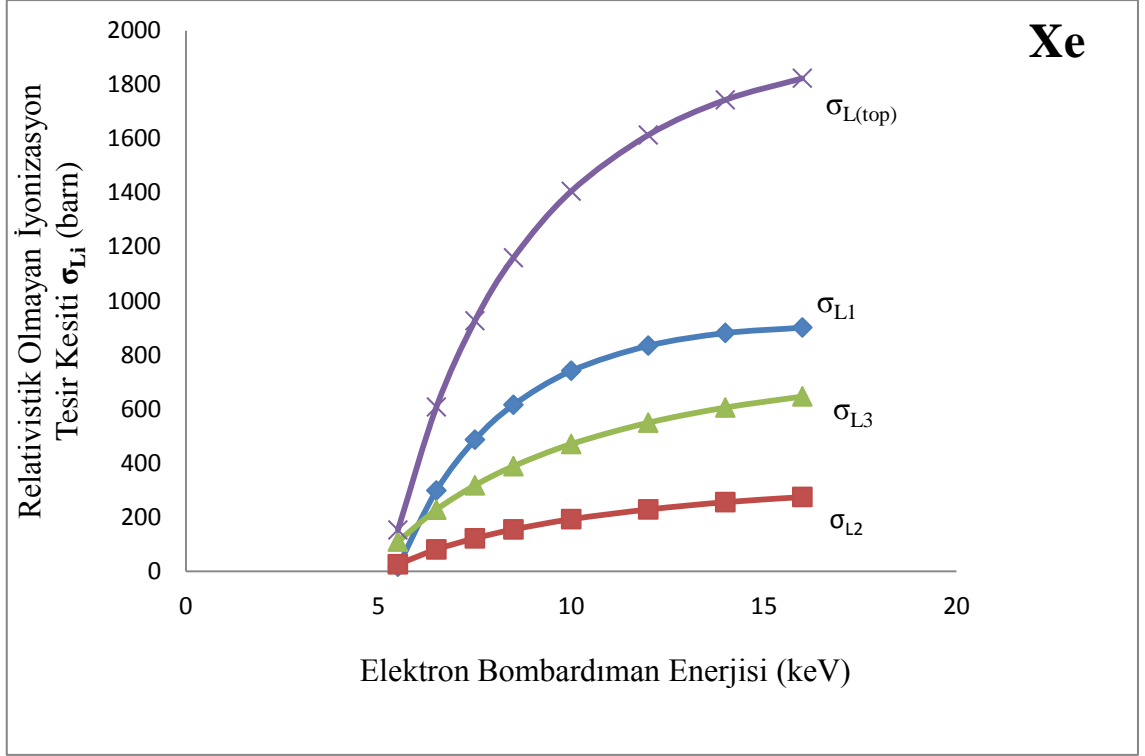


Şekil.4.6: Kr atomunun L kabuğu ve L_1 , L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin (σ_i^{rel}), elektron bombardıman enerjisinin (E_0 (keV)) fonksiyonu olarak değişimi. σ_i^{rel} barn cinsinden verilmiştir.

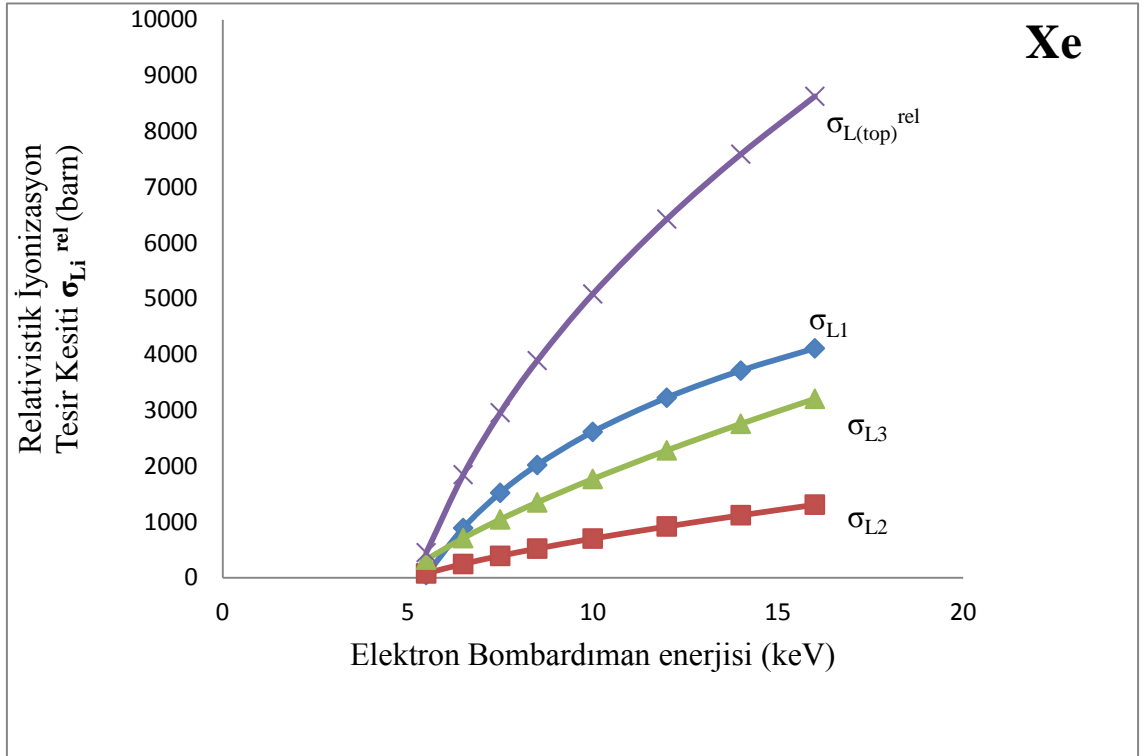
• Xe için Sonuçlar

Çizelge 4.5: Xe ($Z = 54$) atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_{L_i} ve $\sigma_{L_i}^{rel}$ değerleri barn cinsindedir.

E_0 (eV)	E_{L_1} (eV)	E_{L_2} (eV)	E_{L_3} (eV)	σ_{L_1}	σ_{L_2}	σ_{L_3}	$\sigma_{L_1}^{rel}$	$\sigma_{L_2}^{rel}$	$\sigma_{L_3}^{rel}$
5500				17	26	110	48	77	325
6500				299	81	228	891	246	710
7500				487	122	318	1521	391	1046
8500	5452	5103	4782	616	155	389	2020	522	1350
10000				742	193	471	2614	702	1770
12000				835	229	550	3226	919	2283
14000				882	256	606	3711	1121	2759
16000				902	275	647	4111	1310	3207



Şekil.4.7: Xe atomunun L kabuğu ve L_1 , L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin (σ_i), elektron bombardıman enerjisinin (E_0 (keV)) fonksiyonu olarak değişimi. σ_i barn cinsinden verilmiştir.

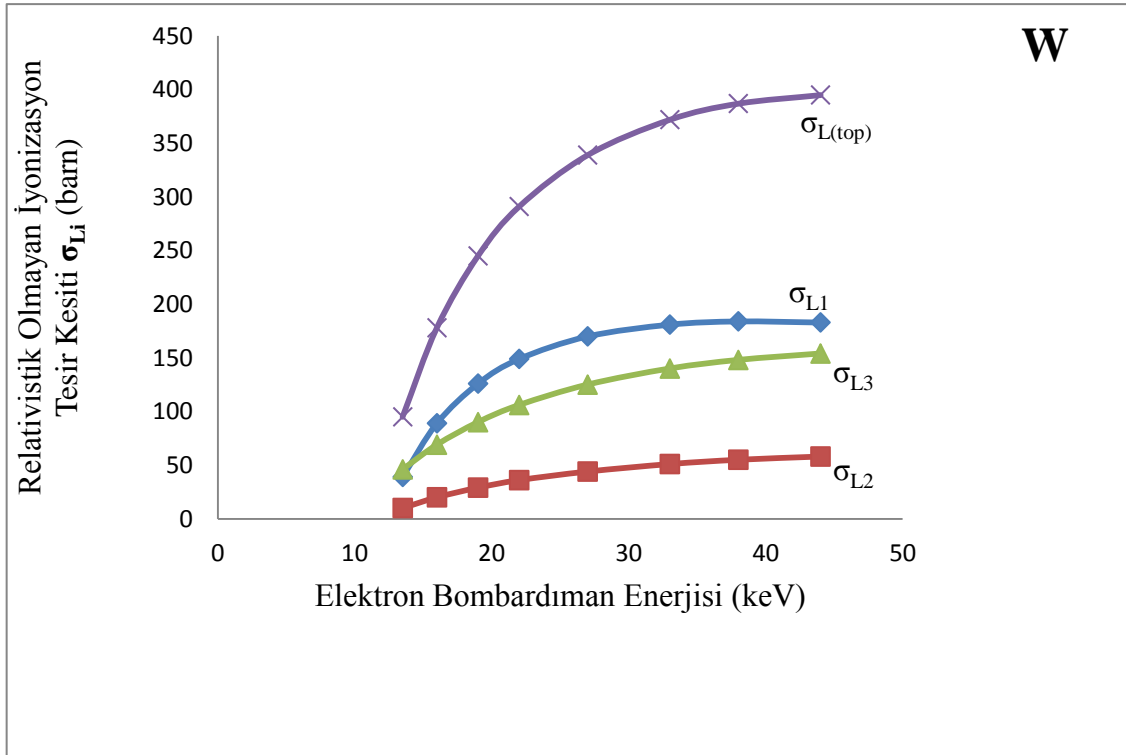


Şekil.4.8: Xe atomunun L kabuğu ve L_1 , L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin (σ_i^{rel}), elektron bombardıman enerjisinin (E_0 (keV)) fonksiyonu olarak değişimi. σ_i^{rel} barn cinsinden verilmiştir.

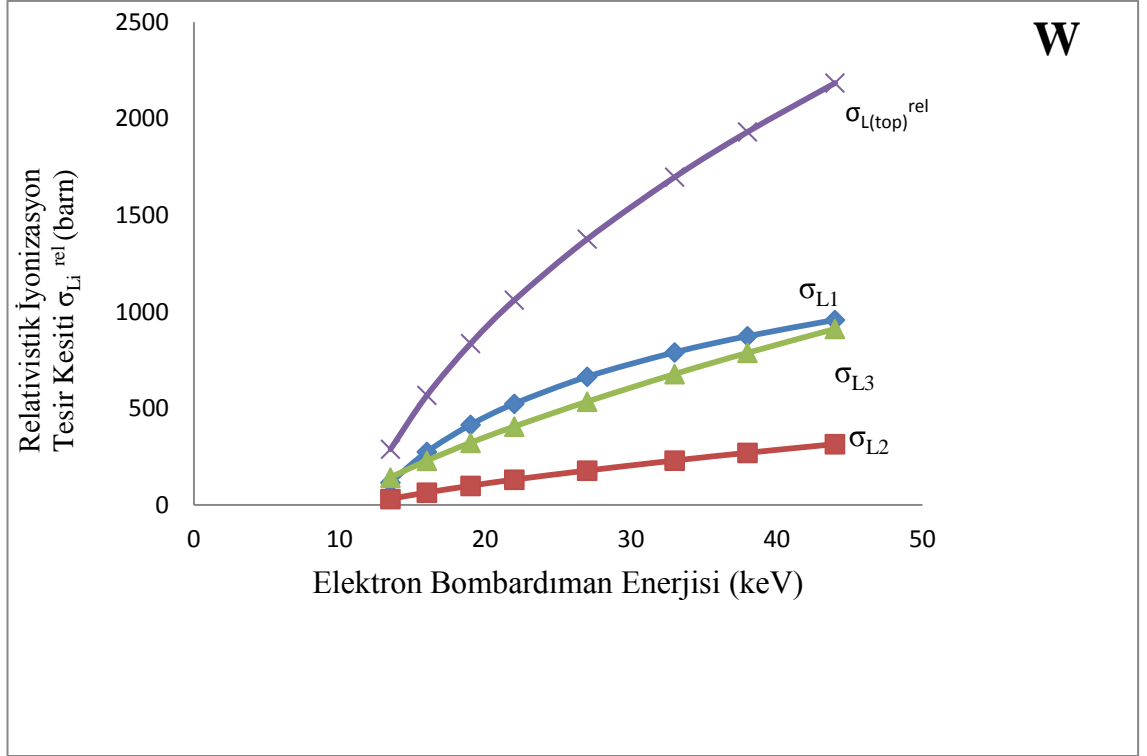
- W için Sonuçlar

Çizelge 4.6: W ($Z = 74$) atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_{L_i} ve $\sigma_{L_i}^{rel}$ değerleri barn cinsindedir.

E_0 (eV)	E_{L_1} (eV)	E_{L_2} (eV)	E_{L_3} (eV)	σ_{L_1}	σ_{L_2}	σ_{L_3}	$\sigma_{L_1}^{rel}$	$\sigma_{L_2}^{rel}$	$\sigma_{L_3}^{rel}$
13500				39	10	46	116	31	142
16000				89	20	69	275	64	229
19000				126	29	90	415	99	322
22000	12099	11544	10206	149	36	106	524	131	406
27000				170	44	125	664	178	535
33000				181	51	140	790	230	678
38000				184	55	148	874	270	788
44000				183	58	154	958	315	912



Şekil.4.9: W atomunun L kabuğu ve L_1 , L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin (σ_i), elektron bombardıman enerjisinin (E_0 (keV)) fonksiyonu olarak değişimi. σ_i barn cinsinden verilmiştir.



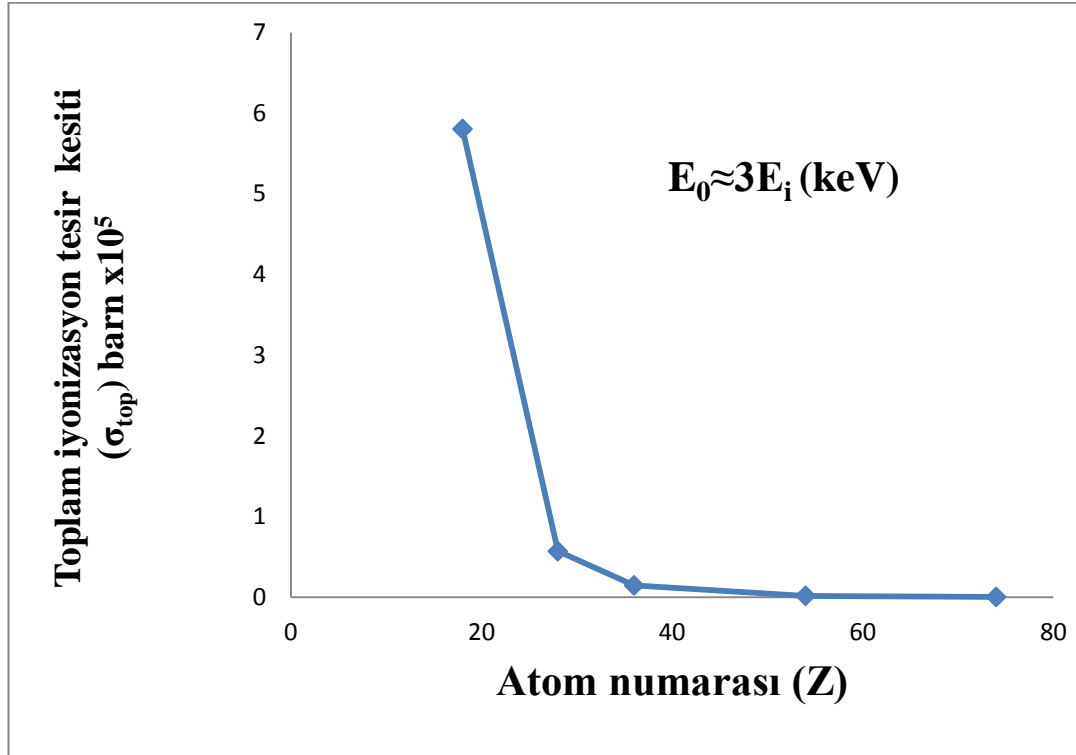
Şekil.4.10: W atomunun L kabuğu ve L₁, L₂ ve L₃ alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin (σ_i^{rel}), elektron bombardıman enerjisinin (E_0 (keV)) fonksiyonu olarak değişimi. σ_i^{rel} barn cinsinden verilmiştir.

Çizelge:4.7 : Atomlara ait toplam relativistik olmayan tesir kesiti (σ_{Ltop}) ve toplam relativistik tesir kesiti (σ_{Ltop}^{rel}) değerleri. Sonuçlar barn cinsinden verilmiştir.

Atom	E_0 (eV)	σ_{Ltop}	σ_{Ltop}^{rel}
Ar (Z =18)	375	232082	730631
	500	418989	1471767
	750	580234	2526745
	1000	637042	3339793
	1250	653373	4018319
	1500	650904	4600642
	1750	639038	5107312
	2000	622422	5552028
Ni (Z =28)	1250	23050	71653
	1500	34326	114417
	2000	47148	180232
	2500	53636	232588
	3000	57028	277326
	3500	58710	316850
	3750	58705	316838
	4250	59129	335042
Kr (Z =36)	2250	4772	14442
	2750	8353	27164
	3500	11532	41775
	4250	13353	53570
	5250	14702	66831
	6500	15480	80916
	7750	15731	93095
	9000	15699	103844
Xe (Z =54)	5500	153	450
	6500	608	1847
	7500	927	2958
	8500	1160	3892
	10000	1406	5086
	12000	1614	6428
	14000	1744	7591
	16000	1824	8628
W (Z =74)	13500	95	289
	16000	178	568
	19000	245	836
	22000	291	1061
	27000	339	1377
	33000	372	1698
	38000	387	1932
	44000	395	2185

Çizelge 4.8 : Atom numarasına (Z) göre, E_0 değerinin her bir atom için $\approx 3E_i$ değerine karşılık L kabuğu için toplam iyonizasyon tesir kesitleri

Atom	$\approx 3E_i$ (keV)	$\sigma_{L_{top}}$ (barn)
Ar (Z=18)	0.75	580234
Ni (Z=28)	3	57028
Kr (Z=36)	5.25	14702
Xe (Z=54)	16	1824
W (Z=74)	33	372



Şekil 4.11: Atom numarasına (Z) göre, E_0 değerinin her bir atom için $\approx 3E_i$ değerine karşılık L kabuğu için toplam iyonizasyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması.

Sonuçlara göre; atomların L altkabukları (L_1 , L_2 ve L_3) için relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitleri; eşik enerjisi bölgesinde çok küçük, eşik enerjisinden uzaklaştıkça iyonizasyon tesir kesitleri artıyor. Belli bir değerden sonra hemen hemen hiç değişmiyor. Eşik bölgesinden uzaklaştıkça yani elektron bombardıman enerjisi artırıldığında bir atomdan elektron koparmak kolaylaşıyor. Grafiklerdende anlaşıldığı

üzere L_3 , L_1 ve L_2 nin arasına düşmektedir. Relativistik olmayan toplam iyonizasyon tesir kesiti ($\sigma_{L_{top}}$) ise eşik bölgesine yakın enerjilerde küçük eşik bölgesinden uzaklaştıkça arttığı görüldü. Eşik enerjisinin 3,5-4 katı değerlerinden sonra hemen hemen hiç değişmediği görüldü.

Atom numarası artırıldığında ise iyonizasyon tesir kesiti küçülüyor. Yani atom büyüdükçe elektron koparmak zorlaşıyor. Şekil 4.11 de de görüldüğü gibi her atom için bağlanma enerjisinin yaklaşık 3 katı değeri için çıkan iyonizasyon tesir kesiti sonucunu alıp grafik çizildiğinde; Ar'da ($Z=18$) iyonizasyon tesir kesiti 580234 barn dır. W'da ($Z=74$) ise iyonizasyon tesir kesiti 372 barn dır. Bundanda anlaşıldığı gibi atom büyüdükçe elektron koparmak zorlaşıyor.

Atomların L altkabukları (L_1 , L_2 ve L_3) için relativistik iyonizasyon tesir kesitleri ise aynı bombardıman enerjilerinde relativistik iyonizasyon tesir kesitlerine baktığımızda relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitine göre çok fazla artmıştır. Lotz denklemi relativistik bölgeyi açıklamada yetersiz kalmıştır.

Hippler ve ark. (1981), yaptıkları çalışmada Xe atomunun eşik enerjisi ve çevresinde elektron etkisiyle iyonizasyon tesir kesiti deneysel ölçülmüştür. Bu çalışmadaki sonuçlarla karşılaştırma yapıldığında Xe atomu için uyum içinde olduğu görüldü.

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu çalışmadaki amaç; elektron bombardımanıyla Ar, Ni, Kr, Xe ve W atomları L iç kabuğu seviyesinde uyarıldığı varsayılarak iyonizasyon tesir kesiti hesaplamaktır. Literatür K kabuğu ile çalışmalarda oldukça zengindir fakat L kabuğu ile ilgili çalışmalara pek rastlanılmamaktadır. Ayrıca çalıştığımız enerji aralığı ve seçilen atomlar (Ar, Ni, Kr, Xe ve W) için literatür de çok az kaynak vardır. Bu çalışma hem deneysel hem de teorik çalışmalara katkı sağlayacaktır. Sonuç olarak; Lotz'un yarı-ampirik formülünün elektron-atom etkileşmelerinde L'nin alt kabukları (L_1 , L_2 ve L_3) için eşik enerjisi ve civarında yani bağlanma enerjisinin 1- 4 katı civarında ($E_i < E_0 < 4E_i$) iyi sonuç verdiği; eşik enerjisinden çok büyük değerlerde ise iyi sonuç vermediği görüldü. Ayrıca şekil 4.11 de incelendiğinde atom numarası artıkça iyonizasyon tesir kesiti çok küçülüyor yani atomda elektron koparmak güçleşiyor. Anlaşıldığı gibi Lotz denklemi büyük atomlarda iyi sonuç verememektedir ve yetersiz kalmaktadır. Çok yüksek enerjilerde ve büyük atomlarda iyi sonuç alınabilmesi için yeni yöntem ve metotlar geliştirilmelidir. Konu ile ilgili yeterince çalışma olmadığı için bu çalışma literatüre de katkı sağlayacaktır.

6. KAYNAKLAR

- Aydınol, M. 1980. Angular Distribution of X-rays and auger electrons from rare gas atoms excited by electron impact. Doktora Tezi, Institute of Atomic Physics, University of Stirling (U.K). 225.
- Aydınol, M. 1981. Ionization of xenon L subshells by low-energy electron impact. J of Phys. B: Atom Mol. Phys. 14: 741-750.
- Aydınol, M., Meşe, E. 1993. Alçak enerjili elektronların hidrojen atomundan esnek saçılmasına ait kısmi tesir kesiti ve faz kayması hesabı. Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Fakültesi Fen Bilimleri Dergisi, (15): 1-14.
- Aydınol, M. 2007. X-ray production and ionization cross section of K shell of argon by electron impact near threshold region. Indian Journal of Pure& Applied Physics.(45): 641-646
- Bohm, D. 1989. Theory of Scattering. Quantum Theory. Emeritus Proffesor of Theoretical Physics Universty of London, Sayfa: 646, New York.
- Boztosun, İ. 2006. Nükleer reaksiyonlar ve teorik modeller. Dicle Üniversitesi Fizik Günleri. Diyarbakır. 56.
- Bederson, B., Fite, W. L. 1968. Methods of experimental physics. Atomic and Electron Physics Atomic Interactions Part A.Editör; Marton L. (7): 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
- Bransden, B. H., Joachain, C. J. 1999. Elektronlarla atomların çarpışmaları. Atom ve Molekül Fiziği. Bilim yayıncılık. 499-525. Ankara.
- Burhop, E. H. S. 1961. Theory of collisions. Quantum theory. Academic Press. 299-436. New York.
- Burke, G. P., Willams J. F. 1977. Electron scattering by atoms and molecules. Physics Reports, 34 (5): 325-369
- Burke, P. G.,Berrington, K. A., Sukumar, C. V. 1981. Electron-atom scattering at intermediate energies. Physics. B: Atom ve Molecular Physics. 14(2): s289 - 298
- Burke, G. Philip., Joachain, J. Charles. 1995. Theory of electron-atom collisions. Plennum Press, sayfa: 270.
- Burke, P. G. 1994. Electron - atom scattering theory and calculations. Advan. Atom Molecular Opt. Physics. (32): 39-55.
- Casnati, E., Tartari, A., Baraldi, C. 1982. An empirical approach to K-shell ionisation cross section by electrons. Journal of Physics B. 15 (1): 155
- Charles J., Kenneth M. Watson. 1972. Eikonal theory of inelastic electron-atom scattering at intermediate energies. Physics Review Letters . 5(6): 1460-1474.
- Czyzewski, Z., MacCallum, D. O., Romig, A.D., Joy, D.C. 1990. Calculations of mott scattering cross sections. J Appl Phys. (68): 3066-3072.

- Davis, D.V., Mistry, V.D., Quarles C.A. 1972. Inner shell ionization of copper, silver and gold by electron bombardment. *Physics Letters A*. 38 (3): 169-170.
- Deutsch, H., Margreiter, D., Mark, T. D. 1994. A semi-empirical approach to the calculation of absolute inner-shell electron impact ionization cross. *Zeitschrift für Physik D Atoms, Molecules and Clusters*. 29 (1): s 31-37.
- Dözen, C. 2006. M tabakası X ışınları üretim tesir kesitlerinin hesaplanması. Yüksek Lisans Tezi, Sütçü İmam Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Kahramanmaraş. 80.
- Erbil, H. 1990. Kuantum Fiziği. Ege Üniversitesi Basımevi, sayfa:380. Bornova-İzmir.
- Ferreira, J.G. 1987. X-ray Spectroscopy In Atomic And Solid State Physics. Plenum Press. Sayfa: 423.New York.
- Franck, J., Hertz, G. 1914. Über Zusammenstöße Zwischen Elektronen und Molekulan des Quecksilberdampfes und die Ionisierungsspannung desselben. *Verh. Dtsch. Phys.Ges.* (16): 457-467.
- Gauvin, R. 1993. A parameterization of K-shell ionization cross section by electron with an empirical modified Bethe's formula. *Microbeam Analysis*.(2): 253-258.
- Geltmen, S. 1969. Electron-atom collisions. *Topics in Atomic Collisions*. Academic Press. Sayfa: 247. New York/London.
- Gorur, G. Raju. 2004. Electron-atom collision cross sections in argon: An Analysis and Comments. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*. 11(4): 649-673.
- Gryzinski, M. 1965. Classical theory of atomic collision I: The theory of inelastic collisions. *Physics Review A*. 138 : 336-358.
- Haque, A. K. F., M R Talukder, M. R., Shahjahan M. M A Uddin, M. A., Basak, A. K., Saha, B. C. 2010. An extended empirical formula for inner-shell ionization of atoms. *Journal of physics B: Atomic, molecular and optical physics*.. 43: 8.
- Hippler, R., McGregor, I., Kleinpoppen, H., Aydınol, M. 1980. Angular distribution of X-radiation following electron bombardment of free atoms. *Journal of Physics*, 13 (5): 991-998.
- Hippler, R., McGregor, I., Kleinpoppen, H., Aydınol, M. 1981. Ionization of xenon L subshells by low-energy electron impact. *Physical Review*. 23 (4) : 1730-1736.
- Hoffmann, D. H. H., Brendel, C., Genz, H. Löw, W., Müller S., Richter A. 1979. Inner-shell ionization by relativistic electron impact. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*.293(3): 187-201.
- Hyman, H. A. 1979. Electron-impact ionization cross sections for excited states of the rare gases (Ne, Ar, Kr, Xe), cadmium, and mercury. *Physics Review Letters*. 20 (3): 855-859.
- Ishii, K., Kamiya, M., Sera, K., Morita, S. 1977. Inner-shell ionization by ultrarelativistic electrons. *Physical Review A*. 15(3): 906-913.
- James H. Scofield. 1978. K and L shell ionization of atoms by relativistic electrons. *Physical Review A*. 18(3): 963-970.
- James, M.Peeke., John, A. Halbleib.1983. Improved atomic data for electron-transport predictions by the codes tiger and tigerp: I.Inner-shell ionization by electron collisions. Sandia National Laboratories Albuquerque. Sayfa:35. New Mexico.
- Jenkins, R. 1986. *An Introduction to X-ray Spectrometry*, Heyden and Son, New York.
- Kansu, M. E. 2007. Astrofizikteki nükleer reaksiyonların tesir kesiti hesaplamaları. Yüksek lisans Tezi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Dumlupınar Üniversitesi, Kütahya. 107.

- Karaoğlu, B. 1994. Kuantum Mekaniğine Giriş. Bilgi Tek Yayıncılık, Sayfa: 277. İstanbul.
- Khare, S.P. and Wadehra, J.M. 1996. K, L and M shell ionization of atoms by electron and positron impact. *Can J. Physics* . 74: 376-383
- Kleinpoppen, H., McDowell, M. R. C. 1976. Electron and photon interactions with atoms. Sayfa:682. Plenum Press USA.
- Krane, K.S. 1988. *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley and Sons, New York.378-431.
- Kürkçüoğlu, M. E. 2006. $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ esnek saçılmasının fenomenolojik ve mikroskobik potansiyeller ile optik model analizleri. Doktora Tezi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Zonguldak Karaelmas Üniversitesi. 247.
- Llovet, X., Merlet, C., Salvat, F. 2000. Measurements of K-shell ionization cross sections of Cr, Ni and Cu by impact of 6.5–40 keV electrons. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 33: 3761-3772.
- Lotz, W. 1966. Electron impact ionization cross section and ionization rate coefficients for atoms and ions. *Astrophysical Journal Supplement*. 14: 207-238.
- Lotz, W. 1967. An empirical formula for the electron-impact ionization cross-section. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*. 206(2) : 205-211.
- Lotz, W. 1967. An empirical formula for the electron impact ionization cross section. Institut für Plasmaphysik, Garching, West Germany. 17(12): 673.
- Lotz, W. 1967. Electron-Impact Ionization Cross-Sections and Ionization Rate Coefficients for Atoms and Ions. *Astrophysical Journal Supplement*. 14(2) : 207 -238.
- Lotz, W. 1970. Electron-impact ionization cross-sections for atoms up to $Z=108$. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*. 232(2) : s 101-107.
- Lotz, W. 1970. Electron Binding Energies in Free Atoms. *Josa*. 60(2): s 206-210.
- Mason, N. J., Gingell, J.M., Jones, N.C., Kaminski, L. 1999. Experimental studies on electron scattering from atoms and molecules. 357(1755): 1175-1200.
- Massey, H. S. W., Burhop, E. H. S. 1965. *Electronic and Ionic Impact Phenomena*.1: 46. Oxford at the Clarendon Press.
- Massey, H. S. W., Burhop, E. H. S. 1969. *Electronic impact phenomena*. .1-2 Clarendon press, Oxford.
- Mayol, R., Salvat, F. 1990. Cross sections for K-shell ionisation by electron impact. Internal report University of Barcelona (unpublished): 2117-2130
- Meşe, E.1989. Alçak enerjili elektronların hidrojen atomundan esnek saçılması.Yüksek Lisans Tezi, Dicle Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Diyarbakır, 45s
- Merlet, C., Llovet, X. ve Salvat, F. ve Fernandez-Varea, J.M. 2000. Relative Cross Sections for L- and M-Shell Ionization by Electron Impact. *Microchimica Acta* .132(2-4):s163-171.
- Merlet, C., Llovet, X. ve Salvat, F. 2004. Measurements of absolute K-shell ionization cross sections and L-shell x-ray production cross sections of Ge by electron impact. *Physical Review*. 69 (3).
- McCarthy, I. E., Weigold, E. 1991. Electron momentum spectroscopy of atoms and molecules. *Rep. Prog. Phys.* 54: 789-879.

- Mott, N. F. ve Massey, H. S. W. 1969. The theory of atomic collisions. Clarendon Press, Oxford, England. (5 cilt).
- Mott N.F., Massey H.S.W. 1987. The Theory of Atomic Collisions. Oxford Science Publications.
- Moiseiwitsch, B. L. 1977. Recent Progress in Atomic Collisions Theory. Report on Progress in Physics. 40(8): 961.
- Nagatomi, T. 2005. Monte Carlo modeling of electron-excited X-ray emission from bulk materials and thin-film/substrate systems. Surface and interface analysis. 37: 887-894
- Pessa, V. M., W. R. Newell, U.R.1971. Electron impact ionization cross sections of inner atomic shells. Physica Scripta, 15 (3): 165-168.
- Peterson, R. L., Allen, J. E. 1972. Electron Impact Cross Sections for Argon. Journal of Chemical Physics. 56 (12) : 6068-6077.
- Powell, C. J. 1976. Cross sections for ionization of inner-shell electrons by electrons. Reviews of Modern Physics, 48 (1): 33-47.
- Powell, C. J. 1985. Electron Impact Ionization. Editörler: Mark, T. D., Dunn, D. H. Berlin
- Schreiber, T.P., Wims, A.M. 1982. Relative intensities of K and L shell X-ray lines. In Microbeam Analysis, Heinrich, K.F.J. (Ed.): 161–166. San Francisco: San Francisco Press Inc.
- Shima, K., Nakagawa, T., Umetani, K., Mikumo, T. 1981. Threshold behavior of Cu, Ge, Ag, K, and Au-L₃-shell ionization cross sections by electron impact. Physics Review A. 24 (1) : 72-78
- Satchler, G.R. 1980. Introduction to Nuclear Reactions. Mc Millan Press Ltd.London: 153-210.
- Şahin, Y. 1989. Çekirdek Fiziğinin Esasları. Çeviri, Atatürk Üniversitesi Yayınları, sayfa 416. Erzurum.
- Taş, R. 2011. Atom numarası $61 \leq Z \leq 71$ arasındaki elementlerin L tabakasına ait tesir kesit ve Coster-Kronig şiddetlendirme faktörlerinin hesaplanması. Yüzüncüyıl Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Van. 54.
- Tarakçıoğlu, M. 2005. Bazı elementlerin K tabakasından L tabakasına boşluk geçiş ihtimallerinin ölçülmesi. Yüksek Lisans Tezi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi. 51.
- Tawara, H. 1975. K-shell ionization by relativistic electron impact. Physics Letters A. 54 (2): 171-173
- Tuzluca, F. N., 2007. Bazı elementlerin L tabakasından M ve N tabakasına boşluk geçiş ihtimallerinin ölçülmesi. Fen Bilimleri Endtitüsü, Sütçü İmam Üniversitesi, Kahramanmaraş. 73.
- Ulu, M. 2007. Elektron-Elektron Çakışma Deney Düzeneginin Kurulması ve Düzeneginin Simülasyonu. Doktora Tezi, Fen Bilimleri Entitüsü, Selçuk Ünversitesi, Konya.168.
- Veldre, V. Y. 1966. The Theory of Electron-atom Collision. Universty Press, Sayfa: 530. Cumberland.
- Vriens, L. 1966. Electron Exchange in binary encounter collision theory. Physics Laboratory of the University, 89 (1), Netherlands

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı: Akide GELİR

Doğum Yeri ve Yılı: Gercüş / BATMAN, 1984

Medeni Hali: Bekar

Yabancı Dili: İngilizce

Eğitim Durumu:

Lise: 1999-2003, Batman Fatih Lisesi

Lisans: 2004-2008, Akdeniz Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik

Yüksek Lisans: 2009-..., Dicle Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı