

**DIŞ MANYETİK ALANDA BAZI GEÇİŞ METAL
ALAŞIMLARININ K TABAKASI X-IŞINI ŞİDDET
ORANLARININ BELİRLENMESİ VE BU
ALAŞIMLAR İÇİN ETKİN ATOM
NUMARALARININ TAYİNİ**

Ufuk PERİŞANOĞLU

**Yüksek Lisans Tezi
Fizik Ana Bilim Dalı
Prof. Dr. Lütfü DEMİR
2014
Her Hakkı Saklıdır**

ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

DIŞ MANYETİK ALANDA BAZI GEÇİŞ METAL
ALAŞIMLARININ K TABAKASI X IŞINI ŞİDDET ORANLARININ
BELİRLENMESİ VE BU ALAŞIMLAR İÇİN ETKİN ATOM
NUMARALARININ TAYİNİ

Ufuk PERİŞANOĞLU

FİZİK ANA BİLİM DALI

ERZURUM
2014

Her Hakkı Saklıdır



T.C.
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



TEZ ONAY FORMU

**DIŞ MANYETİK ALANDA BAZI GEÇİŞ METAL ALAŞIMLARININ K TABAKASI
X IŞINI ŞİDDET ORANLARININ BELİRLENMESİ VE BU ALAŞIMLAR İÇİN
ETKİN ATOM NUMARALARININ TAYİNİ**

Prof. Dr. Lütfü DEMİR danışmanlığında, Ufuk PERİŞANOĞLU tarafından hazırlanan bu çalışma...16.../...01.../2014 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans tezi olarak **oybirliği/oy çokluğu (.../...)** ile kabul edilmiştir.

Başkan : PROF. DR. LÜTFÜ DEMİR İmza :

Üye : PROF. DR. YAKUP KURUCU İmza :

Üye : Doç. Dr. M. S. Sander GÜLTEKİN İmza :

Yukarıdaki sonucu onaylıyorum

Prof. Dr. İhsan EFEOĞLU
Enstitü Müdürü

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

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

DIŞ MANYETİK ALANDA BAZI GEÇİŞ METAL ALAŞIMLARININ K TABAKASI X-IŞINI ŞİDDET ORANLARININ BELİRLENMESİ VE BU ALAŞIMLAR İÇİN ETKİN ATOM NUMARALARININ TAYİNİ

Ufuk PERİŞANOĞLU

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Ana Bilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Lütfü DEMİR

Bu çalışmanın ilk bölümünde, Ni-Cr geçiş metal alaşımlarının $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranları üzerine dış manyetik alanın etkisi araştırıldı. Ni, Cr ve Ni_xCr_{1-x} ($x= 0,40; 0,50; 0,60; 0,80$) alaşımlarının $K\alpha$ ve $K\beta$ emisyon spektrumları Si(Li) katı hal dedektörü kullanılarak belirlendi. Ni_xCr_{1-x} alaşımlarında Ni ve Cr'nin $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranları, manyetik alan olmadan ve 0,5 T ve 1 T'lık dış manyetik alanda 200 mCi ^{241}Am radyoaktif nokta kaynaktan yayımlanan 59,5 keV'lik γ -ışınları uyarımı ile belirlendi.

Dış manyetik alanda elde edilen deneysel sonuçlar; dış manyetik alan olmadan elde edilen deneysel sonuçlarla karşılaştırıldığında Ni, Cr, ve bunların farklı kompozisyonlardaki alaşımları için $K\beta/K\alpha$ şiddet oranlarında sapmalar görüldü. Böylece bu ölçümlerin sonuçları, Ni_xCr_{1-x} alaşımlarındaki Ni ve Cr'nin $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranlarının dış manyetik alana bağlı olduğunu gösterdi.

Bu çalışmanın ikinci kısmında; seçilen foton enerjisi için bu geçiş metalleri ve onların farklı kompozisyonlarındaki alaşımlarının toplam kütle soğurma katsayıları belirlendi. Teorik kütle soğurma katsayıları karışım kurallı dikkate alınarak hesaplandı. Ardından toplam atomik ve elektronik tesir kesitleri, etkin atom numaraları bu kütle soğurma katsayıları kullanılarak deneysel ve teorik olarak tayin edildi. Bu parametreler alaşım kompozisyonlarına bağlı olarak incelendiğinde, alaşım konsantrasyonlarına göre değişim gösterdiği görüldü.

2014, 93 sayfa

Anahtar Kelimeler: $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranı, alaşım, dış manyetik alan, kütle soğurma katsayısı, atomik tesir kesiti, elektronik tesir kesiti, etkin atom numarası.

ABSTRACT

Master Thesis

K SHELL X-RAY INTENSITY RATIOS OF SOME TRANSITION METAL ALLOYS IN EXTERNAL MAGNETIC FIELD and DESIGNATION of EFFECTIVE ATOMIC NUMBERS for THESE ALLOYS

Ufuk PERİŞANOĞLU

Atatürk University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Lütü DEMİR

In first part of this study, the effect of external magnetic field on the $K\beta/K\alpha$ X-ray intensity ratios of various alloy compositions of Ni-Cr transition metal alloys has been investigated. The $K\alpha$ and $K\beta$ emission spectra of Ni, Cr and Ni_xCr_{1-x} ($x= 0.40; 0.50; 0.60; 0.80$) alloys were measured by using a Si(Li) solid state detector. $K\beta/K\alpha$ X-ray intensity ratios of Ni, Cr and Ni_xCr_{1-x} alloys without magnetic field and in 0,5 and 1 T external magnetic field have been measured following excitation by 59,5 keV γ -rays from a 200 mCi ^{241}Am radioisotope source.

When the experimental data obtained in external magnetic field have been compared with data without external magnetic field, deviations has been observed in $K\beta/K\alpha$ X-ray intensity ratios for Ni and Cr in different alloy compositions. Thus, results of these measurements have shown that $K\beta/K\alpha$ X-ray intensity ratios of Ni and Cr in Ni_xCr_{1-x} alloys are dependent on the external magnetic field.

In second part of this study, the total mass attenuation coefficients for pure 3d transition metals and their alloys at different compositions had been measured and theoretically estimated using mixture rule for selected photon energy. Later on, total atomic and electronic cross-sections, effective atomic number for alloys are determined experimentally and theoretically using these mass attenuation coefficients. When these parameters has been examined depending on the alloy compositions, it has been found that they vary according to alloy compositions.

2014, 93 Pages

Keywords: $K\beta/K\alpha$ X-ray intensity ratio, alloy, external magnetic field, mass attenuation coefficient, atomic cross section, electronic cross section, effective atomic number,

TEŞEKKÜR

Yüksek Lisans tezi olarak sunduğum bu çalışma Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünde yapılmıştır. Bu çalışmanın planlanması ve yürütülmesinde tecrübelerini ve kıymetli bilgilerini esirgemeyen çok değerli hocam Sayın Prof. Dr. Lütfü DEMİR'e en içten şükranlarımı arz ederim.

Çalışmalarım sırasında yapmış olduğu katkılardan dolayı kıymetli arkadaşım Sayın Öğr. Gör. Bünyamin ALIM'a teşekkür ederim.

Fen Fakültesi Fizik Bölümünün tüm elemanlarına sağlamış oldukları kolaylıklardan dolayı ve tüm arkadaşlarıma katkılarından dolayı teşekkür ederim.

Teşvik ve desteklerinden dolayı değerli aileme teşekkürlerimi sunarım.

Ufuk PERİŞANOĞLU

Ocak, 2014

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ	ix
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	12
2.1. Geçiş Metallerinin Özellikleri	12
2.1.1. Geçiş metallerinin değeriği (oksidasyon sayısı).....	13
2.1.2. Geçiş metallerinde renk.....	14
2.2. Alaşım ve Alaşımılama	15
2.2.1. Alaşım üretimi	16
2.2.2. Alaşımılandırma ve içyapı oluşumu	17
2.3. X-Işınları ve Oluşumu	21
2.3.1. Sürekli X- ışınları.....	23
2.3.2. Karakteristik X-ışınları	26
2.4. X- Işınlarının Madde İle Etkileşimleri.....	29
2.4.1. Fotoelektrik olayı	30
2.4.2. Auger olayı.....	31
2.4.3. Çift oluşumu.....	32
2.4.4. Compton saçılması	33
2.5. Beer- Lambert Yasası ve X-Işını Azaltma Katsayıları	34
2.6. Tesir Kesiti	37
2.6.1. Toplam moleküler tesir kesiti.....	38
2.6.2. Toplam atomik tesir kesiti.....	39
2.6.3. Toplam elektronik tesir kesiti.....	40
2.7. Etkin Atom Numarası.....	40
2.7.1. Direkt yöntem.....	40

2.8. Manyetizma	41
2.8.1. Manyetik moment ve dış manyetik alanda atom.....	41
2.8.2. Maddenin Manyetik Özellikleri	43
2.8.2.a. Diyamanyetizma	46
2.8.2.b. Paramanyetizma	47
2.8.2.c. Ferromanyetizma	49
2.8.2.d. Antiferromanyetizma.....	50
2.8.2.e. Ferrimanyetizma	51
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	52
3.1. X-Işını Floresans Tekniği	52
3.2. Si(Li) Dedektörün Çalışma Prensibi	53
3.3. Sayma Sistemi	58
3.3.1. Yüksek voltaj kaynağı	59
3.3.2. Ön yükseltici.....	59
3.3.3. Yükseltici.....	60
3.3.4. Analog sayısal dönüştürücü (ADC)	60
3.3.5. Çok kanallı analizör (MCA).....	60
3.4. Numunelerin Hazırlanması ve Deney Geometrisi.....	61
3.5. K X-Işını Şiddet Oranlarının Ölçülmesi	64
3.6. Kütle Soğurma Katsayılarının Ölçülmesi.....	66
3.7. Etkin Atom Numaralarının Belirlenmesi	68
4. ARAŞTIRMA BULGULARI	70
5. SONUÇ ve TARTIŞMA.....	83
KAYNAKLAR	87
ÖZGEÇMİŞ	94

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

α	İnce Yapı Sabiti
σ	Tesir Kesiti
ADC	Analog Sayısal Dönüştürücü
B	Uygulanan dış manyetik alanın şiddeti
e	Elektron Yüğü
EDXRF	Enerji Ayrımlı X-ışını Floresans Spektrometresi
H	Elektromagnetin alan şiddeti
h	Plank Sabiti
$I_{K\beta}/I_{K\alpha}$	Düzeltilmiş K X-ışını Şiddet Oranı
L	Yörünge açısal momentumu
M	Mıknatıslama vektörü
MCA	Çok kanallı analizör
m_o	Elektronun Durgun Kütlesi
N	Avagadro Sayısı
$N_{K\beta}/N_{K\alpha}$	Düzeltilmemiş K X-ışını Şiddet Oranı
$R_{K\beta}/R_{K\alpha}$	Normalize Edilmiş K X-ışını Şiddet Oranı
t	Numune Kalınlığı (gr/cm ²)
XRF	X-ışını Floresans
Z_e	Etkin Atom Numarası
β	Öz-Soğurma Düzeltme Parametresi
χ	Manyetik duygunluk
μ_e	Numuneden Yayımlanan Fotonlar İçin Kütle Azaltma Katsayısı
μ_i	Numuneye Gelen Fotonlar İçin Kütle Azaltma Katsayısı
μ_m	Kütle Soğurma Katsayısı
σ_e	Toplam Elektron Tesir Kesiti
σ_t	Toplam Atomik Tesir Kesiti
ω	Floresans Verim

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Periyodik çizelge	13
Şekil 2.2. Yer alan atomunun ve ara yer atomunun metalik kafes sistemindeki gösterimi.....	18
Şekil 2.3. Moseley tarafından yayımlanan ilk X-ışını spektrumu.....	22
Şekil 2.4. X-ışını tüpü	23
Şekil 2.5. Uyarma (excitation) modeli.....	27
Şekil 2.6. Pb için temel X- ışını geçişleri (Feldman & Mayer, Fundamentals of Surface and Thin Film Analysis).	29
Şekil 2.7. Fotoelektrik ve auger olayı	31
Şekil 2.8. Compton saçılması	33
Şekil 2.9. X- ışınlarının azaltılması.....	35
Şekil 2.10. Soğurma Kıyıları.	37
Şekil 2.11. (a) r yarıçaplı yörüngede dolanan bir elektronun zıt yönlerde oluşan açısal momentumu (L) ve manyetik momenti (μ). (b) Elektronun spin hareketinden kaynaklanan spin manyetik momenti (μ_{spin}).	42
Şekil 2.12. Manyetik davranış çeşitleri (Erdoğan 2001).....	46
Şekil 2.13. Diamanyetik malzemenin dış manyetik alanda davranışı.	47
Şekil 2.14. Paramanyetik malzemenin dış manyetik alanda davranışı.	48
Şekil 2.15. Cruie (T_C) ve Neel(T_N) sıcaklıkları.	49
Şekil 2.16. (a) Demir kristalinde bileşke manyetik momentleri birbirine dik olan birçok bölge vardır. (b) Dış alan uygulanınca bölgeler daha yüksek enerjili olan ara halleri geçebilir ve dış alan yönüne yönelebilir. Dış alan kalkınca yine öylece kalırlar ve sürüp giden büyük bir bileşke manyetik momenti oluştururlar.	50
Şekil 3.1. XRF tekniği ve tipik XRF analiz düzeneği.	53
Şekil 3.2. Bir Si(Li) katıhal dedektörünün şematik gösterimi.	55
Şekil 3.3. Si(Li) dedektörde X-ışını dedeksiyon işlemi.	57
Şekil 3.4. Sayma sistemi.	59
Şekil 3.5. Karakteristik K X-ışınlarını ölçmek için kullanılan deney geometrisi.....	63

Şekil 3.6. Deney geometrisinin üstten görünüşü.	64
Şekil 3.7. Kütle soğurma katsayılarını belirlemek için kullanılan deney geometrisi.	68
Şekil 4.1. $B=0$ T için, K X-ışını şiddet oranlarını hesaplamak için $I_0G\varepsilon$ değerleri.	71
Şekil 4.2. $B=0,5$ T için, K X-ışını şiddet oranlarını hesaplamak için $I_0G\varepsilon$ değerleri.	71
Şekil 4.3. $B=1$ T için, K X-ışını şiddet oranlarını hesaplamak için $I_0G\varepsilon$ değerleri.	72
Şekil 4.4. $B=0$ T için, Ni, Cr, Ni_xCr_{1-x} alaşımları için elde edilen K X-ışını spektrumları.....	73
Şekil 4.5. $B=0,5$ T için, Ni, Cr, Ni_xCr_{1-x} alaşımları için elde edilen K X-ışını spektrumları.....	74
Şekil 4.6. $B=1$ T için, Ni, Cr, Ni_xCr_{1-x} alaşımları için elde edilen K X-ışını spektrumları.....	75
Şekil 4.7. $B=0$ T için, Ni_xCr_{1-x} alaşımlarında Ni ve Cr için deneysel olarak elde edilen $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranlarının gösterimi.	77
Şekil 4.8. $B=0,5$ T için, Ni_xCr_{1-x} alaşımlarında Ni ve Cr için deneysel olarak elde edilen $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranlarının gösterimi.	78
Şekil 4.9. $B=1$ T için, Ni_xCr_{1-x} alaşımlarında Ni ve Cr için deneysel olarak elde edilen $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranlarının gösterimi.	79
Şekil 4.10. Ni_xCr_{1-x} alaşımı için μ_m değerlerinin x ile değişimi.	80
Şekil 4.11. Ni_xCr_{1-x} alaşımları için σ_t değerlerinin x ile değişimi.	81
Şekil 4.12. Z_e değerlerinin x 'in bir fonksiyonu olarak gösterimi.	82

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. Farklı atom numaralarına sahip olan elementlerin oksidasyon sayıları.....	14
Çizelge 2.2. X-ışını diyagram çizgilerinin Siegbahn ve IUPAC gösterimleri.	28
Çizelge 3.1. Çalışmada kullanılan numunelerin özellikleri.	61
Çizelge 4.1. $B=0$ T için, Ni_xCr_{1-x} alaşımlarında $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranları ($N_{K\beta}/N_{K\alpha}$ düzeltilmemiş, $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ düzeltilmiş ve $R_{K\beta}/R_{K\alpha}$ alaşımlar için pür metallere göre normalize edilmiş şiddet oranları)	76
Çizelge 4.2. $B=0,5$ T için, Ni_xCr_{1-x} alaşımlarında $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranları ($N_{K\beta}/N_{K\alpha}$ düzeltilmemiş, $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ düzeltilmiş ve $R_{K\beta}/R_{K\alpha}$ alaşımlar için pür metallere göre normalize edilmiş şiddet oranları)	76
Çizelge 4.3. $B=1$ T için, Ni_xCr_{1-x} alaşımlarında $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranları ($N_{K\beta}/N_{K\alpha}$ düzeltilmemiş, $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ düzeltilmiş ve $R_{K\beta}/R_{K\alpha}$ alaşımlar için pür metallere göre normalize edilmiş şiddet oranları)	76
Çizelge 4.4. Ni_xCr_{1-x} alaşımları için kütle soğurma katsayıları (μ_m).....	80
Çizelge 4.5. Ni_xCr_{1-x} alaşımları için toplam atomik ve toplam elektronik tesir kesitleri (σ_t ve σ_e).	81
Çizelge 4.6. Ni_xCr_{1-x} alaşımları için etkin atom numaraları (Z_e).....	82

1. GİRİŞ

İlginç fiziksel, kimyasal ve manyetik özelliklerinden dolayı modern teknolojinin gelişmesinde önemli rol oynayan $3d$ bloğu elementleri son zamanlarda yoğun bir şekilde araştırılmaktadır. Geçiş elementleri olarak bilinen bu elementlerin diğer elementlerle oluşturduğu bileşiklerin ve kendi aralarında oluşturduğu alaşımların birçok uygulamaları mevcuttur. Bu uygulamalar geçiş elementlerinin valans elektronik yapısı üzerine kimyasal ve alaşım etkisi ile ilgili teorik, deneysel ve yarı deneysel yöntemlerin gelişimini sağlamıştır. Geçiş elementlerinin hepsi, elektron dizilimlerinde, en dışta d -orbitalinde her zaman elektron taşırlar. Tepkimelere giren elektronlar da, d -orbitalindeki elektronlardır. Bu sebeple $3d$ elementlerinin valans elektron yapılarının bilinmesi fiziksel özellikleri hakkında bilgi sahibi olmamızı sağlar. Fiziksel ve kimyasal etkiler, karakteristik X -ışını enerjilerinde, satalit (uydu) çizgilerinde ve rölatif X -ışını şiddeti ile emisyon çizgi genişliğinde kaymalara neden olurlar. Bir atom kimyasal bağa katıldığında, valans atomik orbitali bileşiğin moleküler orbitalinin oluşumuna katılır. Molekül orbitalinin yapısı bağdaki bileşen atomlarının yapısına bağlı olarak belirlenir. Kimyasal bağdaki değişim valans elektronlarının yoğunluğunda bir değişime neden olabilir. Bağ çeşidine bağlı olarak, molekül, kristal veya alaşımda bulunan komşu atomlardaki elektron yoğunluğu artar ya da azalır. Kimyasal açıdan bağ çeşidinin (iyonik, metalik, kovalent, ...) yanı sıra, molekül yapısının karakteristikleri olan komplekslik ve atomun elektronegatifliği, koordinasyon sayısı, vb... $K X$ -ışını flöresans şiddet oranını etkiler. Ayrıca ligantlar ve merkez atomlar arasındaki bağ uzunluğunun yanı sıra molekülün bağ enerjileri de farklı olabilir. Farklı bağ uzunlukları, ligantlar ve merkez atomlar arasında farklı etkileşmelere neden olur ki bütün bunlarda $K X$ -ışını geçişlerini etkiler (Porikli 2009).

Yapılan birçok çalışmada $K\beta/K\alpha$ X -ışını şiddet oranlarının $3d$ geçiş metallerin bileşiklerinin (Tamakai *et al.* 1979; Brunner *et al.* 1982; Arndt *et al.* 1982; Mukoyama *et al.* 1986; Küçükönder *et al.* 1993; Padhi *et al.* 1993; Chang *et al.* 1994) ve alaşımlarının (Bhuinya *et al.* 1992; 1993, Padhi *et al.* 1995) kimyasal yapısına bağlı olduğu tespit edilmiştir. Bu bağlılık $3p$ orbitalinin, $2p$ orbitalinden daha fazla değiştiği

kimyasal/katı hal etkilerinden dolayı geçiş metalinin $3d$ elektron popülasyonunun değişmesinin sonucu olarak, metalin $K\beta/K\alpha$ şiddet oranlarında da belirgin bir değişikliğin olması ile açıklanabilir. Bu sebeple $K\beta/K\alpha$ şiddet oranı $3d$ geçiş elementlerinin valens elektronik yapısını anlamak için hassas ve önemli bir parametre olabilir (Pawloski *et al.* 2002, Söğüt *et al.* 2002, Porikli and Kurucu 2008, Han and Demir 2009).

$K\beta/K\alpha$ şiddet oranlarıyla ilgili birçok çalışma rapor edilmiştir. Büyükkasap (1997), Ba, La, Sm, Gd, Dy ve Ho elementlerinin şiddet oranlarına kalınlığın etkisini ölçtü. Arndt *et al.* (1982) $3d$ elementlerinin $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranlarının uyarma biçimine (fotoiyonizasyon ve elektron yakalama) bağlı olarak değişimini incelediler.

Polasik (1998) $3d$ geçiş metalllerinde $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranlarının valens elektronlarının konfigürasyonuna bağımlılığını doğru bir şekilde açıklamak için geçiş etkileşmelerini ve kuantum elektrodinamik düzeltmeleri içeren çok geniş MCDF hesaplamaları yapmıştır. Polasik (1998), incelediği tüm atomlarda $3d^{m-2}4s^2$ konfigürasyon tipi için $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranlarını; $3d^{m-1}4s^1$ için olan orandan daha büyük, $3d^m$ tipi için ise daha da küçük olarak elde etmiştir. Her bir elektron konfigürasyon tipi için $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranlarının atom numarası ile açıkça arttığı ve $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranlarının valens elektron konfigürasyonundaki değişime çok duyarlı olduğu bulunmuştur.

Raj *et al.* (1998, 1999a, 1999b, 1999c, 2000, 2001) Ti, V, Cr ve Fe'nin $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranlarını saf metallerde, TiC, VC, CrB, CrB₂ ve FeB bileşiklerinde 200 mCi Am-241 nokta kaynaktan yayımlanan 59,54 keV γ -ışınlarını uyarıcı olarak kullanarak ölçtüler. Bu çalışmada elde edilen $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranlarının MCDF hesaplamaları ile kıyaslaması TiC'deki Ti ve CrB ile CrB₂'deki Cr'nin $3d$ elektron popülasyonunun saf metallerdeki değerlerinden önemli miktarda farklı olduğunu gösterdiler. VC'deki V ve FeB'deki Fe'nin $3d$ elektron konfigürasyonunda ise herhangi bir değişim gözlenmemiştir (1998). Çeşitli Si bileşiklerinde (Ni₂Si, NiSi, NiSi₂, Cu₂Si,

CuSi, CuSi₂) Ni ve Cu'nun $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranlarını ölçtüler ve Ni için şiddet oranlarının MCDF hesaplamalarıyla kıyaslanmasından hareketle Si konsantrasyonunun artışıyla 3d elektron popülasyonunun azaldığını belirttiler (1999a). Silisli bileşiklerde yük transfer ve yeniden düzenlenme (delocalization) olaylarını anlamak için saf metallerde ve V₃Si ve Cr₃Si ve FeSi'de V, Cr ve Fe'nin $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranlarını ölçtüler ve sonuçlarını MCDF hesaplamalarıyla karşılaştırdılar (1999b). Saf metaller ile onların disilisli bileşiklerinde Ti, V, Cr ve Co için (1999c), CrS, MnSe, MnS, CoS'de Cr, Mn ve Co için $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranlarını ölçmüşlerdir. Tüm bu metallerin $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranlarının bileşiklerde, saf hallerindeki değerlerden daha küçük olduğunu belirtmişlerdir (2000). Mn, MnO₂, LaMnO₂ ve La_{0,7}B_{0,3}MnO₃ (B, Ca, Sr ve Ce) de Mn'nin rölatif K X-ışını şiddetlerini ölçtüler. Bileşiklerde ölçülen sonuçların saf Mn'nin sonuçlarından anlamlı bir şekilde saptığını vurguladılar (2001). Raj *et al.* (1999d) farklı kompozisyonlarda hazırlanmış V_xNi_{1-x} (x=0,00; 0,10; 0,20; 0,35; 0,50; 0,75; 1,00) alaşımlarında V ve Ni'nin $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranlarını ölçmüşlerdir. V ve Ni için alaşım kompozisyonlarında bulunan deneysel $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranları saf metallerdekinden farklı olarak bulunmuştur. $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranlarındaki bu sapma, çeşitli MCDF hesaplama sonuçları kullanılarak değerlendirilmiştir. Çalışmada V ve Ni için 3d elektronlarının sayısındaki rölatif değişimin, bu metallerin kendi konsantrasyonlarının bir fonksiyonu olarak düşünüldüğünde çok benzer olacağını vurgulanmıştır. V'nin 3d elektronlarının sayısındaki değişimin Ni'nin 3d elektronlarının sayısı ile kıyaslanması; V_xNi_{1-x} alaşımlarında V ve Ni'nin valens elektron konfigürasyonunda gözlenen değişimin, 3d ve 4s, 4p durumları arasında elektronların yeniden düzenlenmesi gibi prosesler dikkate alınmadığında, V ve Ni arasında meydana gelen 3d elektronu transferi ile açıklanabileceğini göstermiştir. Çalışmada 3d elektronlarının transferinin yüksek konsantrasyonlu bir elementin atomlarından düşük konsantrasyonlu bir elementin atomlarına (V veya Ni) doğru olduğunu tahmin etmenin çok ilginç olduğu belirtilmiştir. Raj *et al.* (2000, 2001, 2002) önce Fe ve Ni için, daha sonra Ti'den Cu'ya kadar olan 3d geçiş metalleri için $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranlarını ölçtüler ve ölçtükleri şiddet oranlarını MCDF hesaplamalarının sonuçlarıyla kıyaslayarak bu metallerin valens elektron yapılarını belirlediler.

Pawłowski *et al.* (2002) $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranlarını Ti, Cr, Fe ve Co için saf metallerde ve $\text{Cr}_{0,26}\text{Fe}_{0,74}$, $\text{Cr}_{0,80}\text{Co}_{0,20}$ ve $\text{Ti}_{0,80}\text{Fe}_{0,20}$ alaşımlarında ölçtüler. Ölçülen $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranları ve bu metallerin çeşitli elektron konfigürasyonları için yapılan MCDF hesaplamalarından hareketle Ti, Cr, Fe ve Co'nun valens elektron yapılarını elde ettiler.

Doğan and Bacaksız (2005), $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{S}$ yarı iletken alaşımlarının $K\beta/K\alpha$ şiddet oranlarını ve bu alaşımların yapısal elektriksel ve optik özelliklerini gözlemlediler. Numuneleri Am-241 radyoaktif nokta kaynağından yayınlanan 59,5 keV enerjili fotonlarla uyararak, yayımlanan K X-ışınlarını saymak için Si(Li) dedektör kullandılar. Alaşımların farklı oranlardaki birleşimine bağlı olarak şiddet oranlarının da değiştiğini rapor ettiler.

Elementlerin fiziksel durumu ve kimyasal kompozisyonları karakteristik X-ışınlarının şiddetini etkiler. Deneysel ve teorik olarak 3d elementlerinde $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranı değerleri kimyasal yapıya ve uyarma metoduna göre farklı değerler alabilir. Öyle ki kimyasal yapıdaki değişimin şiddet oranı değerlerini %10 civarında değiştirdiği bulunmuştur (Çevik *et al.* 2005). Bu türden etkilere, 3d elektron popülasyonunun değişimi ya da ligand atomlarının 3p seviyelerinden metaldeki 3d seviyesine geçişleri veya hepsi birden neden olur. Herhangi bir etkinin 3d dalga fonksiyonunu değiştirmesi şiddet oranı değerlerini de değiştirecektir.

Kalaycı *et al.* (2007), Ni_3Si , Ni_2Si ve NiSi alaşımlarındaki Ni elementinin $K\beta/K\alpha$ şiddet oranlarını EDXRF tekniği ile tespit ettiler. Elde edilen sonuçlara göre Ni 'in şiddet oranları saf Ni 'den Ni_2Si 'ye azalırken, Ni_2Si 'den NiSi 'ye artmaktadır. Ayrıca farklı elektronik konfigürasyonlarda saf Ni'nin LMTO (Linear muffin-tin orbital method) yoluyla bant yapısı hesaplamalarını yaptılar.

Aylıkçı *et al.* (2010), Co ve Zn elementlerinin flüoresans parametrelerine ($\sigma_{K\alpha\beta}$ üretim tesir kesiti, ω_K flüoresans verimi, $K\beta/K\alpha$, $KLM/K\alpha$, $KMM/K\beta$ şiddet oranları)

alaşım etkisini gözlemlediler. Bu parametrelerin, Zn_xCo_{1-x} alaşımlarında bulunan elementlerin valens elektronlarının yeniden düzenlenmesi ve aralarındaki yük transfer sürecine bağlı değiştiğini rapor ettiler. Yine başka bir çalışmalarında saf metallerdeki ve süperalaşım örneklerindeki Ni 'nin $\sigma_{K\alpha,\beta}$ üretim tesir kesitlerini, $K\beta/K\alpha$, $KLM/K\alpha$ ve $KMM/K\beta RAE$ şiddet oranlarını ve Mo'nun $\sigma_{K\alpha}$, $\sigma_{K\beta 1,2}$ üretim tesir kesitlerini, $K_{\beta 1,3}/K_{\alpha}$, $K_{\beta 2,4}/K_{\alpha}$, $K_{\beta 2,4}/K_{\beta 1,3}$, $KLM/K\alpha$ ve $KMM/K\beta RAE$ şiddet oranlarını ölçtüler. Süperalaşımlardaki Ni ve Mo 'nun X-ışını flüoresans parametrelerine, faz yapılarına ve korozyon davranışına alaşım etkisini ve X-ışını flüoresans parametrelerinde saf metallere kıyasla önemli farklar olduğunu gözlemlediler. Bu farklılıkların valens elektronlarının yeniden düzenlenmesi ve yük transferinden kaynaklandığı sonucuna vardılar (Ayılıkçı *et al.* 2010).

Dağıstanlı *et al.* (2012), farklı kristal yapılarında 3d metallerinin d elektron popülasyonunu LMTO metodu ile hesaplayarak 3d metallerinin valens elektron yapısının ve $K\beta/K\alpha$ şiddet oranlarının kristal yapısı ile değiştiğini gösterdiler.

Saydam *et al.* (2012), Fe, Se, Te saf metallerinin ve TeSe, FeSe, FeTe komplekslerinin flüoresans tesir kesitlerini $\sigma_{\kappa i}$ ve $K\beta/K\alpha$ şiddet oranlarını gözlemlediler. Saf elementlerin bant uzunluklarının ve atomların karşılıklı etkileşiminin sonuçları etkilediğini buldular.

Dağıstanlı *et al.* (2012) 3d metallerinin doluluk oranlarını LMTO metoduyla basıncın bir fonksiyonu olarak incelediler. İlk 3d metallerinde $K\beta/K\alpha$ oranı azalırken daha ağır 3d metalleri için bu oran artmıştır.

Cesareo *et al.* (2013), EDXRF'ye dayalı genel bir yöntemi yeni bir yapı oluşturmak ve iki veya daha fazla tabakalı materyallerin kalınlığını tespit etmek için test ettiler. Sonuç olarak yöntemin, çeşitli malzemelerde (Au alaşımı, altın kaplama Ag, Pb, Cu... gibi) seçilen elementler için $K\beta/K\alpha$ ve $L\beta/L\alpha$ piklerinin şiddet oranlarını belirlemede

uygun olduğunu gözlemlediler.

Doğan *et al.* (2013), fluoresans parametrelerine alaşım etkisini ve alaşım oluşumuna banyo sıcaklığının etkisini gözlemlediler. Cr ve Zn 'nin $\sigma_{K\alpha}, \sigma_{K\beta}$ üretim tesir kesitleri ve $K\beta/K\alpha$ şiddet oranlarını saf metallerde ve farklı alaşım kompozisyonlarında ölçtüler. Ayrıca deneysel ve yarı deneysel K tabakası flüoresans verimini ve K X-ışını şiddet oranlarını mevcut deneysel verilerden $23 \leq Z \leq 30$ aralığındaki elementler için hesapladılar. Analizleri bu etkilerin alaşımlarda, atomların yeniden yerleşiminden ve yük transfer mekanizmasından kaynaklandığını gösterdi.

$3d$ grubunda yer alan metallerin çoğu manyetik özellik göstermektedir. Bu nedenle; bu grupta yer alan elementlerin $2p$ elektronlarının incelenmesiyle, elementin manyetik özellikleri, kristal alan etkisi, spin ve açısal momentumları hakkında ayrıntılı bilgiler elde edilebilmektedir. Bu özelliklerinden dolayı $3d$ geçiş elementleri manyetik kayıt cihazlarında kullanılabilmelerinden ötürü hafıza elemanı olarak günümüz teknolojisinde önemli bir yere sahiptir.

Atomik ışımanın atomdaki elektrik yüklerinin titreşim veya geçiş hareketinden kaynaklanmasından dolayı ışıyan atomun manyetik veya elektrik alanda bulunması halinde yörüngenin şekli, yayımlanan foton enerjileri, spektral çizgi genişlikleri, geçiş hızları ve seviye ömürleri gibi bazı atomik parametrelerde değişikliklerin olması mümkündür (Şahin ve Kurucu 2005). Bu ise özellikle yörünge şekli sabit olmayan manyetik alt seviyelere geçişlerde yayımlanan karakteristik tepelerin şiddetlerinin dış alanda değişmesi anlamına gelir. Bu noktadan hareketle Şahin ve Demir (2005) dış alanın X-ışınlarının açısal dağılımına etkisini belirlemek üzere 110° ve 125° 'lik saçılma açılarında atom numarası $60 \leq Z \leq 92$ aralığında olan 13 elementi (Nd, Gd, Dy, Ho, Ta, W, Au, Hg, Tl, Pb, Bi, Th, ve U) 241-Am radyoaktif nokta kaynaktan yayınlanan 59,5 keV'lik γ -ışınları ile uyarmışlardır. K ve L tabakası şiddet oranlarını ± 7500 , ± 6000 , ± 4500 , ± 3000 , ± 1500 Gauss'luk manyetik alan şiddetlerinde, enerji ayırmalı X-ışını spektrometresiyle deneysel olarak ölçerek, anizotropi parametresinin dış alan şiddetine bağımlılığını araştırmış ve X-ışını tepelerinin enerjilerinde meydana gelen değişimleri

ve kaymaları incelemişlerdir.

Bazı nikel ve cobalt bileşiklerinde manyetik alanın artan değerleri ile birlikte enerji değerlerinde kaymalar ve çizgi şekillerindeki değişimlerin yanı sıra şiddet oranı değerlerinde de sistematik azalmalar gözlenmiştir. Ayrıca, koordinasyon ve oksidasyon sayısı, $3d$ 'deki elektron sayısı, tetrahedral, oktahedral gibi kimyasal yapısı, bağ uzunluğu ve bağ çeşidi gibi parametrelerdeki değişimle K X-ışını geçişlerinde değişimlere rastlanmıştır (Porikli *et al.* 2008).

Durdağı (2013), La, Ce, Pr, Nd, Sm, Gd, Tb, Dy, Ho and Er element grubunun $L\alpha$, $L\beta$, $L\gamma$ and Ll X-ışını emisyon çizgilerine $0,6 T$ ve $1,2 T$ dış manyetik alanın etkisini inceledi. Sm elementi için L X-ışını emisyon çizgilerinde anlamlı bir etki gösterirken, Pr elementinin $L\alpha/L\gamma$ şiddet oranlarında ise farkedilebilir bir değişim gözlenememiştir. Ayrıca bağıl şiddetlerin dış manyetik alana enerji dönüşümlerinden daha çok duyarlı olduğu da rapor edilmiştir.

X-ışınlarının madde ile etkileşimleri nükleer fizik, medikal fizik, dozimetri alanlarında çok büyük öneme sahip olması sebebiyle son zamanlarda birçok bilimsel, endüstriyel, tarımsal ve biyolojik uygulamalarda kullanılmaktadır. X-ışınları bir madde ile etkileştiğinde, gelen radyasyon ya tamamen soğurulur ya da saçılır (El-Kateb *et al.* 2000). Yoğunluktan bağımsız bir nicelik olan kütle azaltma katsayısı radyasyonun madde içinde azalmasını belirleyen elverişli bir parametre olup, maddenin birim alan başına düşen birim kütlesiyle gelen fotonlar arasında etkileşme meydana gelme ihtimaliyetini ifade etmektedir. Kütle azaltma katsayıları kullanılarak birçok diğer önemli parametreler (moleküler, atomik ve elektronik tesir kesitleri, etkin atom numarası ve elektron yoğunluğu gibi) elde edilebilir (Jackson 1981).

Son zamanlarda kütle azaltma katsayısıyla ilgili teorik ve deneysel çok sayıda çalışma mevcuttur (Hubbell 1982; Berger and Hubbell 1987; Hubbell and Seltzer 1995). Elementlerde (Conner *et al.* 1970; Tartari *et al.* 1998; Prešeren and Kodre 1999), bileşiklerde (Önder *et al.* 2012; Pawar and Bichile 2013; Ahmadi *et al.* 2013) ve

alaşımlarda (Kaewkhao *et al.* 2008; Han and Demir 2009; Han *et al.* 2012; Demir and Turşucu 2013; Limkitjaroenporn 2013) sulu ortamlarda (Kaur *et al.* 2000; El-Kateb 2001), camlarda (Singh *et al.* 2002; Singh *et al.* 2006; Singh *et al.* 2008), suda (Reddy *et al.* 1999; Sidhu *et al.* 1999), biyolojik maddelerde (Singh *et al.* 2002), dedektörlerde (Bhandal and Singh 1996) çalışılmıştır.

Hubbell (1982), 40 element, 45 karışım ve bileşik için 1 keV – 20 MeV enerji aralığında kütle azaltma katsayıları için bir tablo oluşturdu. Bu tablolar $1 \leq Z \leq 92$ atom aralığındaki elementler ve 48 dozimetrik bileşik için yenilendi (Berger and Hubbell, 1987; Hubbell and Seltzer 1995). Ayrıca, kütle azaltma katsayıları 1 keV’den 100 GeV’e kadar değişen enerjilerde de sunulmuştur (Lide 1996). Bu tablo değerleri, 1 keV ile 100 GeV arasındaki enerjiler için herhangi bir element, bileşik yâda karışımın foton etkileşim tesir kesitlerinin veya kütle azaltma katsayılarının hesaplanması için geliştirilen ve XCOM adı verilen bir bilgisayar programı yardımıyla elde edilebilmektedir (Berger and Hubbell 1987-1999). Daha sonra bu program, tesir kesiti ve kütle azaltma datalarından oluşan tabloları önceden tanımlanmış bir Microsoft Excel şablonuna taşıma kolaylığı sağlayan WinXCOM adı verilen bir program sayesinde Windows ortamına taşınmıştır (Gerward *et al.* 2001).

X-ışınlarının ve gama ışınlarının azaltılması bir elementin atom numarasına ve yoğunluğuna bağlıdır. Çoklu yapıda olan maddelerde ise, Bu ışınların azaltılması o maddenin yoğunluğuna ve etkin atom numarasına bağlıdır. Birçok teknolojik ve medikal uygulamalarda maddenin radyasyon tepkisini karakterize etmek için kullanılan etkin atom numarası elverişli bir parametredir. Bununla birlikte, sürekli foton enerji aralığında kısmi foton etkileşimlerinin farklı enerji bölgelerinde baskın olmasından dolayı bu parametrenin enerjiye bağlı bir parametre olduğu ortaya çıkmaktadır. Etkin atom numarası, elementlerin atom numaralarına benzerdir. Hine (1952) birkaç elementten oluşan bir maddenin etkin atom numarasının tek bir sayı ile temsil edilemeyeceğini açıklamıştır. Madde ile radyasyonun etkileşiminde meydana gelen olayların farklı foton enerji bölgelerinde baskın olduğu ve bu olayların tesir kesitlerinin enerji ile atom numarası bağımlılıklarının da farklı olmasından dolayı etkin atom

numarası enerjiye bağı bir parametredir. Maddedeki farklı atom numaraları da farklı foton enerji bölgelerinde birbirinden farklılık göstermektedir.

Bazı hallerde, bir maddenin kimyasal kompozisyonu hakkında ilk bilgileri elde etmek için etkin atom numarası kullanılabilir. Örneğin, büyük etkin atom numarasına sahip maddeler genellikle inorganik bileşiklere, alaşımlara ve metallere karşılık gelirken küçük etkin atom numarasına sahip maddeler organik içerikli maddelerin bir göstergesidir (Manohara *et al.* 2008).

Literatürde birçok materyal için etkin atom numarası üzerine hatırı sayılır miktarda çalışmalar mevcuttur. Örneğin çözelti ve çözücülerde (Kaur *et al.* 2000; El-Kateb 2001; Singh *et al.* 2007), aminoasitler ve şekerlerde (Gowda *et al.* 2005; Manohara and Hanagodimath 2007; Pawar *et al.* 2013; Ahmadi *et al.* 2013), yağ asitleri ve karbonhidratlarda (Manohara *et al.* 2008), dedektörlerde (Bhandal and Singh 1996; Medhat 2011), çimentolarda (Bhandal and Singh 1993; Ün and Demir 2013), bileşiklerde (Perumallu *et al.* 1984; Lingam *et al.* 1984; Singh *et al.* 1996; Kumar and Reddy 1997; Sidhu *et al.* 2000), süperiletkenlerde (Baltaş *et al.* 2005, 2007) araştırılmıştır.

Alaşımların ve diğer kompleks materyallerin, bu materyallerin kullanıldığı özellikle uzay fiziği, plazma fiziği, endüstri, nükleer tıp, radyasyonun soğrulması ve saçılması, radyasyon zırh tasarımı gibi bir çok uygulama alanında etkin atom numaralarının bilinmesi halihazırdaki çalışmalara önemli katkı sağlamaktadır. Kateb *et al.* (2001), 1, 356, 511, 662, 835, 1274 ve 1332 keV gama ışınlarıyla yapılan transmisyon deneyleriyle pirinç, bronz, çelik, alüminyum-silisyum ve kurşun- antimon alaşımlarının etkin atom numarasını deneysel olarak tespit ettiler. Yine transmisyon deneyleriyle, Murty *et al.* (2000, 2004), 60-400 keV ve 100–1400 keV enerji aralığında iki farklı kompozisyondaki W/Cu alaşımının (65/35, 60/40) etkin atom numaralarını deneysel ve teorik olarak hesapladılar.

İçelli *et al.* (2005), CuCoNi alaşımlarında Ni içeriğinin değişimine bağı olarak etkin

atom numarasını 15.746 to 40.930 keV X-ışını enerji aralığında hesapladılar. Ni filmlerin kompozisyonunu, Ni içeriğinin değiştiği elektrodpozisyon tekniği ile hazırlanan CuCoNi alaşımlarda 0,03, 0,47, 0,62, 1,23, 1,22 ve 1,6 olarak tespit ettiler. Ayrıca her bir alaşım için etkin atom numarasını karışım kuralını kullanarak hesapladılar.

Kaewkhao *et al.* (2008), Cu/Zn alaşımının kütle azaltma katsayılarını, toplam etkileşim tesir kesitlerini, etkin atom numaralarını, etkin elektron yoğunluklarını ve foton ortalama serbest yollarını temel karışım kuralı ile 356, 511, 662, 835 ve 1275 keV gama ışını enerjilerinde buldular. Sintilasyon sayacı NaI(Tl) ile aldıkları ölçümler sonucu etkin atom numarası ve elektron yoğunluklarının enerjinin bir fonksiyonu olarak sabit olma eğiliminde olduğunu ve WinXCOM ile hesaplanan teorik hesaplamalarla uyum içinde olduğunu gözlemlediler.

Han ve Demir (2009), Ti ve Ni elementlerinin farklı kompozisyonlardaki alaşımlarında etkin atom numaralarını, etkin elektron yoğunluklarını, 22,1, 25,0, 59,5, 88,0 keV foton enerjilerinde ölçtüler. Teorik kütle azaltma katsayılarını karışım kuralı ile tahmin edip gözlemlenen parametrelerin değerlerini teorik özdeşleriyle karşılaştırdılar.

Limkitjaroenporn *et al.* (2013), Inconel 738 süperalaşımının kütle azaltma katsayılarını farklı gama enerjilerinde Compton saçılma tekniği ile ölçtüler. Teorik kütle azaltma katsayıları WinXCOM programı ile hesapladılar. Azaltma katsayılarından hareketle etkin atom numaralarını ve etkin elektron yoğunluklarını hesapladılar. Sonuçta parametrelerin gama ışını enerjilerinin azalmasıyla arttığını gözlemlediler.

Bu çalışmada, geçiş metal alaşımlarının K tabakası X-ışını flöresans şiddet oranlarına dış manyetik alanın etkisinin olup olmadığı araştırıldı. Eğer dış manyetik alan alaşımın $K\beta/K\alpha$ oranlarını etkiliyorsa bu etkinin nasıl olduğunu ve artan manyetik alanla bu parametrenin nasıl değiştiğini belirlemek maksadıyla; Ni_xCr_{1-x} metal alaşımları ve saf Ni ve saf Cr geçiş metalleri dış manyetik alanda incelendi. Bu araştırma $B=0\text{ T}$, $B=0,5\text{ T}$, $B=1\text{ T}$ şiddetinde aynı deney geometrisinde Am-241 radyoaktif nokta kaynaktan

yayınlanan 59,54 keV'lik γ -ışınları ile uyarılarak *EDXRF* sisteminde Si(Li) yarıiletken dedektör vasıtasıyla elde edilen veriler hesaplanarak her bir numune için $K\beta/K\alpha$ şiddet oranları belirlenmiştir. Ayrıca $\text{Ni}_x\text{Cr}_{1-x}$ metal alaşımlarının seçilen foton enerjisi için saf *3d* geçiş metalleri ve onların farklı kompozisyonlarındaki alaşımlarının toplam kütle soğurma katsayıları ölçüldü ve teorik kütle soğurma katsayıları karışım kurallı dikkate alınarak hesaplandı. Ardından toplam atomik ve elektronik tesir kesitleri, etkin atom numaraları bu kütle soğurma katsayıları kullanılarak deneysel ve teorik olarak belirlendi.

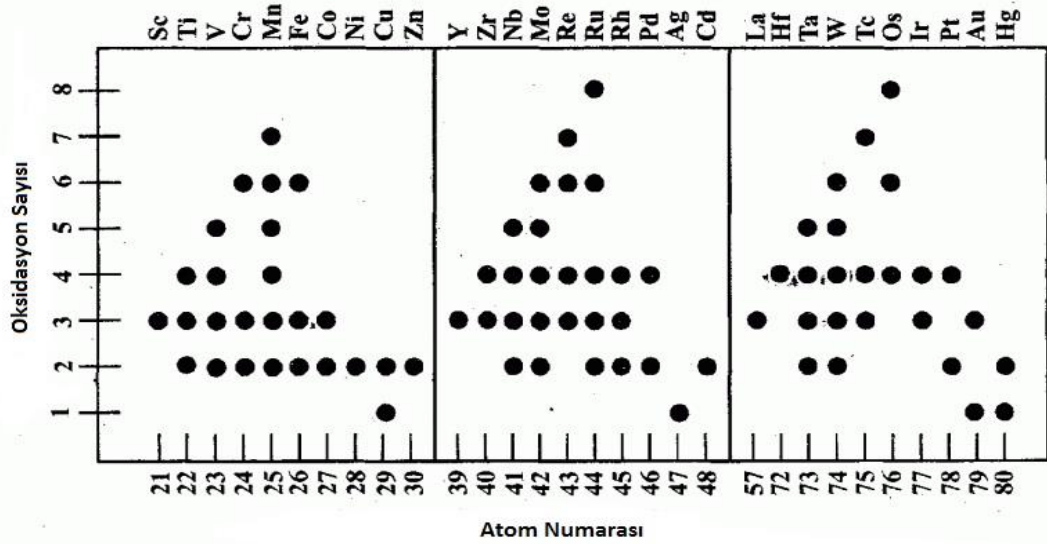
2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Geçiş Metallerinin Özellikleri

Geçiş metalleri periyodik sistemin d bloğu olarak isimlendirilen bölgesinde bulunur. Elektron konfigürasyonunda, geçiş metallerinin hepsi d -orbitalinde elektron bulundurur ve bu orbital kısmen dolu durumdadır (Şekil 2.1). Geçiş metallerinin farklı fiziksel özellikte olmaları, en dışta bulunan d orbitali elektronlarından kaynaklanmaktadır. Geçiş metallerinin sertlikleri, yüksek yoğunlukları, kırılgenlikleri ve yüksek erime-kaynama noktalarına sahip olmaları, dolmamış d orbitallerinin yapısına dayanmaktadır. Elektrik iletkenliklerinin iyi olması ise s orbitallerindeki elektronlarının belli bir yerde olmaması, elektronların atomlar üzerinde kolaylıkla hareket etmesinden kaynaklanmaktadır. Bu nedenle karakteristik özellikleri bakımından periyodik tabloda diğer elementlerden ayrılmaktadır. Birinci sıra geçiş elementleri; $[\text{Ar}] 3d^n 4s^2$, ağır geçiş metalleri olarak da adlandırılan ikinci ve üçüncü geçiş metalleri ise sırasıyla $[\text{Kr}] 4d^n 5s^2$ ve $[\text{Xe}] 4f^{14} 5d^n 6s^2$ şeklinde bir elektron konfigürasyonuna sahiptirler. Bu elementler ilk olarak s orbitalindeki ve sonrasında d orbitalindeki elektronları vererek iyonlaşırlar. Bu iyonlar veya atomlar boş olan d orbitalleriyle kompleks yapıları meydana getirirler. Geçiş metallerinin temel özellikleri şu şekilde sıralanabilir.

- Her geçiş elementi genellikle birden fazla farklı değerlikte yer alabilir.
- Bileşikleri genelde renklidir.
- Bileşiklerinin büyük bir kısmı paramanyetiktir.
- Metal iyonlar farklı molekül veya iyonlarla kompleks bileşik oluşturabilirler.
- Metalin kendisi veya bileşikleri genellikle katalitik etki gösterir.

Çizelge 2.1. Farklı atom numaralarına sahip olan elementlerin oksidasyon sayıları.



Değerlik konusunda dikkat çeken diğer bir durum ise ikinci ve üçüncü sıra geçiş metallerinde yüksek değerliklerin daha kararlı olmasıdır. Bu yüksek değerliklere, basit iyon bileşiklerinden çok kovalent moleküler veya makromoleküler yapılarda rastlanmaktadır. Birinci sıra geçiş metallerinde genellikle +2 veya +3 yüklü iyonlar ve daha yüksek değerliği olan okso iyonlar oluşur. İkinci ve üçüncü sıra geçiş metallerinin düşük değerlikli bileşiklerinde genellikle metal-metal bağları vardır.

2.1.2. Geçiş metallerinde renk

3d geçiş metallerinin d^0 ve d^{10} yapısına sahip iyonları hariç diğer iyonları genellikle renklidir. Renkli iyonlara örnek olarak gök mavisi $[\text{Cr}(\text{H}_2\text{O})_6]^{+2}$, soluk pembe $[\text{Mn}(\text{H}_2\text{O})_6]^{+2}$, soluk yeşil $[\text{Fe}(\text{H}_2\text{O})_6]^{+2}$, pembe $[\text{Co}(\text{H}_2\text{O})_6]^{+2}$, yeşil $[\text{Ni}(\text{H}_2\text{O})_6]^{+2}$ ve soluk mavi $[\text{Cu}(\text{H}_2\text{O})_6]^{+2}$ verilebilir. Renkli olan geçiş metali bileşikleri kimyasal üretimlerde genellikle katalizör olarak kullanılırlar. Geçiş metal bileşiklerinin renkli olmaları d orbitallerindeki elektron geçişlerinden ileri gelmektedir. Elektron geçişleri ile ilgili dalga boyunun, elektromanyetik spektrumun görünür bölgesine (720-400nm) rastlaması halinde bileşikler renkli olarak görünmektedir. Zn elektron dizilişinde tam dolu d orbitaline sahip olduğu için $[\text{Zn}(\text{H}_2\text{O})_6]^{+2}$ renksizdir. Elektron geçişleri başlıca iki

türdür: bunlardan birincisinde metalin d orbitallerinin birindeki elektronu yine metalin diğer bir d orbitaline geçer ki, atomdan atoma elektron geçişinin söz konusu olmadığı bu tür geçişler $d-d$ geçişi olarak adlandırılır. Atomdan atoma elektron geçişinin olduğu ikinci tür geçişlere ise yük transferi geçişleri denir. Yük transferi geçişlerinde atomların başlangıç ve son hallerindeki yüklerinde önemli ölçüde değişiklik olur.

2.2. Alaşım ve Alaşımlama

İki ya da daha çok metalin, bazen de bir metal ile karbon gibi bir ametalin birleştirilmesi ile elde edilen üstün mekanik değerler taşıyan metalurji ürünü olan bu yeni türe alaşım adı verilir. Elementler alaşım hâline getirilerek kullanım alanları arttırılır. Çünkü saf metaller sadece belirli özelliklere sahiptir ve arı metallerin yüksek iletkenlik, korozyona dayanıklılık gibi bazı üstün özellikleri olmasına rağmen genellikle yumuşak, mukavemetleri düşük ve pahalıdırlar. Bu nedenle ancak sınırlı kullanma alanları vardır. Alaşımların fiziksel ve kimyasal özellikleri, onu oluşturan metallerinkinden tamamen farklı olabilmektedir. Saf bir metalin bazı özellikleri binde bir oranında bile başka bir metalle alaşım oluşturduğunda tamamen değişebilmektedir. Çok sayıda ve değişik özellikte malzeme elde etmek, mekaniksel özellikleri değiştirmek, fiziksel özellikleri değiştirmek, ısıt işlemlerine uygun hâle getirmek, malzeme maliyetini düşürmek, korozyondan korunmak için alaşım yapılır. Bunun yanı sıra alaşımların en büyük yararı, alaşım oluşturulurken asıl metale (ana metale) ilâve edilen metal veya ametallerin ana metal özelliklerine nasıl tesir ettiğinin bilinmesi ile üstün özelliklere sahip yeni mamullerin elde edilmesine yardım etmesi ve elde edilen bu yeni mamullerin kullanma yerine göre en uygun seçim imkânı vermesidir. Alaşımların bu özelliklerinden dolayı bilim, sanayi ve teknolojinin gelişmesiyle önemi daha da artmaktadır. Örneğin; Prinz 1998'de Science dergisindeki makalesinde magnetoelektronik hızla ilerlemesi nedeniyle, Fe_xNi_{1-x} alaşımlarının teknolojik açıdan çok önemli materyaller olarak ortaya çıktığını vurgulamıştır (Han 2009).

2.2.1. Alaşım üretimi

Alaşım üretiminde kullanılan çeşitli yöntemlerden en önemli üç tanesi şunlardır:

- **Toz karıştırma metodu ile alaşım üretimi;** mikroskobik boyutlardaki metal tozlarının karıştırılarak yüksek basınç altında preslenmesiyle yapılır. Tozların preslenmesi sırasında presleme basıncına göre gözenek miktarı azalmaktadır. Gözenek miktarına göre mukavemet değeri değişmektedir.
- **Eritme metodu ile alaşım üretimi;** alaşımı meydana getirecek olan metaller hesaplanır ve tartılır (tüm elementlerin maliyetlerini hesaplamak iyi bir ilkedir. Bunlardan bazılarının örneğin platin, paladyum, iridyumun az miktarda eklenmesi bile pahalıya mal olabilmektedir). Grafit pota içine, yüksek erime sıcaklığına sahip olan metal yerleştirilir ve eritilir. Daha sonra bu metalden daha düşük erime sıcaklığına sahip olan metaller sıra ile pota içinde eritilir. Eritme işlemi sırasında potada oluşabilecek oksitleri önlemek için oksit önleyici maddeler (boraks, karbonat) katılır. Uçmadan meydana gelecek eksikliği tamamlamak için erime noktası düşük olan metalden biraz daha fazla miktarda konulur.
- **Sinterleme metodu ile alaşım üretimi;** yüksek sıcaklıklarda partiküllerin birbirine bağlanmasını sağlayan ısıtıl işlemidir. Bu bağlanma ergime sıcaklığının altında katı halde atom hareketleriyle oluşur ancak çoğu zaman sıvı faz oluşumunu da içerebilir. Sinterleme metodu ile alaşım üretimi, önceden hazırlanmış metal veya alaşım tozları belirli oranlarda karıştırılır ve şekillendirilir. Sonra yüksek sıcaklıklarda kontrollü atmosferde uzun süre ısıtılarak difüzyon yoluyla birbirine kaynatılarak yeterli dayanıma sahip katı bir yapı oluşturulur. Parçacıklar arası bağlanma mikro yapıda temas eden parçacıklar arasında boyun büyümesi ile kendini gösterir. Boyun büyümesi ham mukavemete oranla mukavemetin artmasını ve diğer birçok faydalı özelliğin gelişmesini sağlar. Sinterleme yüksek sıcaklıklarda atomların hareketi ile parçacıkların birleşmesi sonucu serbest parçacıklara göre yüzey enerjisinin azalmasıyla gerçekleşir.

2.2.2. Alaşımlandırma ve içyapı oluşumu

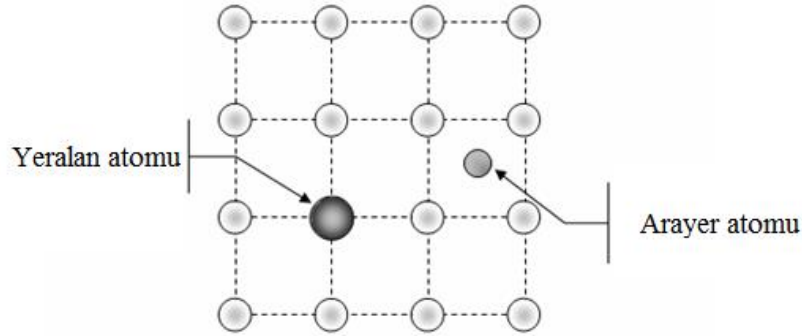
Herhangi bir alaşım oluşturacak a ve b elementlerinin cinslerine bağlı olarak, oluşturabilecekleri içyapı (katı halde alaşımın içyapısını) ikiye ayrılmaktadır. İlk seçenek olarak tek bir cins kristal oluşabilir. Bu durumda yapı, bir kristal cinsinden oluşur ama çoklu kristal (polikristal) yapıdadır. Bu kristal cinsi alaşım elementlerinden birinin kristal şekli olabilir (katı eriyik) veya her iki elemente ait atomlar alaşım elementlerinin her birinin kristal cinsinden tamamen farklı bir kristal kafesi ve atom yerleşim biçimi ile başka bir kristal türü oluşturabilirler. İkinci seçenek olarak alaşımı oluşturan metaller alaşım içerisinde her biri ayrı ayrı kendi kristalini oluşturabilirler (kristal karışımı). Bu kristaller diğer elementi sınırlı oranda eritebilir. Belli oranda eritilmiş olarak yapı içerisinde katı eriyik kristalleri halinde bir arada bulunabilirler. Alaşımın içyapısının hangi fazlardan oluşacağı alaşım elementlerinin: kimyasal özelliklerine (elektron konfigürasyonu, elektronegatiflik gibi), atom çaplarının büyüklüğüne (atom çapı oranlarına), büyük ölçüde her bir metalin kendi kafes yapılarına bağlı olarak ortaya çıkar (Demirci 2004).

Alaşımın yapı bakımından (içyapı oluşumu bakımından) üç şekilde meydana gelirler;

- Katı eriyikler ile
- Ayrı ayrı kristaller ile
- Katılaşma olayı ile

Katı eriyikler ile; metallerin büyük çoğunluğu kafes yapısı içerisinde belli sayıda yabancı atom barındırabilirler. Metallere katkı elemanları erimiş halde katılır. Değişik tür atomlar sıvı halde kolayca karışarak homojen sıvı eriyik oluştururlar. Katılaşma sırasında yabancı elemanlar kafes yapıda varlığını korursa katı eriyik elde edilir. Bu işleme alaşımlandırma, elde edilen metale alaşım denir. Katkı elemanına alaşım elemanı, kafes yapıya sahip ana eleman eriten, içinde dağılmış halde bulunan eleman ise eriyen adını alır. Katı eriyik oluşumunda eriyen elementin atomlarının ana kafes içerisindeki yerleşim konumlarına göre metalik katı eriyiklerin iki türü vardır.

Bunlardan birincisi arayer katı eriyiği iken ikincisi ise yeralan katı eriyiği (asal yer katı eriyiği) dir (Şekil 2.2).



Şekil 2.2. Yer alan atomunun ve ara yer atomunun metalik kafes sistemindeki gösterimi.

Şekil 2.2’de görüldüğü üzere yabancı atom esas (asıl) metalin atomu yerine yerleşiyor ise yeralan katı eriyiği, kafes aralarındaki boşluklara yerleşiyor ise arayer katı eriyiği meydana gelir.

Arayer katı eriyiğinde; çözünen metalin atomları çözücü metalin atomlarından küçüktür. Atomik yarıçapı 10–8 cm’den küçük olan H, C, B ve N gibi çözünenler, çözücü metalin atomları arasındaki boşluklara dağılmışlardır. Örnek olarak sertliğini artırmak için demire karbon katılması verilebilir. Arayer katı eriyiklerinin oluşumunda yer alan katı eriyiği oluşumunda geçerli olan faktörlerden sadece atomik boyut koşulunda bir farklılık vardır. Küçük atomlar kafes yapıdaki atomlar arası boşluğa yerleşerek arayerkatı eriyiği oluşturabilirler. Arayer atomlarının kafes içerisinde yer alması sonucu yapının distorsiyona uğraması söz konusudur.

Yeralan katı eriyiği; bu türde çözünen metalin atomları çözücü metalin kristal atomlarının bazılarının yerini almıştır. Boyutları ve kimyasal özellikleri benzeyen atomlardan oluşur. Örnek olarak bakıra nikel karıştırılarak elde edilen madeni paralar verilebilir. Yer alan katı çözeltilisinin oluşabilmesi için Hume-Rothery kuralları olarak bilinen bazı şartların sağlanması gerekmektedir. Bu kurallar;

- Kafes yapısı faktörü (kafes yapısı benzerliği)
- Atom boyut faktörü (atom yarıçap yakınlığı)
- Kimyasal faktör (kimyasal ilgi)
- Rölatif valens faktörü (valens elektron sayısı) dır.

Kafes yapısı faktörü; metallerin birbirlerini her oranda eritebilen katı eriyik oluşturabilmeleri için, bu metallere ait kristallerin kafes yapılarının aynı veya benzer olması gerekir. %100 katı eriyik oluşumunun gerçekleşebilmesi için kafes sistemlerinin aynı olması gerekir.

Atom boyut faktörü; alaşıma giren atomların çapları birbirine ne kadar yakın ise bu elementlerin birbirini çözme olasılığı o kadar yüksektir. Birçok durumda boyut faktörü geniş katı eriyik bölgesi oluşumuna imkân vermeyebilir. Sıcaklık arttıkça sınırlı katı eriyik bölgesi genişler. Bu tür alaşımlar çökelme sertleşmesine uygundur. Bu tip eriyiklerde atomların çapları arasındaki fark %14-15'den fazla ise iki elementin birbiri içinde çözülmesi çok sınırlı kalır. Al atomları ile Cu atomları çap farkı daha büyük olduğundan Al'un Cu içinde çözülme oranı %20'yi geçmez. Örneğin kurşun ve alüminyum arasındaki bağıl fark %16 olduğundan, eritilmiş bu iki metal karıştırılıp soğumaya terk edilince, sonunda birbirleriyle birleşmemiş ve karışmamış kurşun ve alüminyum metalleri elde edilir. Buna karşın atom çapları arasındaki fark %7'yi geçmiyor ise bunların her oranda birbiri içinde çözünmesi olanaklıdır. Örneğin; nikel atomunun çapı 1,245 Å, bakırın atom çapı ise 1,278 Å olduğundan bu iki metal her oranda birleşip farklı karakterde alaşımlar oluşturabilirler.

Kimyasal faktör; alaşımı oluşturacak metallerin (eriyen ve eriten metallerin) birbirlerine olan kimyasal ilgileri (kimyasal faktör) ne kadar az ise katı eriyik oluşturma eğilimleri o kadar fazladır, aksi takdirde kimyasal bileşik oluştururlar.

Rölatif valens faktörü; bir atoma düşen valens elektron sayısının artması katı eriyik bölgesinin genişlemesine yol açar, yani düşük valensli bir metal, içerisinde yüksek valensli metalleri daha fazla eritir. Bunun nedeni düşük valensli metalin bünyesinde

yüksek valensli elementi eriterek ortalama valens değerini yükseltmek istemesidir. İki elementin kafes sistemi aynı veya benzer, atom boyutları uygun ise katı eriyik oluşumunda diğer bir koşul olan elektronegatif valens etkisi ön plana çıkar. Bir atomun elektronegativitesi diğer atomdan bir elektronu kendine çekme gücüdür. Elektronegatif valens etkisi, bir araya gelen elementlerin katı eriyik veya ara kimyasal bileşik oluşturma eğilimleri olarak tanımlanabilir. Çözünen elementin elektronegativitesi, çözen elementin ise elektropozitivitesi arttıkça (veya tam tersi) kararlı ara kimyasal bileşik oluşturma eğilimi artar.

İki metal dört şartı da sağlıyor ise her birleşim oranında katı eriyik oluştururlar. Bu kurallara göre bakır grubu gerek atom boyut faktörü gerekse kimyasal bakımdan metallerin ortasında yer aldığından en iyi eritici olarak bilinir. Örneğin bakır birçok metali (Al, Au, Cd, Mg, Pt, Sn, Zn v.b.) En az %5 oranında çözerek katı eriyik oluşturur. Gümüş de aynı özelliklere sahiptir. Geçiş elementlerinden olan demir (Fe) de birçok metali (Al, Co, Cr, Cu, Mn, Mo, Ni, Pt, Sn, V, W... gibi) geniş oranda çözebilir. Periyodik çizelgenin aynı sırasında bulunan ve atom çapları birbirine çok yakın olan geçiş elementleri birbirini geniş oranda eritirler. Çok değerlikli, geçiş metalleri grubundan olmayan metallerin (Mg, Al ve Sn metalleri gibi metaller) ise gerek atom boyutlarının ve gerekse kimyasal duyarlılıklarının artması dolayısıyla eritebilirlik sınırları daralır.

Ayrı ayrı kristaller ile; alaşımın içyapısı oluşurken iki metalin kristalleri ayrı ayrı oluşur. Metaller birbiri içerisinde çözünmezler. Bu oluşan kristaller birbirleriyle düzenli bir diziliş meydana getirerek oluşan alaşım şeklidir. Bu takdirde alelade bir karışım meydana gelmiştir. Bu alaşım mikroskop altında iki çeşit kristal gösterir. Kurşun-antimon alaşımı örnek olarak verilebilir.

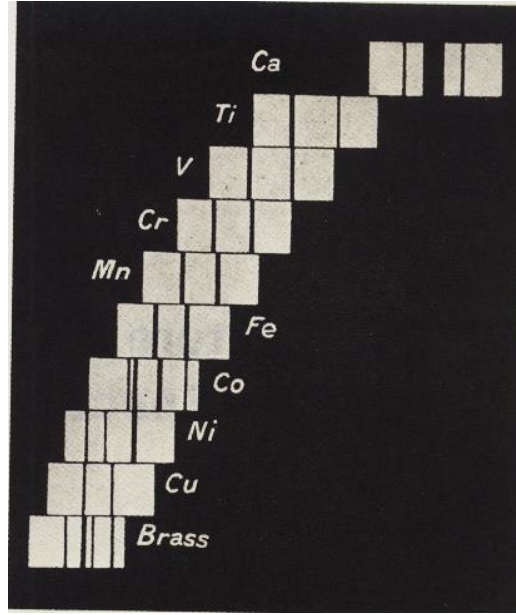
Katılaşma olayı ile; bu alaşımlandırma işlemi, yani bir metale istenen element veya elementlerin eklenmesi sıvı halde yapılır. Alaşım kalıplara dökülerek ya mamul parça haline ya da daha sonra şekillendirilmek üzere kütük haline getirilir. Döküm sırasında malzeme katılaşma veya erime sıcaklığında sıvı halden katı hale geçer. İlk katılaşma

(çekirdek oluşumu) erime sıcaklığında meydana gelir. Bu sıcaklıkta katı tanecikler oluşur. Malzemenin bulunduğu ortamın sıcaklığı düşük olduğundan malzemenin sıcaklığının daha da düşmesi beklenir. Dolayısıyla katılaşma sıvısının soğuk bölgelerine doğru ilerleyerek katı iğnecikler oluşturur. Sonunda çam dalına benzeyen katılar oluşur ki buna dendrit adı verilir. Her bir dendrit farklı yönlerde büyüdüğünden, temas yerlerinde katılaşma tamamlandığında tane sınırları oluşur. İrileşmiş dendritlerin arasındaki dendrit boşluklarını doldurarak sonuçta taneler oluşur. Bu oluşan yeni kristal alaşımı meydana getiren metallerin kristallerinden tamamen farklıdır. Bu oluşan alaşım kristalleri kendini oluşturan metallere göre daha sert ve gevrekler. Ayrıca döküme elverişsizdir. Daha sonra alaşım soğumaya bırakılır ve katılaşma gerçekleşir.

2.3. X-Işınları ve Oluşumu

1895 yılında Röntgen tarafından X-ışınları diye adlandırılan bu ışınların giricilik ve şiddetlerinin başlangıçtaki elektronların hızlarıyla doğru orantılı olduğu yani elektronlar ne kadar hızlı ise oluşan X-ışınlarının da o kadar girici ve şiddetli olduğu tespit edilmişti. O tarihte Röntgen; bir Crooks tüpünü indüksiyon bobinine bağlayarak, tüpten yüksek gerilimli elektrik akımı geçirdiğinde, tüpten oldukça uzakta durmakta olan cam bir kavanoz içindeki baryumlu platinsiyenür kristallerinde bir takım pırıltıların oluştuğunu gözlemiş; bu tür pırıltılara neden olan ışınlara, o ana kadar bilinmemesinden dolayı " X-ışınları" adını vermişti. Hago ile Wind 1899'da bir X-ışını demetini dar bir yarıktan geçirdiler, böylece bir kırınım deseni elde etmeyi başardılar fakat gözlenen desen son derece küçük olduğundan kabul görmedi. X-ışınlarının dalga tabiatı ilk kez 1906'da, bunların polarizasyonunu göstermeyi başaran Barkla tarafından ortaya konulmuştur. Barkla yaptığı deneylerde, katı cisimlerden büyük açı altında saçılan X-ışınlarının iki farklı dalga boyu taşıdığını gözlemlemiştir. 1913'de Moseley, çizgi spektrumlarındaki çizgilerin hedef elementlerin karakteristiği olduğunu ve bunların atom numaraları gibi ardışık olduğunu gösterdi. Böylece 1920'lerin başında bilinmeyen elementler keşfedilerek periyodik tablonun oluşturulma çalışmaları başladı. Şekil 2.3, Moseley tarafından yayımlanan ilk X-ışını spektrumunu göstermektedir. Tarihsel gelişim süreci, X-ışınlarının dalga tabiatının 1921'de Laue tarafından keşfi, Bragg'ın, X-

ışınlarının yansıma kanununu bulması, X-ışını spektrumlarının teorisinin Summerfeld tarafından çalışılması ve 1929'da Larson tarafından X-ışınlarının anormal dispersiyonunun keşfedilmesiyle devam etmektedir.



Şekil 2.3. Moseley tarafından yayımlanan ilk X-ışını spektrumu

X-ışınları yüksek enerjili elektronların yavaşlatılması veya atomların iç yörüngelerindeki elektron geçişleri ile meydana gelen dalgalı boyları 0.01 ile 10 nm civarına kadar olan elektromanyetik ışınlardır. Elektromanyetik spektrumda bu kategorinin sınırları keskin değildir: kısa dalgalı boyu ucu gama ışınları ile uzun dalgalı boyu ucu ise morötesi ışıqla karışır (Beiser 1995).

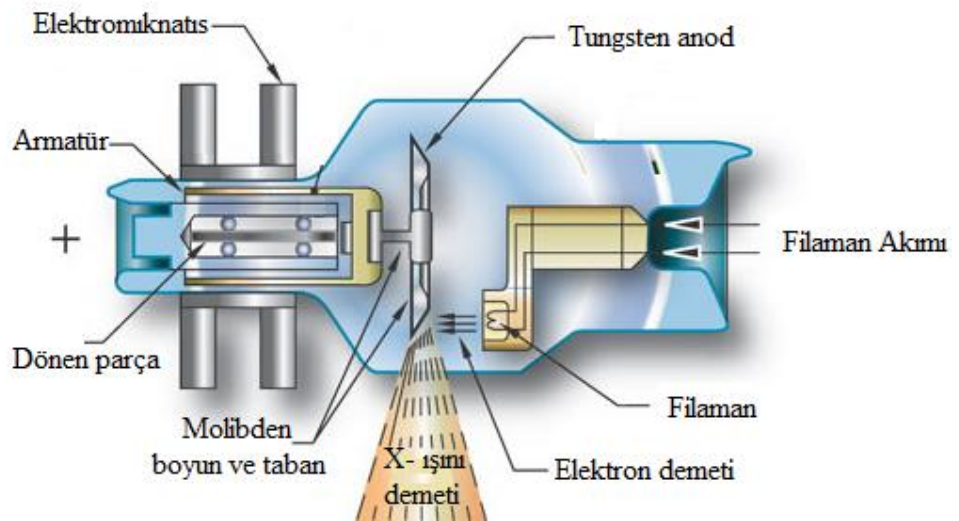
Bugün X-ışınları, bilimsel araştırmalarda, tıpta ve dişçilikte görüntüleme amacıyla, malzeme kontrolü ve analizinde, endüstri ve güvenlik uygulamalarında, kristal yapı ve elemental yüzey analizlerinde, bazı bileşiklerin analizinde ve daha birçok uygulama alanlarında yaygın olarak kullanılmaktadır.

Görünür ışık fotonları ve X-ışını fotonlarının her ikisi de atomdaki elektronların hareketleri sonucunda oluşurlar. Atom çekirdeği etrafındaki elektronlar, farklı enerji

seviyeleri (kabuklar) veya orbitallerde bulunurlar. Bir elektron bir alt orbital seviyesine indiği zaman enerjisinin bir kısmını vermesi gerekir; extra enerjisini foton olarak salar. Bu fotonun enerjisi elektronun hangi orbitalden indiğine bağlıdır. Foton salımının bir diğer yolu da yüklerin ivmeli hareketidir. Örneğin hızlandırılan ve aniden yavaşlatılan bir elektron da foton salar. X -ışınları, nitelik itibariyle sürekli X -ışınları ve karakteristik (veya çizgi) X -ışınları olmak üzere iki grupta incelenebilirler.

2.3.1. Sürekli X -ışınları

Sürekli X -ışınları, elektronlar, protonlar veya α parçacıkları gibi yüksek enerjili, yüklü parçacıkların ağır çekirdeklerin Coulomb alanından geçerken enerji kaybetmeleri sonucu meydana gelirler. Bu etkileşimde yüklü parçacığın ısıdığı enerji, sürekli spektrum veya Bremstrahlung (frenleme radyasyonu) spektrumu olarak isimlendirilir. Sürekli X -ışını emisyonu, klasik elektromanyetik teoriye göre şöyle açıklanabilir. İvmeli hareket eden yükler elektromanyetik ışıma bulunurlar. Yüksek enerjili elektronlar bir hedefe çarptıkları zaman bu elektronların enerjilerinin %1'i sürekli X -ışınlarının oluşmasına yol açar. Sürekli X -ışını spektrumları geniş bir frekans aralığını kapsayan sürekli bir ışıma karşılık gelmektedir. Bu nedenle sürekli X -ışınlarına beyaz X -ışınları da denir.



Şekil 2.4. X -ışını tüpü

X-ışını oluşturmada çeşitli yollar kullanılır;

- X-ışını tüpleri
- Radyo izotoplar
- İkincil flouresans kaynakları
- Sinklotron kaynaklar

En yaygın X-ışını kaynağı, X-ışını tüpleridir. Şekil 2.4’de bir X-ışını tüpünün diyagramı gösterilmektedir. İçinden elektrik akımı geçirilen bir telin ısıttığı bir katot, termoiyonik yayımlama yolu ile elektron salar. Katot ile bir metal hedef arasına uygulanan yüksek voltaj, elektronları hedefe doğru hızlandırır. Hedef yüzeyi elektron huzmesine göre belli bir açıya sahiptir. Elektronların yavaşlamadan hedefe varmalarını sağlamak için tüpün havası boşaltılmıştır. Hedefe (bir X-ışını tüpünde anoda) çarpan elektronlardan çok az bir kısmı enerjilerini bir defada ve tümüyle bir X-ışını fotonu olarak yayımlayabilir. Bu elektronlar maksimum frekanslı (minimum dalgaboylu) ışımaları oluştururlar. Minimum dalga boyu ($\lambda_{\min}$) hedef üzerine gelen elektronun tüm kinetik enerjisini ($E = eV_o$) tek bir fotona vermesine karşılık geldiğine göre E_x yayımlanan X-ışınının enerjisi olmak üzere;

$$E = eV_o$$

$$E_x = \frac{hc}{\lambda_{\min}}$$

yazılabilir. Buradan $\lambda_{\min}$ için

$$\frac{hc}{\lambda_{\min}} = eV_o \Rightarrow \lambda_{\min} = \frac{hc}{eV_o} \quad (2.1)$$

ifadesi elde edilir.

Bir X-ışını tüpünde elektronlarla meydana getirilen sürekli X-ışını spekturumu, uyarıcı elektronların maksimum enerjilerine karşılık gelen, λ_{min} kısa dalgaboyu sınırıyla karakterize edilir. Burada, h Plank sabiti ($6,62 \times 10^{-27}$ erg·s), c ışık hızı, e elektronun yükü ve V_0 ise tüpe uygulanan potansiyeldir. Kısa dalgaboyu sınırı ile uygulanan potansiyel arasındaki bu ilişki Duane-Hunt kanunu olarak bilinir.

Sürekli ışınım ihtimali;

$$P \propto \frac{q^2 Z^2 T}{M_o^2} \quad (2.2)$$

ile verilir. Burada, q elektron yükü cinsinden parçacığın yükü, Z hedef maddesinin atom numarası, T parçacığın kinetik enerjisi ve M_o ise parçacığın durgun kütlesidir. Protonlar ve ağır parçacıklar elektron kütlesine göre daha büyük kütleyle sahip olduklarından nispeten daha az ışırlar. Bu nedenle protonların meydana getirdiği sürekli X-ışını spektrumunun şiddeti elektronların meydana getirdiğinden dört milyon kez daha küçüktür.

Bir X-ışını tüpünde elektronlar tarafından meydana getirilen sürekli X-ışını spektrumu şu özelliklerle karakterize edilir.

- Kısa dalgaboyu limiti λ_{min} ; bu dalgaboyu altında radyasyon gözlemlenmez.
- Maksimum şiddetin dalgaboyu λ_{max} yaklaşık olarak $\lambda_{min}/2$ dir.
- Toplam şiddet, tüp voltajı ve hedef maddesinin atom numarası (Z) ile orantılıdır.

Sürekliliğin dağılımı;

$$I(\lambda)d\lambda = KiZ \left[\frac{\lambda}{\lambda_{min}} - 1 \right] \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \quad (2.3)$$

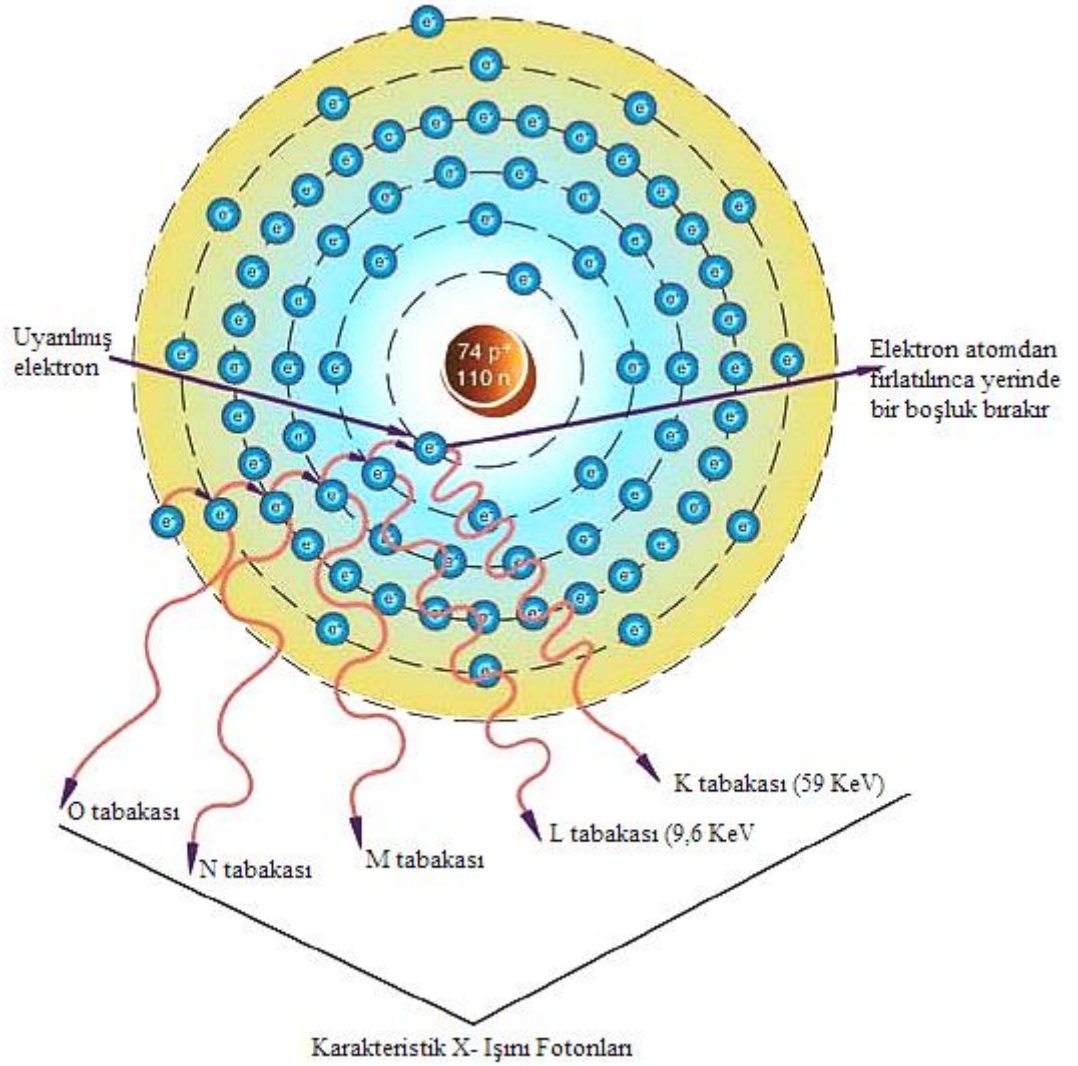
Kramer formülü ile verilir. K orantı katsayısı ve i akımdır. Bu ifadeden görüldüğü gibi şiddet dağılımı tüp akımı (i) ve atom numarası (Z) ile orantılıdır.

2.3.2. Karakteristik X-ışınları

Bir atomda elektronlar atomun merkezinde bulunan çekirdek etrafında yörünge olarak adlandırılan enerji katmanlarında dolanırlar. Her bir elektronun hızından kaynaklanan bir kinetik enerjisi ve çekirdekten uzaklığına bağlı olarak da sahip olduğu bir potansiyel enerjisi vardır. Bu nedenle enerji düzeylerinde hareket eden elektronların kinetik ve potansiyel enerjilerinin toplamına eşit olan bir enerjileri vardır. Elektronların sahip oldukları enerji iç tabakalardan dış tabakalara doğru gidildikçe artar. Bu sayede çekirdek çevresindeki elektronlar yüksek hızlarla dönmelerine rağmen konumlarını muhafaza ederler. Bu elektronların uzaysal konumları herhangi bir enerji etkisi ile bozulursa; iç tabakalara veya dış tabakalara doğru elektron geçişleri olur. Atomun herhangi bir iç tabakasından sökülen elektronun yerinde kalan boşluk, üst tabakadaki elektronlar tarafından belli geçiş kurallarına ve enerjinin minimumluğu prensibine uygun olarak doldurulur. Böyle bir doldurma sırasında enerji farkı bir X-ışını fotonu olarak yayımlanır. Bu foton yayımlandığı malzemeye has özellikler taşıdığı için o elementin karakteristik X-ışını diye adlandırılır (Şekil 2.5).

Şekil 2.5'te görüldüğü gibi bir atomda K , L , M , ... gibi iç tabakaların elektronları daha üst tabakalara uyarılırsa veya herhangi bir olayla (elektron, proton, α -parçacığı, yeterli enerjiye sahip γ -ışını veya X-ışınlarıyla) iç tabakada elektron boşluğu meydana getirilip, üst tabakalardan buraya elektron geçerse, enerji farkı karakteristik X-ışını olarak yayımlanır. Bir atomun K kabuğunda meydana getirilen elektron boşluğu şayet L kabuğunda bulunan bir elektron tarafından doldurulacak olursa, böyle bir elektron geçişi sonucunda yayımlanan fotonun frekansı, karakteristik spektrumunun $K\alpha$ çizgisine karşılık gelir. K kabuğundaki boşluk M kabuğundaki bir elektron tarafından doldurulursa $K\beta$ çizgisi, N kabuğundaki elektronlardan biri tarafından doldurulursa $K\gamma$ çizgisine karşılık gelen fotonlar yayımlanır. Şayet hedef metali üzerine çarpan elektronların enerjileri K kabuğundan elektron sökecek kadar büyük değilse, L , M , N , ...

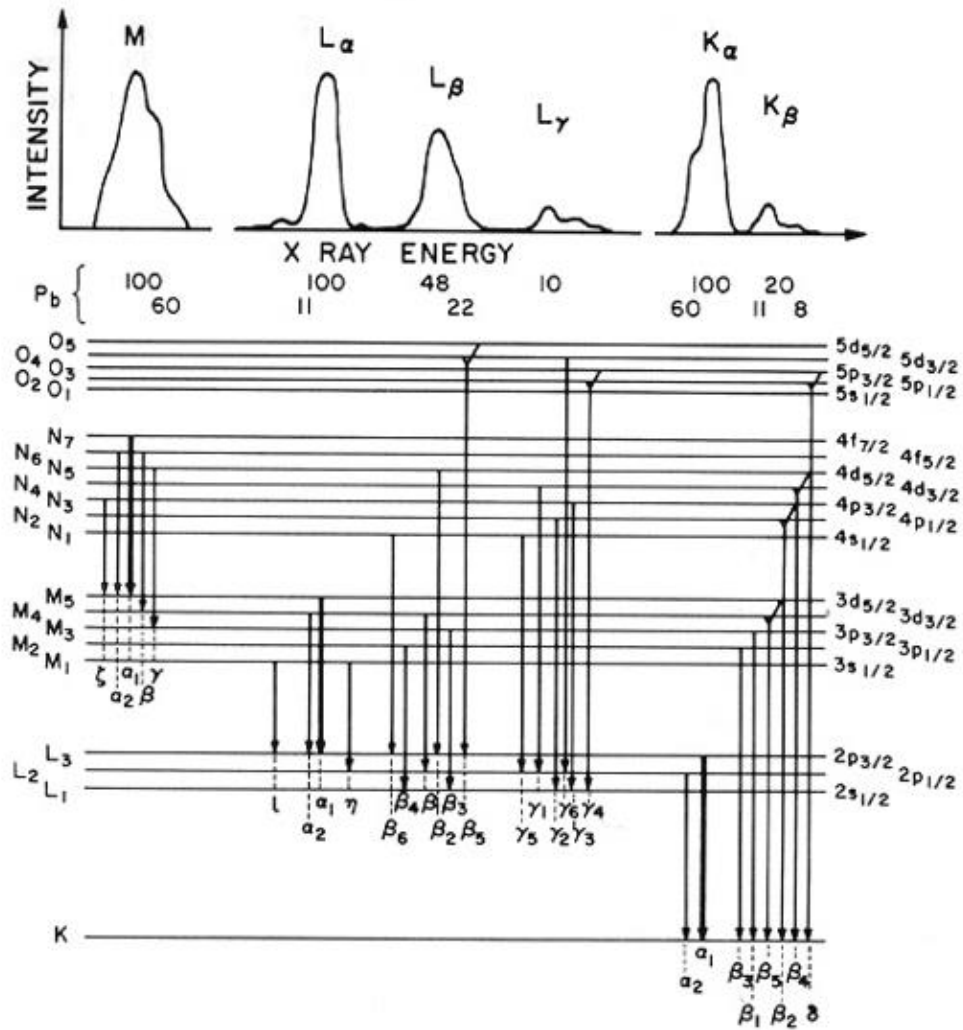
kabuklarının birinden bir elektron sökülebilir ve bu kez K kabuğuna benzer olarak L kabuğunda meydana gelen boşluğun $M, N, \dots$ kabuklarındaki elektronlarla doldurulması esnasında $L\ell, L\alpha, L\beta, L\gamma$ ışınları, M kabuğu için $M\alpha, M\beta, M\gamma, \dots$ ve N kabuğu için $N\alpha, N\beta, N\gamma, \dots$ çizgileri, kısacası L, M ve N serileri ortaya çıkmış olur. Herhangi bir tabaka veya alt tabakadaki bir boşluk üst tabakalardan bir elektron ile doldurulduğu zaman yayımlanan X -ışınlarının geçişleri Şekil 2.6'da ve Siegbahn ve IUPAC (International Union of Pure and Applied Chemistry) gösterimleri Çizelge 2.2'de verilmiştir.



Şekil 2.5. Uyarma (excitation) modeli.

Çizelge 2.2. X-ışını diyagram çizgilerinin Siegbahn ve IUPAC gösterimleri.

Siegbahn	IUPAC	Siegbahn	IUPAC	Siegbahn	IUPAC	Siegbahn	IUPAC
$K\alpha_1$	$K-L_3$	$L\alpha_1$	L_3-M_5	$L\gamma_1$	L_2-N_4	$M\alpha_1$	M_5-N_7
$K\alpha_2$	$K-L_2$	$L\alpha_2$	L_3-M_4	$L\gamma_2$	L_1-N_2	$M\alpha_2$	M_5-N_6
$K\beta_1$	$K-M_3$	$L\beta_1$	L_2-M_4	$L\gamma_3$	L_1-N_3	$M\beta$	M_4-N_6
$K\beta_{2'}$	$K-N_3$	$L\beta_2$	L_3-N_5	$L\gamma_4$	L_1-O_3	$M\gamma$	M_3-N_5
$K\beta_{2''}$	$K-N_2$	$L\beta_3$	L_1-M_3	$L\gamma_{4'}$	L_1-O_2	$M\xi_1$	M_5-N_3
$K\beta_3$	$K-M_2$	$L\beta_4$	L_1-M_2	$L\gamma_5$	L_2-N_1	$M\xi_2$	M_4-N_2
$K\beta_{4'}$	$K-N_5$	$L\beta_5$	$L_3-O_{4,5}$	$L\gamma_6$	L_2-O_4		
$K\beta_{4''}$	$K-N_4$	$L\beta_6$	L_3-N_1	$L\gamma_8$	L_2-O_1		
$K\beta_{5'}$	$K-M_5$	$L\beta_7$	L_3-O_1	$L\gamma_{8'}$	L_2-N_6		
$K\beta_{5''}$	$K-M_4$	$L\beta_9$	L_1-M_5	$L\eta$	L_2-M_1		
		$L\beta_{10}$	L_1-M_4	$L\ell$	L_3-M_1		
		$L\beta_{15}$	L_3-N_4				
		$L\beta_{17}$	L_2-M_3				



Şekil 2.6. Pb için temel X- ışını geçişleri (Feldman & Mayer, Fundamentals of Surface and Thin Film Analysis).

2.4. X- Işınlınının Madde İle Etkileşimleri

X-ışınları madde içinden geçerken, maddeyi oluşturan atom ve moleküller ile çarpışır ve etkileşir. Tek bir çarpışma ya da etkileşimde radyasyon, genellikle enerjisinin çok küçük bir kısmını atom ya da moleküllere aktaracaktır. Atom ya da molekül etkileşme sonunda bir iyonla dönüşebilir. İyonlaştırıcı radyasyon, iyonlaştırılmış atom ya da molekül grubundan ayrılır ve farklı yönde hareket edebilir.

- Düşük enerjili fotonlar atomun tümüyle,
- Orta enerjililer yörünge elektronları ile,
- Yüksek enerjililer ise çekirdek ve çekirdek çevresindeki mezon alanı ile etkileşirler.

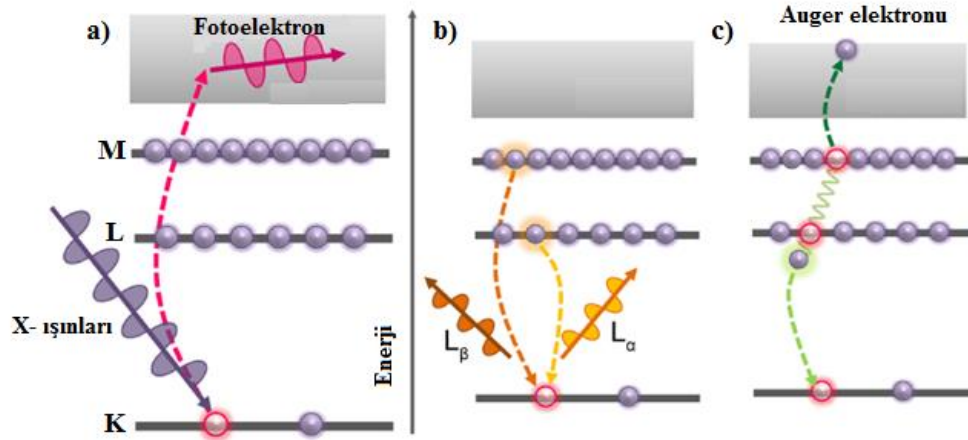
Bu etkileşmeler sonucu X -ışını fotonları bazen emilerek tamamen kaybolurken, bazen ise yönleri değişerek saçılmaya uğrarlar. Bunlardan Compton saçılması ve fotoelektrik etki en fazla gözlenenlerden olup diagnostik radyolojide büyük önem taşırlar.

2.4.1. Fotoelektrik olayı

$h\nu$ enerjili bir foton atomun bağlı elektronlarından biri ile etkileşirse; elektron fotonun toplam enerjisini soğurarak serbest hale geçebilir. Bu olaya fotoelektrik olay, serbest hale geçen elektrona da fotoelektron adı verilir (Şekil 2.7.a). Bu işlem sonrasında serbest hale geçen fotoelektronun kazandığı kinetik enerji yaklaşık olarak;

$$K_e = h\nu - E_b \quad (2.4)$$

ile verilir. Burada E_b , ilgilenilen yörünge için elektronunun bağlanma enerjisidir. Fotonun $h\nu$ enerjisi elektronun bağlanma enerjisine ne kadar yakın ise fotonun soğurulma ihtimali (yani fotoelektrik olayın gerçekleşme ihtimali) o kadar büyüktür. Fotonun $h\nu$ enerjisi, elektronun bağlanma enerjisinden uzaklaştıkça fotoelektrik olayın gerçekleşme ihtimali azalır (Şahin 1999).



Şekil 2.7. Fotoelektrik ve auger olayı

2.4.2. Auger olayı

İç yörüngelerden iyonlaşan bir atomda meydana gelen bir boşluk üst yörüngelerden elektron geçişi ile doldurulabilir. Bu sırada ortaya çıkan enerji X-ışını fotonu şeklinde yayınlanabilir. Bundan başka, bu enerji üst yörüngelerden bir elektron yayınlamasıyla da serbest bırakılabilir. Bu son olay değişik şekilde "ışınmasız geçiş", "iç dönüşüm" veya "Auger " olayı olarak bilinmektedir (Şekil 2.7. b, c). Yayımlanan bu elektrona ise iç dönüşüm veya auger elektronu denilmektedir. X-ışını fotonu gibi auger elektronu enerjisi de yayımlayıcı elementin bir karakteristiğidir (Dyson 1988).

K'daki boşluğun L'den doldurulması ile bir auger olayının meydana geldiğini düşünelim. Bu olay iki şekilde izah edilmektedir.

- Ya atomun L'den K'ya geçişindeki enerjiyi bir L veya M elektronu yayınlaması ile serbest bıraktığı kabul edilmekte,
- Ya da L'den K'ya elektron geçişinde normal olarak bir K fotonu yayımlandığı kabul edilmektedir. Ancak bu foton atomu terk etmeden bir L veya M elektronu fırlatılmasına sebep olacak şekilde aynı atom tarafından soğurulmaktadır. Bu olay iç fotoelektrik soğurma olarak düşünülebilir.

Auger olayı, elektronların daha gevşek bağlı ve karakteristik fotonların daha kolay soğrulduğu atom numarası düşük olan elementlerde daha yaygın görülür. Bu nedenden dolayı bu olay *M* serisi için *L* serisinden, *L* serisi için de *K* serisinden daha baskındır (Dözen 2006).

2.4.3. Çift oluşumu

Eğer, fotonun enerjisi yeteri kadar büyük ise ve bu foton atom çekirdeğinin çok yakınından geçerse, kütlesi olmayan fotonun enerjisinden çekirdek yakınında aynı anda biri negatif yüklü elektron diğeri pozitif yüklü pozitron olmak üzere iki parçacık oluşur (bir pozitronun kütlesi elektronun kütlesine eşit, yükü ise eşit ancak zıt işaretlidir). Böylece elektromanyetik dalgadan madde oluşur. Bir elektron veya pozitronun durgun kütle enerjisi; $m_0c^2=0,511$ MeV'dir. Bu nedenle çift oluşum olayının gerçekleşebilmesi için gelen fotonun enerjisinin en az 1,02 MeV olması gerekir. Bu olay için eşik enerjisi $2m_0c^2=1,02$ MeV'dir. Bu olay çekirdek etrafında gerçekleştiğinden hiçbir korunum ilkesi çiğnenmez; yük, çizgisel momentum ve toplam enerji korunur. Oluşan elektron, atomla serbest elektronlar gibi etkileşirken, pozitron ise bir yörünge elektronu ile birleşir ve zıt yönlü iki foton salarak yok olur. Bu foton ise fotoelektrik yolla soğurulur. Pratikte çift oluşumu 2 MeV den daha büyük enerjili fotonlar ve ağır elementler için göreceli olarak daha baskındır. Burada soğurulan enerji, oluşan çiftin kinetik ve durgun kütle enerjileri toplamına eşittir;

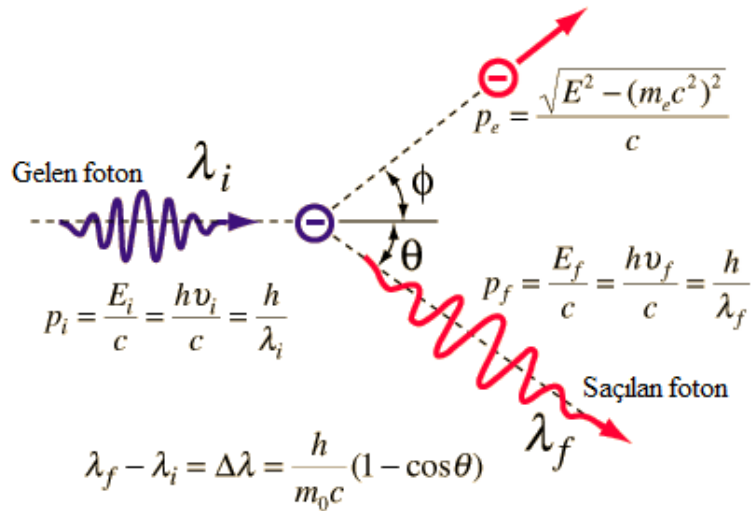
$$h\nu = (T_{e^-} + m_0c^2) + (T_{e^+} + m_0c^2) \quad (2.5)$$

Burada $h\nu$ gelen fotonun enerjisi, T_{e^-} ve T_{e^+} sırasıyla elektron ve pozitronun kinetik enerjileri, m_0c^2 ise elektronun durgun kütle enerjisidir.

2.4.4. Compton saçılması

Compton X -ışınlarının elektronlarla çarpışmalarını, iki katı maddenin birbirine çarpışmasına benzeterek olayı açıklamıştır. Bu olayda yüksek enerjili X -ışınları fotonu serbestte yakın elektronlara (bağlanma enerjisi küçük olan) esnek çarparak, elektronun bir doğrultuda fırlatıldığı, kendisinin de herhangi bir doğrultuda saçıldığı görülür. Bu olay bir elektronun atomik bağlanma enerjisinin, gelen fotonun enerjisiyle kıyaslandığında ihmal edilebilecek kadar küçük olduğu durumlarda gerçekleşir. Çünkü büyük bağlanma enerjilerinde geri teper ve saçılma gerçekleşmez.

$E_i = h\nu_i$ enerjili ve $p_i = h/\lambda_i$ başlangıç momentumlu bir foton m_0 durgun kütleli bir elektron üzerine geldiğinde çarpışmadan sonra E_f enerjisine ve p_f momentumuna sahip olur. Elektron ise p_e momentumu ile bir ϕ açısında saçılır. Gelen ve saçılan fotonların yolları saçılma düzlemini belirler ve θ saçılma açısı olarak tanımlanır. Bu düzleme dik momentum sıfırdır bu nedenle saçılan elektronun izlediği yol bu düzlemde kalmalıdır (Şekil 2.8).



Şekil 2.8. Compton saçılması

λ_i gelen fotonun ve λ_f saçılan fotonun dalga boyu olmak üzere dalgaboyu değişim ifadesi,

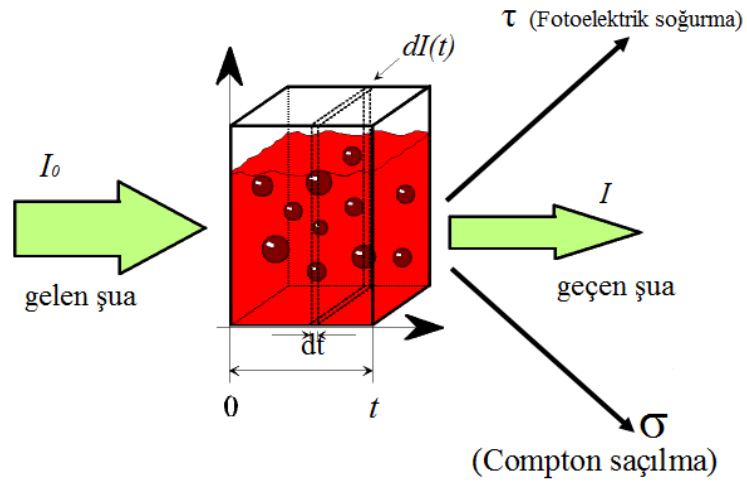
$$\Delta\lambda = \lambda_f - \lambda_i = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta) \quad (2.6)$$

ile verilir. Burada; h planck sabiti, c ışık hızı, h/mc terimi ise elektronun Compton dalga boyudur ve değeri $\lambda_c = h/m_0 c = 0,0243 \text{ \AA}$ 'dur. 2.6 ifadesi fotonun bir elektrondan Compton saçılmasında dalga boyunda meydana gelen değişimi verir ve $\Delta\lambda$ Compton kayması olarak adlandırılır. $\cos\theta$ daima birden küçük bir değer alacağından 2.6 ifadesine göre her zaman $\lambda_f > \lambda_i$ olur. İnkoherent olarak saçılan dalganın dalga boyundaki artış sadece saçılma açısına bağlıdır.

2.5. Beer- Lambert Yasası ve X-Işını Azaltma Katsayıları

Kalınlığı dt olan bir madde üzerine gelen şua maddeyi geçtikten sonra azalacaktır. Bu azalma $-dI_0 = I_{geçen} - I_{gelen} = I - I_0 < 0$ şeklinde gösterilebilir. Burada negatif işaret gelen şua şiddetindeki azalmayı gösterir. dI_0 kendi başına pozitif bir nicelik olup şiddetteki azalmadan dolayı önüne eksi alır. Bu azalma gelen şua şiddeti ve kalınlıkla doğru orantılı olacaktır. Buradaki orantı katsayısına μ (azaltma katsayısı) dersek;

$$dI_0 = \mu I_0 dt \quad (2.7)$$



Şekil 2.9. X- ışınlarının azaltılması.

yazılabilir. Buradan

$$\int_{I_0}^I \frac{dI_0}{I_0} = - \int_0^t \mu dt \quad (2.8)$$

$$I = I_0 e^{-\mu t} \quad (2.9)$$

bulunur. $I = I_0 e^{-\mu t}$ ifadesi "Beer-Lambert kanunu" olarak bilinir ve bu ifadeden yazacağımız;

$$\text{Geçen şiddet} / \text{Gelen şiddet} = I / I_0 = e^{-\mu t} \quad (2.10)$$

ifadesi geçme ihtimalini verir. Numune bir tek saf elementten müteşekkil değilse, numuneyi meydana getiren elementlerin toplam azaltma katsayılarının ağırlıklı ortalaması

$$\mu = \sum_m C_m \mu_m \quad (2.11)$$

ifadesinden bulunabilir. Burada C_m numune içinde m . elementin ağırlık kesri (ağırlık konsantrasyonu), μ_m ise m . elementin azaltma katsayısıdır. Kütle azaltma katsayısı, birim alanda birim kütle başına düşen azaltmayı ya da alınan enerji kesrini verir:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \text{ (cm}^2 \text{ / g)} \quad (2.12)$$

Kütle azaltma katsayısı μ_m kimyasal ve fiziksel durumlardan bağımsız olup elementlerin atomik bir özelliğidir. Sadece dalga boyu (enerji) ve atom numarasının fonksiyonudur. Ayrıca μ / ρ bileşikler, çözeltiler ve karışımlar için muhtevaya ait değerlerden hesap edilebilirler. Bu durumda μ / ρ , bileşiği teşkil eden elemanların azaltma katsayılarının ağırlıklı ortalamalarıdır. Cismin ağırlık kesirleri $W_1, W_2, \dots$ ise bunlara karşılık $\mu_1 / \rho_1, \mu_2 / \rho_2, \dots$ hesap edilirse toplam kütle azaltma katsayısı,

$$\frac{\mu}{\rho} = W_1(\mu / \rho)_1 + W_2(\mu / \rho)_2 + \dots \quad (2.13)$$

ifadesinden bulunabilir.

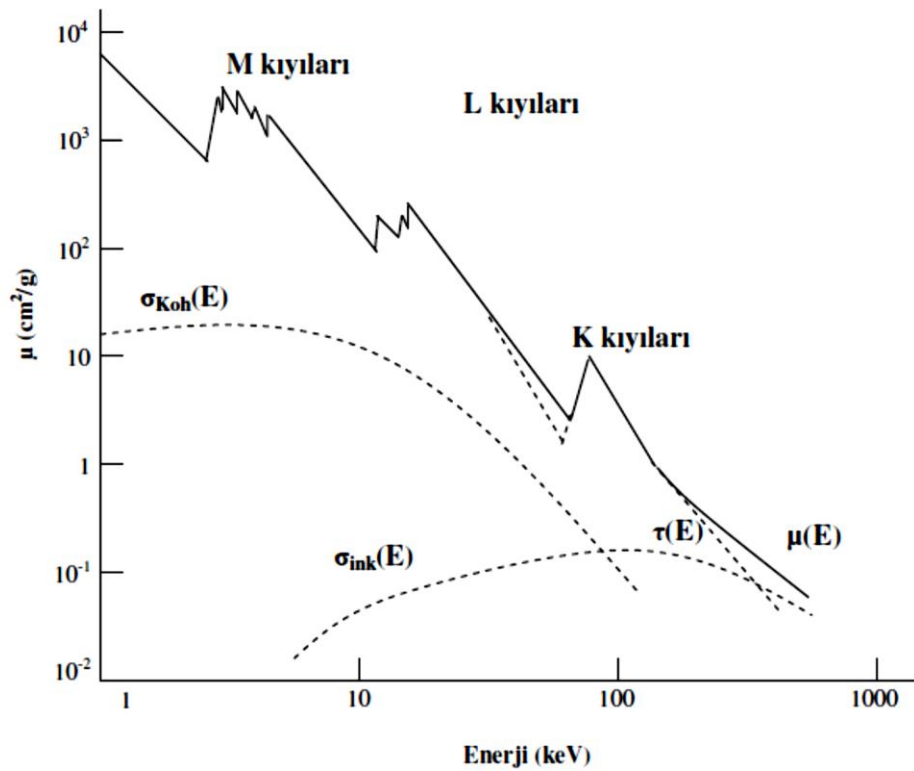
X-ışınlarının toplam azaltma katsayıları hesaplanırken gerek fotoelektrik soğrulma gerekse saçılma ve çift oluşumdan dolayı şiddetlerindeki azaltmalar dikkate alınmalıdır.

$$\frac{\mu}{\rho} = (\tau / \rho) + (\sigma / \rho) + (\kappa / \rho) \quad (2.14)$$

μ / ρ , toplam azaltma katsayısı; (τ / ρ) , fotoelektrik azaltma katsayısı; (σ / ρ) , saçılma

azaltma katsayısı; (κ / ρ) , çift oluşum azaltma katsayısıdır.

Fotoelektrik etkileşim ihtimaliyeti, gelen ışın demetinin enerjisi elektronun bağlanma enerjisine ne kadar yakın bir değerde ise o derecede artmaktadır. O halde bir elementin atomunun verilen bir seviyesinden bir elektronu sökebilmek için gerekli minimum foton enerjisi, o atomun soğurma kıyısı olarak adlandırılır. Her bir atomun çeşitli soğurma kıyıları vardır (Şekil 2.10). Bir atomun K kabuğu için bir, L kabuğu için üç, M kabuğu için beş, N kabuğu için yedi soğurma kıyısı vardır. Her atomun soğurma kıyısı enerjisi, dış yörüngeden iç yörüngeye doğru artmaktadır (Jenkins 1981).



Şekil 2.10. Soğurma Kıyıları.

2.6. Tesir Kesiti

Tesir kesiti, herhangi bir olayın meydana gelme ihtimaliyetini tanımlayan bir kavramdır. Tesir kesiti, deneysel olarak ölçülebilen, deneysel ve teorik değerleri karşılaştırılabilen

bir kavram olduğundan atomik ve nükleer işlemlerin ayrıntılı olarak incelenmesine imkân sağlar. Tesir kesiti, fotonun madde ile etkileşmesine göre isimlendirilir. Örneğin soğurma tesir kesiti, saçılma tesir kesiti gibi. Tesir kesiti hakkındaki doğru bilgiler reaktör zırhlama, endüstriyel radyografi, tıbbi fizikte enerji taşıma ve depolama konularında, radyasyon azaltma katsayılarının hesaplanmasında, X-ışını kristalografisine ek birçok alanlarda atomik parametrelerin hesaplanmasında kullanılmaktadır.

Birim yüzeye ve dt kalınlığına sahip ince bir levha üzerine N parçacıktan (veya ışıdan) ibaret bir parçacık (veya ışın) şuasının düştüğünü farz edelim. Maddenin birim hacminde n atom varsa ve toplam maddedeki N atomdan, N_s tanesi etkileşmede bulunuyorsa etkileşme tesir kesiti σ klasik olarak,

$$\sigma = \frac{N_s}{Nnt} \quad (2.15)$$

şeklinde tanımlanır. Buradan, $N_s = Nnt\sigma$ olacağı açıktır. Tesir kesitinin birimi barn'dır.

$$1b = 10^{-24} cm^2, 1mb = 10^{-3} b \text{ 'dır.}$$

2.6.1. Toplam moleküler tesir kesiti

Molekül başına düşen toplam foton etkileşim tesir kesiti olan toplam moleküler tesir kesiti aşağıdaki formül yardımıyla bulunabilir:

$$\sigma_m = \left(\frac{\mu}{\rho}\right) \frac{\sum n_i A_i}{N_A} (\text{barn} / \text{molekül}) \quad (2.16)$$

ile verilir. Burada, N_A (atom/g) Avagadro sayısı, A_i i 'nci elementin atomik kütlesi, n_i i nci elementin atom sayısı, μ / ρ , molekülün kütle azaltma katsayısıdır.

2.6.2. Toplam atomik tesir kesiti

Atom başına düşen toplam foton etkileşim tesir kesiti olan toplam atomik tesir kesiti aşağıdaki formül yardımıyla bulunabilir:

$$\sigma_a = \frac{\sigma_m}{\sum_i n_i} (\text{barn/atom}) \quad (2.17)$$

Toplam atomik tesir kesiti, ayrıca, numunenin (örneğin bileşiğin) toplam kütle azaltma katsayısının numunenin bir gramındaki toplam atom sayısına bölünmesiyle de elde edilebilir.

$$\sigma_a = \frac{(\mu/\rho)_c}{N_A \sum_i \frac{w_i}{A_i}} (\text{barn/atom}) \quad (2.18)$$

Burada $(\mu/\rho)_c$, bileşiğin kütle azaltma katsayısı, w_i , i 'nci elementin ağırlıkça yüzdesi ve A_i i 'nci elementin atomik kütlesidir.

Toplam atomik tesir kesiti ayrıca kısmi foton etkileşim tesir kesitlerinin toplamı olarak şu şekilde de yazılabilir:

$$\sigma_{top} = \sigma_{foto} + \sigma_{inkoh} + \sigma_{koh} + \sigma_{çift} + \sigma_{üçlü} + \sigma_{fotonük}. \quad (2.19)$$

burada σ_{foto} atomik fotoelektrik olayı tesir kesiti, σ_{inkoh} ve σ_{koh} sırasıyla inkoherent (Compton) ve koherent (Rayleigh) tesir kesitleri, $\sigma_{çift}$ ve $\sigma_{üçlü}$ ise sırasıyla çekirdek alanındaki elektron-pozitron çift oluşumu ve atomik elektronların oluşturdukları alandaki elektron-pozitron çift oluşumu ve geri tepen elektronun oluşturduğu üçlü yapı

için tesir kesitleri ve $\sigma_{\text{fotonük.}}$ de nükleer fotoelektrik olayı tesir kesitidir (Hubbell 1999).

2.6.3. Toplam elektronik tesir kesiti

Elektron başına düşen toplam foton etkileşim tesir kesiti olan toplam elektronik tesir kesiti

$$\sigma_e = \frac{1}{N_A} \sum_i \frac{f_i A_i}{Z_i} \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_i (\text{barn / elektron}) \quad (2.20)$$

ile verilir. Burada, $N_A (\text{atom/g})$ Avagadro sayısı, A_i i 'nci elementin atomik kütlesi ve Z_i ise i 'nci elementin atom numarasıdır. f_i i 'nci elementin kısmi bolluğudur. $(\mu / \rho)_i$, numunede var olan i 'nci elementin kütle azaltma katsayısıdır.

2.7. Etkin Atom Numarası

Etkin atom numarası, X -ışınlarının maddedeki penetrasyonunu tespit etmek için gerekli temel niceliklerdendir. Son zamanlarda endüstriyel, biyolojik, zirai ve medikal uygulamalarda önemli olmaya başlamıştır. X -ışınlarının saçılması ve soğrulması elementin yoğunluğu ve atom numarası ile ilgilidir. Eğer numune bir karışım, bileşik ya da alaşım formunda ise etkin atom numarası (Z_{etk}) olarak bilinen bir parametrenin tayin edilmesi gereklidir ve enerjiye bağlı değişmektedir (Gowda 2005).

2.7.1. Direkt yöntem

Molekül başına düşen tesir kesiti, atom başına düşen etkin (ortalama) tesir kesiti, σ_a , ve elektron başına düşen etkin (ortalama) tesir kesiti, σ_e , cinsinden

$$\sigma_m = n\sigma_a = nZ_{\text{etk}}\sigma_e \quad (2.21)$$

şeklinde yazılabilir. Burada, Z_{etk} etkin atom numarası ve $n = \sum_i n_i$ molekülde var olan toplam atom sayısıdır. Eşitlik 2.21, etkin atom numarasının tanımı olarak kabul edilebilir. Aslında, molekülün gerçek atomlarının, her biri Z_{etk} kadar elektron içeren aynı sayıda özdeş atomlarla yer değiştirilebilir olduğu farz edilmektedir. Dolayısıyla, etkin atom numarasını şu şekilde ifade etmek mümkündür:

$$Z_{etk} = \frac{\sigma_a}{\sigma_e} \quad (2.22)$$

Ayrıca, etkin atom numarası daha pratik olarak aşağıdaki formül yardımı ile de bulunabilir (Manohara *et al.* 2008):

$$Z_{PI\ etk} = \frac{\sum_i f_i A_i \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_i}{\sum_j f_j \frac{A_j}{Z_j} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_j} \quad (2.23)$$

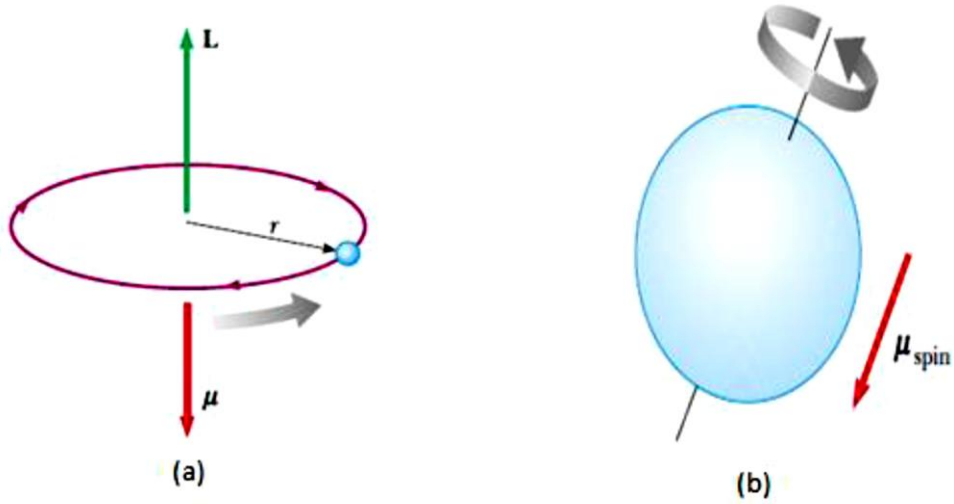
2.8. Manyetizma

2.8.1. Manyetik moment ve dış manyetik alanda atom

Bir akım ilmeği, bir manyetik alana ve buna karşılık gelen bir manyetik momente sahiptir. Benzer şekilde, mıknatıslanmış bir maddedeki manyetik momentler, iç atomik akımlardan kaynaklanır. Bu akımların, elektronların çekirdek etrafında ve çekirdekdeki protonların birbirleri etrafında dolanmalarından ileri geldiği söylenebilir. Elektronların, oldukça ağır çekirdek etrafında çembersel yörüngelerde dolandığını varsayan klasik atom modelinde, yörünge etrafında dolanan bir elektron, küçük bir akım ilmeği olarak düşünülür ve atomik manyetik moment bu yörüngesel hareketle ilgilidir (Şekil 2.11).

Manyetik momentler ve açısal momentumlar hem klasik mekanikte hem de kuantum

mekanikte birbirleri ile orantılıdır. Klasik olarak ele alındığında kütlesi m yükü q olan parçacığın r yarıçaplı bir çemberin çevresini xy düzleminde v hızı ile dolaştığı düşünülebilir. Bu parçacık elektron olduğunda, oluşturduğu akımdan kaynaklanan elektrik akısının değeri iA dir. Bu akım ise oluşturduğu manyetik alan ile manyetik dipolün oluşmasına neden olur. Böyle bir dipol moment iA düzleminin normalidir ve burada $A = \pi r^2$, elektronun çevresini dolaştığı dairenin alanıdır. Burada etkin elektrik akımının değeri için q/T ifadesinden $qv/2\pi r$ değeri elde edilir. Birinci ifadede yazılan T değeri elektronun periyodudur.



Şekil 2.11. (a) r yarıçaplı yörüngede dolanan bir elektronun zıt yönlerde oluşan açısal momentumu (L) ve manyetik momenti (μ). (b) Elektronun spin hareketinden kaynaklanan spin manyetik momenti (μ_{spin}).

Buna göre daire düzlemine dik olan z eksen yönündeki manyetik moment ifadesi,

$$\mu_z = iA = \pm \frac{qv\pi r^2}{2\pi r} = \frac{q}{2m} L_z \quad (2.24)$$

şeklinde ifade edilir.

İşaretin seçimi parçacığın dönme yönüne bağlıdır. Burada L_z parçacığın z eksenindeki

yörünge açısal momentumudur. Kullanılan orantı sabiti ise $\gamma = q/2m$ jiromanyetik oran olarak adlandırılır. γ ifadesi açısal momentumu manyetik momente dönüştürür. Daha genel olarak $\gamma = g q/2m$ şeklinde yazılır. Burada g Zeeman faktörü olarak tanımlanır. Buna göre her yörünge açısal momentumun kendine özgü manyetik momentini vardır. Denklem 2.24'te $\beta = \gamma \hbar/g$ tanımı kullanılırsa daha sade şekle getirilmiş olur. Elektron spin manyetik momentin z bileşeni yönünde dış manyetik alan B uygulanırsa manyetik momentin değeri,

$$\mu_z = -g_e \beta_e m_s \quad (2.25)$$

şeklinde yazılır.

Elektronun toplam manyetik dipol momentini yörünge ve spin manyetik momentinin toplamıdır. Öyleyse

$$\begin{aligned} \mu &= \mu_s + \mu_l = -\frac{g_s \mu_B}{\hbar} \vec{S} - \frac{g_l \mu_B}{\hbar} \vec{L} \\ \mu &= -\mu_B \left(\frac{g_s}{\hbar} \vec{S} + \frac{g_l}{\hbar} \vec{L} \right) \end{aligned} \quad (2.26)$$

olur.

2.8.2. Maddenin Manyetik Özellikleri

Serbest bir atomun manyetik momentinin üç temel kaynağı vardır:

- Elektronların sahip oldukları spin
- Elektronların çekirdek etrafındaki yörüngesel açısal momentumu
- Uygulanan bir dış manyetik alanda kazandıkları yörüngesel momentum.

Burada ilk iki etken manyetizmaya paramanyetik, üçüncüsü ise diamanyetik olarak katkıda bulunur. Diamanyetik malzemeler, mıknatıs alanı tarafından itilir. Yani, diamanyetik malzemenin, mıknatısın uygulandığı alanla zıt yönlü bir alanı var demektir. Buna diamanyetik moment denir. Soygazlar, hidrojen gibi malzemeler diamanyetik malzemelerdir. Fakat her diamanyetik malzemede, diamanyetik momenti yalnız dış alan oluşturmaz (Çakır 2006).

Malzeme içerisindeki toplam manyetik alan (B), uygulanan dış manyetik alan (B_0) ile malzemenin manyetik alanının (B_m) toplamına eşittir. Malzemenin manyetik alanı, mıknatıslanma vektörü (M) cinsinden ifade edildiğinde

$$B_m = \mu_0 M \quad (2.27)$$

toplam manyetik alan

$$B = B_0 + \mu_0 M \quad (2.28)$$

şeklinde ifade edilir.

$$H = B_0 / \mu_0 \quad (2.29)$$

olarak tanımlanan manyetik alan şiddeti ve B_0 değeri denklem (2.28)'da yerine yazılacak olursa

$$B = \mu_0 (H + M) \quad (2.30)$$

elde edilir. Paramanyetik ve diyamanyetik olarak adlandırılan malzemelerde M , H ile orantılıdır. Bu orantı;

$$M = \chi H \quad (2.31)$$

şeklinde olup, burada χ manyetik duyunluk olarak adlandırılan malzemenin cinsine göre değişen birimsiz bir katsayıdır. χ değerinin pozitif olduğu paramanyetik malzemelerde M ve H aynı yönlü olup, negatif olduğu diyamanyetik malzemelerde ise M ve H ters yönlüdür. Denklem (2.31), denklem (2.30)'da yerine yazılacak olursa,

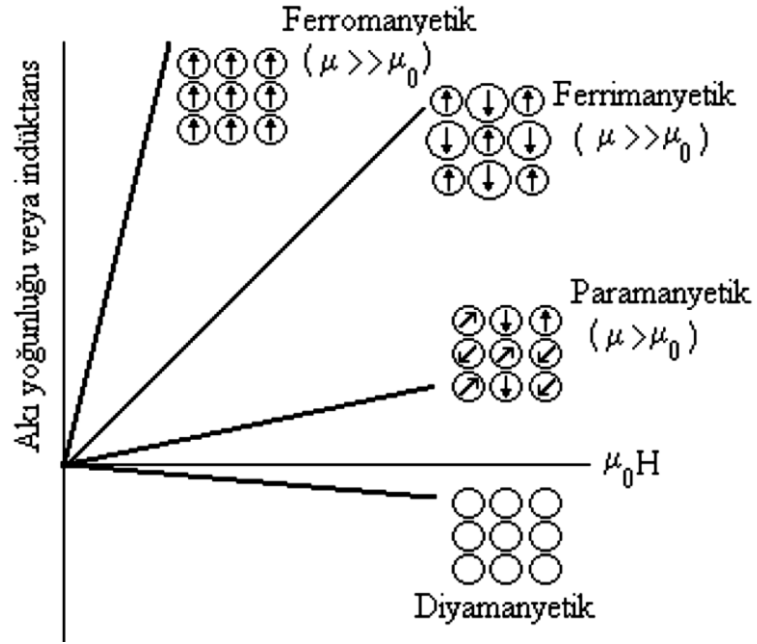
$$B = \mu_0(1 + \chi)H \quad (2.32)$$

elde edilir. Burada $\mu_0(1 + \chi)$ manyetik geçirgenlik sabiti olup μ_m ile gösterilmektedir. $\mu_m > \mu_0$ olduğu durumda malzemeler paramanyetik, $\mu_m < \mu_0$ olduğu durumlarda ise diyamanyetik olarak sınıflandırılmaktadır (Serway and Jewett 2004).

Malzemeler dışardan uygulanan manyetik alana karşı gösterdikleri tepkilere göre;

- Diamanyetik
- Paramanyetik
- Ferromanyetik
- Antiferromanyetik
- Ferrimanyetik

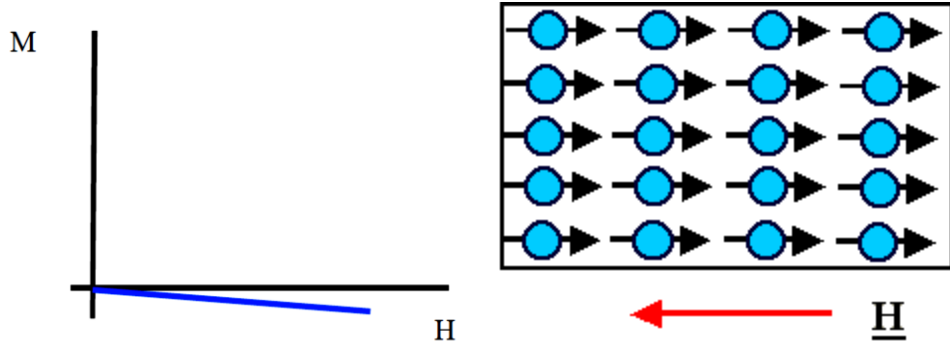
malzemeler olarak sınıflandırılırlar.



Şekil 2.12. Manyetik davranış çeşitleri (Erdoğan 2001).

2.8.2.a. Diyamanyetizma

Atomları sürekli manyetik momente sahip olmayan maddelerdir. Gümüş, bizmut gibi paramanyetik maddelere bir dış alan uygulanınca madde tarafından bu alana zıt yönde zayıf bir manyetik dipol moment oluşur. Her madde böyle davranmakta fakat etki önemsenmeyecek kadar küçük olmaktadır. Diyamanyetik maddelerde normal konumda çekirdek etrafında zıt yönde ve aynı hızla dönen elektronlar birbirlerinin manyetik momentlerini yok ederler. Bir dış alan uygulanınca fazladan Lorentz kuvvetinin etkisinde kalırlar. Elektronların maruz kaldığı bu kuvvet nedeniyle merkezci kuvvet artık aynı olamaz ve manyetik momenti alana antiparalel elektronun, hızı artarken paralel olanınki azalır. Sonuçta elektronların manyetik momenti birbirini yok etmez ve madde manyetik alana zıt yönde bir dipol moment gösterir (Şekil 2.13).



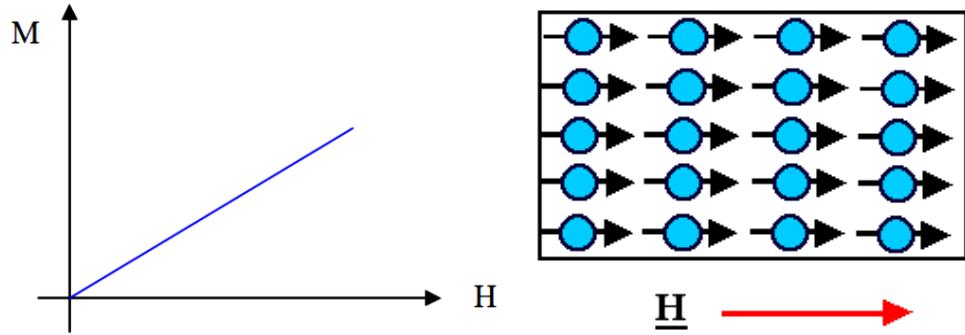
Şekil 2.13. Diamanyetik malzemenin dış manyetik alanda davranışı.

Süperiletkenler belli bir kritik sıcaklığın altında elektriksel direnç gösterirler. Süperiletkenlerin bazıları süperiletken duruma geçtiklerinde diyamanyetik özellik gösterirler. Bu durumda süperiletken kendine uygulanan dış alan içerisindeki manyetik akı sıfır oluncaya değin dışarı atar. Bu olaya Meissner Olayı denir.

Diyamanyetik malzemelerin mıknatıslanmaları çok zayıf ve alana zıt yönlüdür. Bu maddeler kuvvetli bir mıknatıs tarafından hafifçe itilirler. Bazı metaller, bütün yarımetaller ve organik maddelerin çoğu diyamanyetiklerdir.

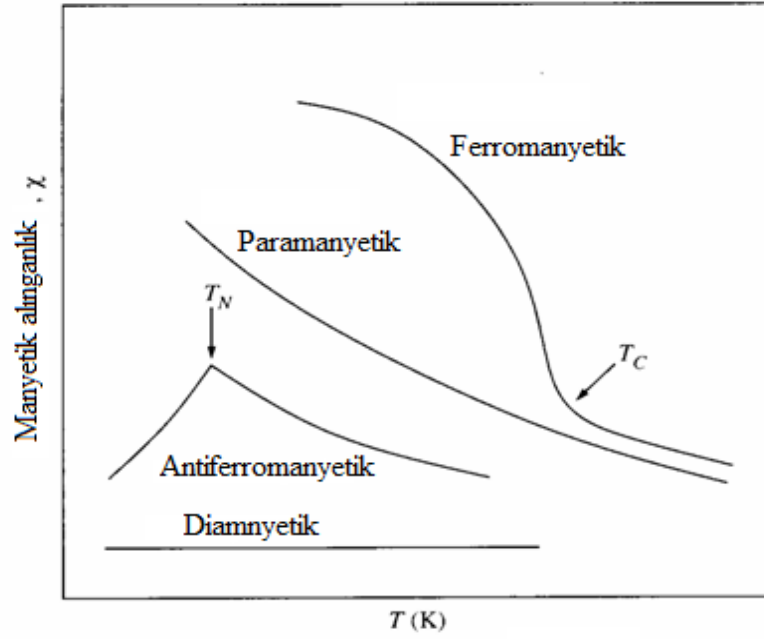
2.8.2.b. Paramanyetizma

Paramanyetik malzemelerin mıknatıslanmaları çok zayıf ve mıknatıslayıcı alan yönündedir. Örneğin bu sınıfa mensub, sıvı oksijen ve azot, platin, palladium, krom gibi malzemeler kuvvetli bir mıknatıs tarafından yavaşça çekilirler. Bu tür maddeleri oluşturan atom ve iyonların büyük bir kısmında elektronların spin ve açısal momentumundan gelen manyetik etkiler birbirini yok ederler. N atomdan oluşan bir maddenin manyetik momentleri onları etkileyen manyetik alan doğrultusunda yönelecektir ve tüm atomların toplam manyetik momentlerinin bu alanla tam çakışabilmesi mümkün olmaz. Çünkü dış ortamın termik etkisiyle atomların hareketlenmesi bunu bozar. Paramanyetik bir madde dış alana konduğunda onun sahip olacağı toplam manyetik momentin değeri mümkün olan maksimum değerinden oldukça küçük olacaktır.



Şekil 2.14. Paramanyetik malzemenin dış manyetik alanda davranışı.

Bazı koşullar altında paramanyetik maddelerin mıknatıslanmasının alanla doğru, mutlak sıcaklıkla ters orantılı olduğu Pierre Curie tarafından bulunmuştur. Bu bağıntı; $M \equiv CB/T$ şeklinde olup, mıknatıslanmanın artan alanla ve azalan sıcaklıkla arttığını göstermektedir. $B=0$ 'da mıknatıslanma sıfırdır ve bu durumda dipol momentler rasgele yönelmiştir. Çok yüksek dış etkili alanlar ve düşük sıcaklıklarda mıknatıslanma maksimum olur ve doyum değerine ulaşır. Bu durumda bütün manyetik dipoller alan yönünde dizilir. Ferromanyetik bir maddenin sıcaklığı Curie sıcaklığına ulaşınca maddenin mıknatıslığı kaybolur ve paramanyetik duruma geçer. Curie sıcaklığının altında madde ferromanyetik özellik gösterir. Kritik sıcaklığın üstünde ise madde paramanyetiktir (Şekil 2.15).

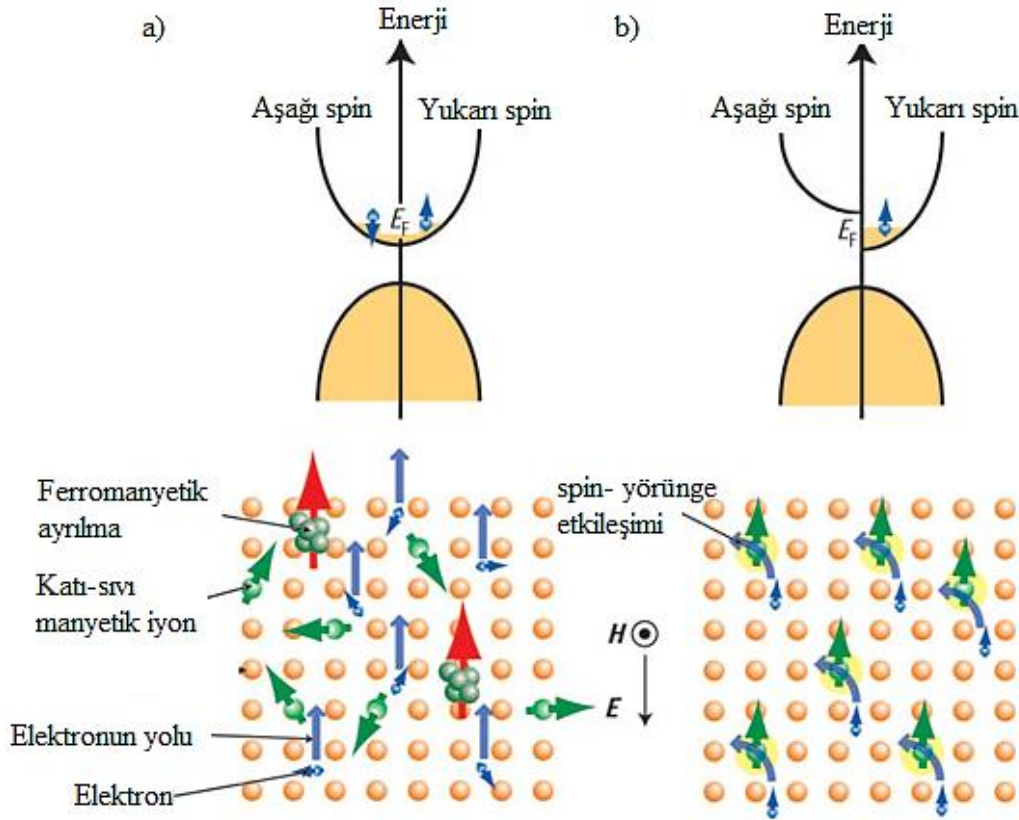


Şekil 2.15. Cruie (T_C) ve Neel(T_N) sıcaklıkları.

2.8.2.c. Ferromanyetizma

Bazı maddeler bir dış manyetik alan içinde paramanyetizmayla açıklanamayacak büyüklükte kuvvetlerin etkisinde kalır. Böyle maddelere ferromanyetik maddeler denir. Bütün ferromanyetik maddeler temelde paramanyetiktir. Kendileri bir dış alan olmasa da sürekli bir manyetik alan kaynağı olabilirler; yani bir bileşke manyetik moment oluşturabilirler. Bu manyetik moment ters bir dış alan içinde bile, ondan bağımsız olarak yönünü ve büyüklüğünü koruyabilir. Paramanyetik (ve dolayısıyla ferromanyetik) maddelerdeki atomların her biri birer küçük manyetik moment oluşturmaktadır. Bir dış alan uygulanırsa bu rastgele yönelmiş küçük manyetik momentler alan doğrultusuna yönelir ve böylece paramanyetik özellikler ortaya çıkar. Ama ferromanyetik maddelerde dış alanın yokluğunda da sürüp giden büyük bir bileşke manyetik momenti vardır. Yani atomların küçük manyetik momentleri kendilerinkinden aynı yöne dönerek, ya da bir dış alan etkisiyle yöneltildikten sonra artık o yönden ayrılmayarak büyük bir manyetik moment oluştururlar. Bir bölgedeki spin manyetik momenti ile başka bir eksen doğrultusuna yönelmiş diğer bölgenin bileşke spin

manyetik momenti arasında bir dik açı vardır. Kristal içinde böylece, birbirine dik açı oluşturarak eklenen manyetik momentler, kapalı moment halkaları oluşturur (Şekil 2.16 a ve 2.16 b).



Şekil 2.16. (a) Demir kristalinde bileşke manyetik momentleri birbirine dik olan birçok bölge vardır. (b) Dış alan uygulanınca bölgeler daha yüksek enerjili olan ara halleri geçebilir ve dış alan yönüne yönelebilir. Dış alan kalkınca yine öylece kalırlar ve sürüp giden büyük bir bileşke manyetik momenti oluştururlar.

2.8.2.d. Antiferromanyetizma

Bazı malzemelerde manyetik momentler, manyetik alanda her bir kutup çiftinin dayanımı çok yüksek olmasına rağmen komsu kutup çiftlerinin birbirine zıt dizilmesinden oluşur. Ferromanyetizma ile antiferromanyetizma arasındaki fark, komşu kutup çiftleri arasındaki etkileşimlerdir. Komşu kutup çiftleri birinden diğerini takviye eder veya zıtlar (Erdoğan 2001). Bununla birlikte manyetik alan kalkınca, materyal

paramanyetik materyallerin gösterdiği davranışın aynısını gösterir. Néel sıcaklığı olarak bilinen geçiş sıcaklığı değerlerinde ferromanyetik materyaller gibi bu materyallerde paramanyetik özellik gösterir. Periyodik tabloda oda sıcaklığında antiferromanyetik özellik gösteren tek element kromdur.

2.8.2.e. Ferrimanyetizma

Saf elementlere nazaran daha karmaşık kristal yapısına sahip bileşiklerde sadece ferrimanyetizma gözlenir. Bu materyallerde karşılıklı değişim etkilerinin sonucunda kristalin bazı bölgelerinde paralel sıralanış gözlenirken, bazı bölgelerinde de anti-paralel bir sıralanış gözlemlenir. Ferrimanyetik materyal ferromanyetik materyaller gibi, manyetik alana girdiklerinde genelde daha az satürasyon (doyum) manyetizasyonuna sahip olsa da, davranışları çoğunlukta benzerdir. Örneğin Baryum ferrite ($\text{BaO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$) birim hücresinde 64 iyon içerir ve bunlardan baryum ve oksijen iyonları manyetik momente sahip değildir. Uygulanan alana paralel net bir manyetizasyon vermek için, 16Fe^{+3} iyonun paralel sıralanmış momenti varken, 8Fe^{+3} iyonun da anti-paralel sıralanmış momenti vardır. Fakat düşük manyetik alan değerlerinde, materyalin manyetizasyonuna sadece iyonların $1/8$ 'i kadar katkıda bulunur.

3. MATERYAL ve YÖNTEM

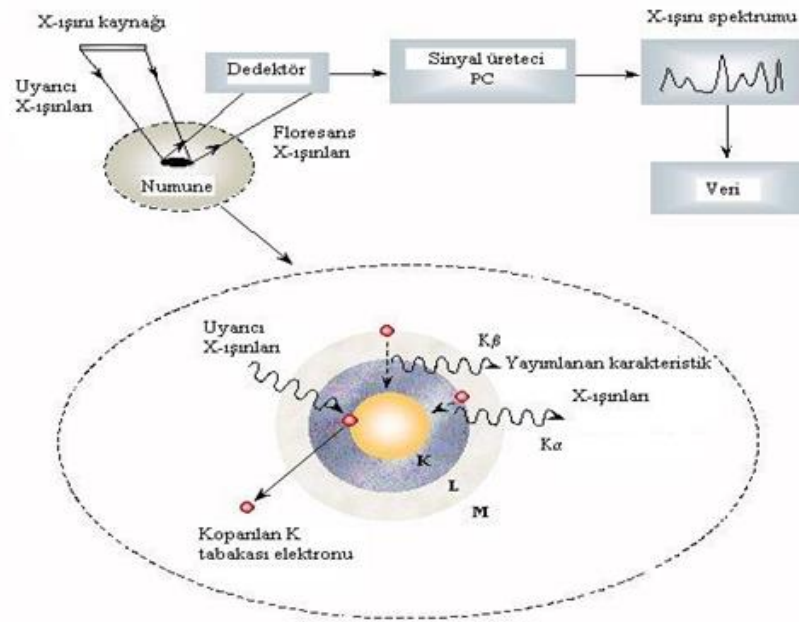
3.1. X-Işını Floresans Tekniği

X-ışını floresans (*XRF*) tekniği; analiz süresinin kısalığı, tahribatsız oluşu, değişik formlarda numune hazırlayabilme kolaylığı, periyodik tablodaki elementlerin hemen-hemen tamamının incelenebilmesine imkân tanınması, yüksek hassasiyet (ppm), ucuz maliyet ve otomasyon kolaylığı gibi avantajlara sahip olduğundan bilim ve teknolojide yaygın bir kullanım alanına sahiptir. *XRF* tekniği; atom-molekül, radyasyon ve astrofizik araştırmaları, çevre kirliliği analizleri, eczacılık, kimya ve tıbbi araştırmalar, endüstride kalite kontrol tespiti, arkeolojide çok kıymetli tarihi eserlerin incelenmesi ve yaşlarının belirlenmesi gibi çok farklı alanlarda kullanılmaktadır.

XRF spektrometreler çevresel, jeolojik, biyolojik, kimyasal, fiziksel, endüstriyel ve benzeri alanlarla ilgili numunelerin kantitatif (nicel) ve kalitatif (nitel) element analizleri için yaygın olarak kullanılırlar. Günümüzde *XRF* tekniği ile ilgili uygulamalar için pek çok spektrometre geliştirilmiştir. X-ışını spektrometrelerinin temel fonksiyonu karakteristik çizgi şiddetlerini ölçmek ve numuneden gelen çok enerjili şüayı ayırmaktır. Bir spektrometrenin karakteristik çizgileri ayırabilme kabiliyetine spektrometrenin rezolüsyonu (ayırma gücü) denir.

Bir spektrometre yeterli rezolüsyona sahip olmanın yanında özellikle eser element analizlerinde istatistik bakımdan önemli ölçümler yapabilmek için temel sayma üzerinde yeterince büyük bir cevap sağlamalıdır. Ayrıca spektrometre ilgilenilen enerji veya dalga boyu bölgesinde ölçüm yapabilme imkânı sunmalıdır. Bu yüzden spektrometre seçiminde rezolüsyon, cevap fonksiyonu (karakteristik pik), temel sayma seviyesi ve enerji veya dalga boyu aralığı faktörleri önemlidir. Bu faktörler birbirinden bağımsız değildir. Mesela rezolüsyonu sabit tutmak mutlak pik şiddetinin düşmesine sebep olur.

XRF tekniğinin temel prensibi Şekil 3.1’de gösterilmiştir. Bir atom herhangi bir yöntemle uyarıldığında atomun bir iç tabaka elektronu koparılabilir. Atomun temel hale geçişi (de-excitation) sırasında daha dış tabakadaki bir elektron bu iç tabakadaki boşluğu doldurur. İki tabaka arasındaki enerji farkı bir *X*-ışını fotonu olarak atomdan yayımlanır. Karakteristik piklerin sayısı bir karakteristik *X*-ışını spektrumu oluşturur. Piklerin enerjileri numunedeki elementlerin enerjilerini (kalitatif analiz), piklerin şiddeti ise elementlerin konsantrasyonlarını (semi-kantitatif yada kantitatif analiz) verir. Tipik bir *XRF* spektrometre; bir pirimer radyasyon kaynağı (genellikle bir radyoaktif kaynak veya *X*-ışını tüpü) ve numuneden yayımlanan karakteristik *X*-ışınlarını (sekonder *X*-ışınları) saymak için kullanılan bir dedektör grubundan oluşur.



Şekil 3.1. *XRF* tekniği ve tipik *XRF* analiz düzeneği.

3.2. Si(Li) Dedektörün Çalışma Prensibi

Dedektörler; *X*-ışını foton enerjisini; bu fotonların dedektörün aktif maddesi ile çeşitli yollarla etkileşmesi sonucu, voltaj pulsuna çeviren dönüştürücülerdir. *X*-ışını dedeksiyonunda kullanılan dedektörler (sayaçlar); gazlı, sintilasyon ve katıhal dedektörleri olmak üzere üç gruba ayrılırlar.

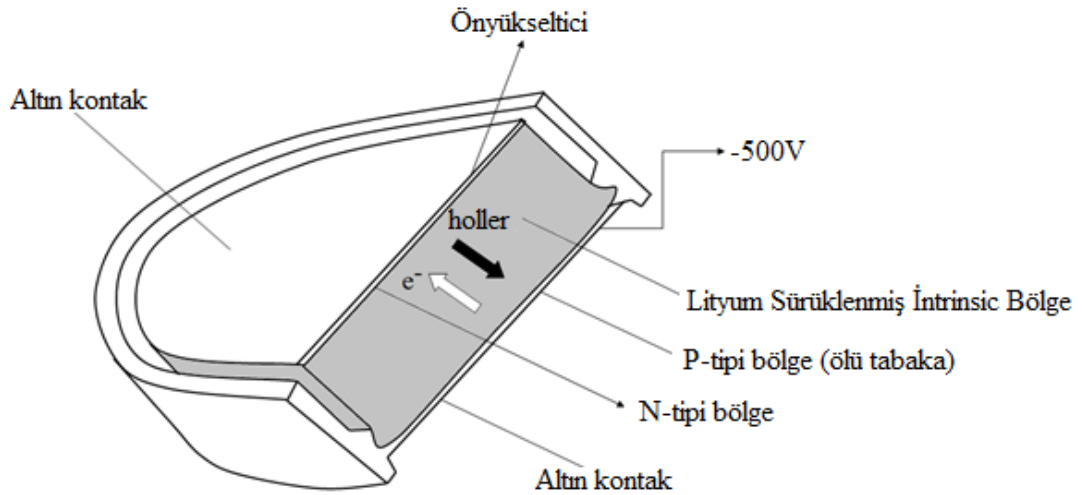
Yarıiletkenlerin düşük sıcaklıklarda iyi bir yalıtkan davranışı göstermesinden istifade ile yapılmış olan katıhal sayaçları ikincil X-ışınlarını ölçmek için yaygın olarak kullanılırlar. Karakteristik X-ışınlarının hem düşük enerji bölgesinde yer almalarından hem de enerjilerinin birbirlerine yakın olmasından dolayı bunların şiddetleri ölçülürken rezolüsyonu ve dedektör verimi çok iyi olan yarı iletken dedektörler tercih edilirler. Son yıllarda Si-PIN, HgI₂, Si-DRIFT ve CDZnTe gibi yüksek rezolüsyonlu yarı iletken dedektörler yapılmasına rağmen, Si(Li), Ge(Li) ve HPGe yarı iletken kristal dedektörler uygun şekil ve soğutma şartlarına sahip olduklarından daha yaygın olarak kullanılırlar.

Yarıiletkenlerde elektrik iletimini kontrol etmek için, az miktarda katkı maddesi ilave edilir. Katkı maddesi olarak 5 değerlik elektronlu atomlar kullanılırsa elektronlardan dördü komşu Si veya Ge ile kovalent bağ yapar ve beşinci elektron örgü içerisinde kolayca hareket edebilir. Negatif yük taşıyıcılarının fazla olduğu böyle bir yarı iletken materyale n-tipi yarı iletken denir. Eğer katkı maddesi olarak 3 değerlik elektronlu atomlardan biri kullanılırsa kristalde dört komşu atomla kovalent bağ oluşur ve pozitif yük fazlalığı meydana gelir. Pozitif yük fazlalığının olduğu böyle yarı iletken materyallere ise p-tipi yarıiletken denir. Bir sayaç kristali yapmak için p ve n tipi materyaller bir kontakla bir araya getirildiğinde eklem yakınındaki elektronlar ve boşluklar birleşerek yük taşıyıcılarının nötr hale geldikleri bir bölge oluştururlar. Saymada hassas olan ve alanı 30–1000 mm² olan bu bölgeye; deplasyon bölgesi, hassas bölge, tüketim bölgesi veya intristik bölge adı verilir. Yüksek dirençli bu bölgeye bir ters besleme potansiyeli uygulandığında bu bölge genişleyebilir ve gelen radyasyonlar için hassas hale gelir.

Ge(Li) ve Si(Li) dedektörler yapılırken en çok takip edilen işlem; önce p-tipi bir materyal almak ve sonra bunun yüzeyine Li atomlarını yaymaktır. Böylece n-tipi ince bir bölge oluşturulmuş olur. Ters beslem ve hafifçe artırılan sıcaklık altında Li geniş bir deplasyon bölgesi yaparak p-tipi bölgeye sürüklenir. Bu tür dedektörler Li sürüklenmiş Ge veya Li sürüklenmiş Si dedektörler olarak adlandırılırlar. Ters beslem voltajı iki etkiye sahiptir; birinci olarak deplasyon bölgesindeki elektrik alan büyüklüğünü, yük birikimini daha verimli yaparak artırır, ikinci olarak da bir tip materyalden diğerine

daha fazla yük taşıyıcısını sürükleyecek bir kuvvet uygulayarak deplasyon bölgesinin boyutlarını (dolayısıyla dedektörün duyarlı hacmini) artırır.

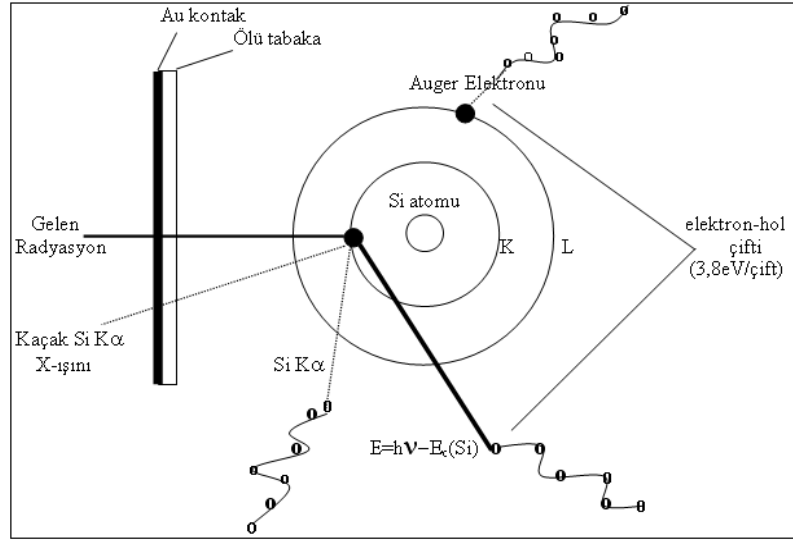
Ge(Li) veya Si(Li) dedektörlerin üretiminde oluşturulan n-tipi tabakanın kalınlığı 1mm civarındadır ve orta enerjili gamma ışınları bu kalınlığa kolayca nüfuz edebilirler. Ayrıca ince bir altın tabakası, elektriksel teması sağlamak için ön yüzeye buhar şeklinde püskürtülür (yaklaşık $200\text{\AA}$ kalınlığında). Lityum sürüklenmiş silikon yüzeyine buharlaştırılan bu altın filimler elektrot görevi görürler. p-tipi bölgede (kristal sayacın girişinde) sayıma katkısı bulunmayan bölgeye ölü tabaka adı verilir. Bir Si(Li) dedektörün şematik gösterimi Şekil 3.2’de verilmiştir.



Şekil 3.2. Bir Si(Li) katıhal dedektörünün şematik gösterimi.

Dedektörün en önemli iki fiziksel özelliği; kalınlığı ve alanıdır. Soğurma verimliliği dedektör kalınlığı arttıkça artar. Sayım için önemli bir faktör olan geometrik verim ise dedektör alanı arttıkça artar, ancak bu rezolüsyonu azaltır. Katıhal sayacına fotonlar geldiğinde altın elektrot ve ölü tabakayı geçerek deplasyon bölgesinde Si atomlarını uyarak + ve – iyon çiftleri oluştururlar. Bu işlem sırasında fotonlar enerjilerinin büyük bir kısmını fotoelektronlara aktarırlar. Bu fotoelektronlar enerjileri bitinceye kadar yolları üzerinde elektron-hol çiftleri oluştururlar. Uygulanan ters beslem (-500V) nedeniyle meydana gelen elektrik alan elektron–hol çiftlerini toplar. Ters beslem

nedeniyle elektronlar n-tipi boşluklar (holler) p-tipi bölgeye yönelirler. Sonuçta dedektöre gelen foton enerjisi ile orantılı sayıda elektron–hol çifti oluşur. Sayaç maddesinin seçiminde elektron hol çifti veriminin büyük olması, yani elektron hol çifti başına düşen enerjinin küçük olması tercih edilir. Bir Si(Li) dedektörde bir elektron-hol çifti meydana getirebilmek için gerekli enerji 3,8 eV, Ge(Li) dedektörde ise 2,9 eV'dur. Aynı fotonun meydana getirdiği + ve – yükler çeşitli etkileşmelerden sonra tekrar birleşebilirler ki bu olaya rekombinasyon denir. Katıhal sayaçlarında sayaç içi bir amplifikasyon olmadığından bu sayaçlarda alçak gürültü ve yüksek kazançlı ön amplifikatöre ihtiyaç vardır. Bu iş için genellikle FET (field-effect-transistör) kullanılmaktadır. FET toplanan yükü akım pulslarına dönüştürmektedir. Dedektör elementi ve dedektör kapasitansındaki sızıntı akımı sistemin gürültüsüne ve rezolüsyonun düşmesine neden olur. Sızıntı akımından kaynaklanan gürültü sıvı azot sıcaklığında (-196°C) ihmal edilebilir bir dereceye düşmektedir. Mikrofonik gürültü üretilmesi de rezolüsyon genişlemesinin önemli bir kaynağıdır. FET'in sıvı azot sıcaklığında ve dedektöre yakın tutulması mikrofonikleri azaltmaktadır. Dedektörün sıvı azot içerisinde tutulması bulk materyal içindeki termal olarak uyarılmış taşıyıcılardan (lityum oda sıcaklığında çok yüksek difüzyon hızına sahiptir) kaynaklanan elektriksel gürültüyü de minimuma indirir. Bir Si(Li) dedektörün çalışma prensibi Şekil 3.3'de verilmiştir.



Şekil 3.3. Si(Li) dedektörde X-ışını dedeksiyon işlemi.

Gelen radyasyon dedektördeki Si atomlarının iyonize olmasına neden olur. Gelen radyasyonun enerjisinin bir elektron hol çifti oluşturabilmek için gerekli olan $E_c=3,8\text{eV}$ 'dan büyük olması gerekir.

Katıhal sayaçlarının avantajları aşağıdaki gibi sıralanabilir:

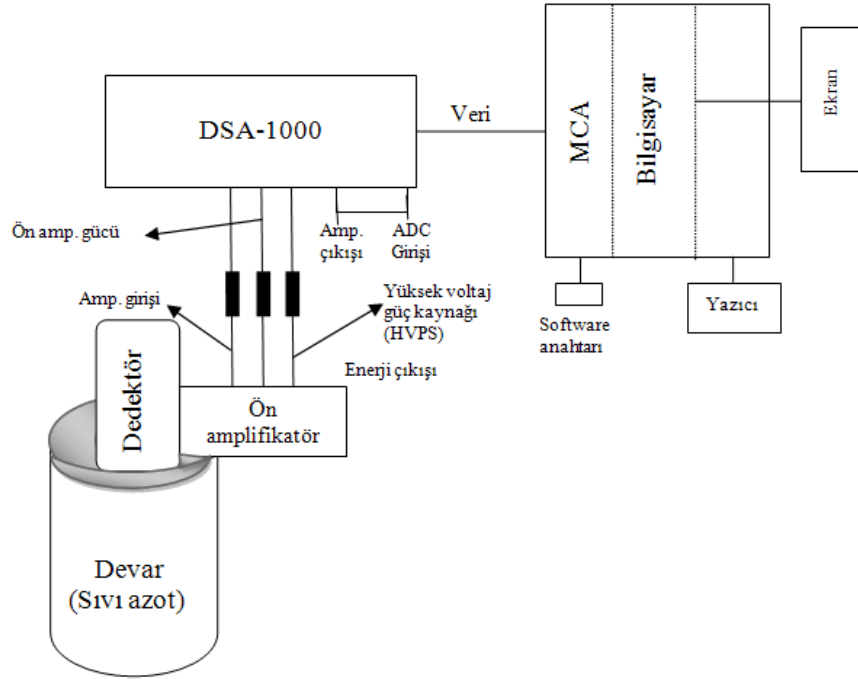
- Diğer sayaçlara göre enerji dönüşümü çok verimlidir. Si(Li) ve Ge(Li) için sırasıyla 3,8 ve 2,9 eV başına bir elektron hol çifti meydana gelmektedir.
- Çok iyi rezolüsyona sahiptirler; 6–8 keV enerjili fotonlar için yarı maksimumdaki tam genişlik (FWHM) 130 eV'a kadar düşmektedir. Dolayısıyla atom numaraları birbirine çok yakın olan birçok elementin spektral çizgileri kolayca ayrılabilir.
- ~1000 sayma/saniye ye kadar olan şiddetlerde puls-yükseklik kayması ve puls genişlemesi olmamaktadır.
- Yeterli kalınlıktaki katıhal sayaçlarının kullanıldıkları spektral bölgedeki verimleri çok fazla olmaktadır.
- Sayaç hacminin küçük olması bakımından numunenin istenildiği kadar yakınında kullanılabilme imkânı vardır (Kurucu 1990).

Katıhal sayaçlarının dezavantajları ise:

- Lityumun yüksek mobilitesi önemli bir gürültü seviyesine sebep olmaktadır. Yüksek sıcaklıklarda dedektör karakteristikleri değişebileceğinden sıvı azot sıcaklığına ihtiyaç duyulmaktadır.
- Sıvı azot sıcaklığında bile gürültü seviyesinin yüksek olmasından dolayı katıhal dedektörlerinin düşük atom numaralı elementlerle ilgili kullanımı sınırlıdır.
- Saniyede ~ 20000 sayımdan fazla şiddetler için dedektör rezolüsyonu artan şiddetle hızla kötüleşmektedir.
- Katıhal dedektörlerin rezolüsyonu küçük atom numaralı elementlerde sintilasyon dedektörlerine kıyasla düşüktür.
- İyi rezolüsyon için etkin alanları küçüktür (Demir 2005).

3.3. Sayma Sistemi

Sayma sistemi bir dedektör (ön yükseltici ile birlikte), yükseltici, analog sayısal dönüştürücü (ADC), yüksek voltaj kaynağı, çok kanallı analizör (MCA) sistemin tüm birimlerini yöneten spektrumları alan ve değerlendirmede kullanılan Genie-2000 programının yüklü olduğu bir bilgisayar ile sistemin diğer birimleri arasında interface görevi yapan bir dangedan (software key) oluşmaktadır (Şekil 3.4). Kullandığımız DSA-1000 sayma sistemi, yüksek voltaj güç kaynağı, yükseltici, ADC ve MCA'yı ihtiva etmektedir. Yüksek voltaj güç kaynağı, amplifikatör ve ADC'nin koşulları Genie-2000 programı ile kontrol edilmektedir. DSA-1000, gelişmiş dijital sinyal proses teknikleriyle donanımlı çok kanallı bir analizördür. DSA-1000, sinyal prosesinin sonrasında sinyalleri sayısallaştıran dönüştürücü sistemlerden farklı olarak sinyal prosesinin öncesinde ön yükselticiden alınan sinyalleri sayısallaştırır. Analog devre sayısının azalmasıyla hassasiyet, yeniden üretilebilirlik ve kararlılığın artması sağlanmış olur. Dijital sinyal proseslerinin kullanımı pulsların daha hızlı ve hassas olarak işlenmesini sağlayarak sinyal toplama performansının ve spektrum rezolüsyonunun artmasını sağlar.



Şekil 3.4. Sayma sistemi.

3.3.1. Yüksek voltaj kaynağı

Dedektörde meydana gelen yükleri toplamak için dedektör üzerine yüksek gerilim uygulanmalıdır. En iyi çalışma gerilimi; çalışma öncesinde deneyci tarafından belirlenir ve bu gerilim küçük bir dedektör için birkaç yüz volt, büyük bir dedektör için beş bin volta kadar değişebilir. Bu çalışma boyunca dedektöre uygulanan gerilim -500V dur.

3.3.2. Ön yükseltici

Yarı iletken dedektörler ile yüke hassas bir ön yükseltici kullanılır. Elektronik gürültüyü minimize etmek için, genellikle bir alan etkili transistör (FET) olan ön yükselticinin girişi dedektör ile birlikte sıva azot içerisinde muhafaza edilir. Ön yükseltici dedektörden gelen yükü voltaj pulsuna dönüştürür. Ön yükselticiden çıkan pulsların yükseklikleri veya genlikleri dedektörde toplanan yük miktarı eğer fotonun bütün enerjisi dedektörde soğurulmuş ise fotonun enerjisi ile orantılı olmalıdır.

3.3.3. Yükseltici

Bir yükselticinin birinci görevi; ön yükselticinin çıkış puls genliklerini ayırt etmek ve sayılması için uygun voltaj seviyelerine yükseltmek, ikinci görevi ise; pulsları, puls genliği ve X -ışını fotonu arasındaki orantılı ilişkiyi aynen koruyarak işleme uygun bir hale getirmektir. Kullanıcı puls genişliğini belirleyen şekillendirme zamanı (shaping time) sabitinin seçimine dikkat etmelidir. Bir spektrumdaki pikler için en iyi rezolüsyon genellikle daha uzun zaman sabitiyle elde edilebilir. Çünkü sistem daha uzun bir zaman üzerinden gürültünün ortalamasını alabilir. Bununla birlikte, daha uzun zaman sabitleri yüklerin daha fazla rastgele toplanmasına neden olur (Debertin and Helmer 1988).

3.3.4. Analog sayısal dönüştürücü (ADC)

Analog sayısal dönüştürücünün (ADC) görevi yükselticiden gelen analog pulsunu, onun genliğiyle (dolayısıyla X -ışını fotonunun enerjisiyle) orantılı bir tam sayıya çevirmektir. Ön yükselticiden gelen potansiyel pulsları liner yükselticide büyültüldükten sonra ADC'ye gönderilirler. ADC'de analog işlemleri yapılan bu pulslar çok kanallı analizöre gönderilir ve orada enerjilerine karşılık gelen kanallarda sayılırlar. Bu sayımlar sonucu sayacın ayırma gücüyle ilgili olarak aynı enerjili karakteristik X -ışınları bir pik oluştururlar. Bu pikler bir araya geldiğinde enerjiye veya dalga boyuna karşı şiddet desenleri oluştururlar ki bu desene X -ışını spektrumu denir.

3.3.5. Çok kanallı analizör (MCA)

Çok kanallı analizör (MCA) sayısal hale getirilmiş pulsları uygun gelen kanallara yerleştirir ve bilgisayar hafızasına kaydeder. Her kanal kalibrasyon işlemiyle belirlenmiş olan belli bir enerji aralığına düşen pulsları sayar.

3.4. Numunelerin Hazırlanması ve Deney Geometrisi

Bu çalışmada dış manyetik alanın $K\beta/K\alpha$ şiddet oranlarını; saf Ni, saf Cr ve bazı nikel-krom alaşımları üzerinde çalışılarak araştırılmıştır. Kullanılan alaşımlar, Ni_xCr_{1-x} yapısındaki ve $x=0,40; 0,50; 0,60; 0,80$ değerlerindeki geçiş metal alaşımlarıdır. Bu çalışılan numuneler; saf Ni, saf Cr geçiş metalleri ve $Ni_{0,4}Cr_{0,6}$, $Ni_{0,5}Cr_{0,5}$, $Ni_{0,6}Cr_{0,4}$, $Ni_{0,8}Cr_{0,2}$ çapı 13mm olan foil şeklindeki geçiş metal alaşımlarından oluşmaktadır.

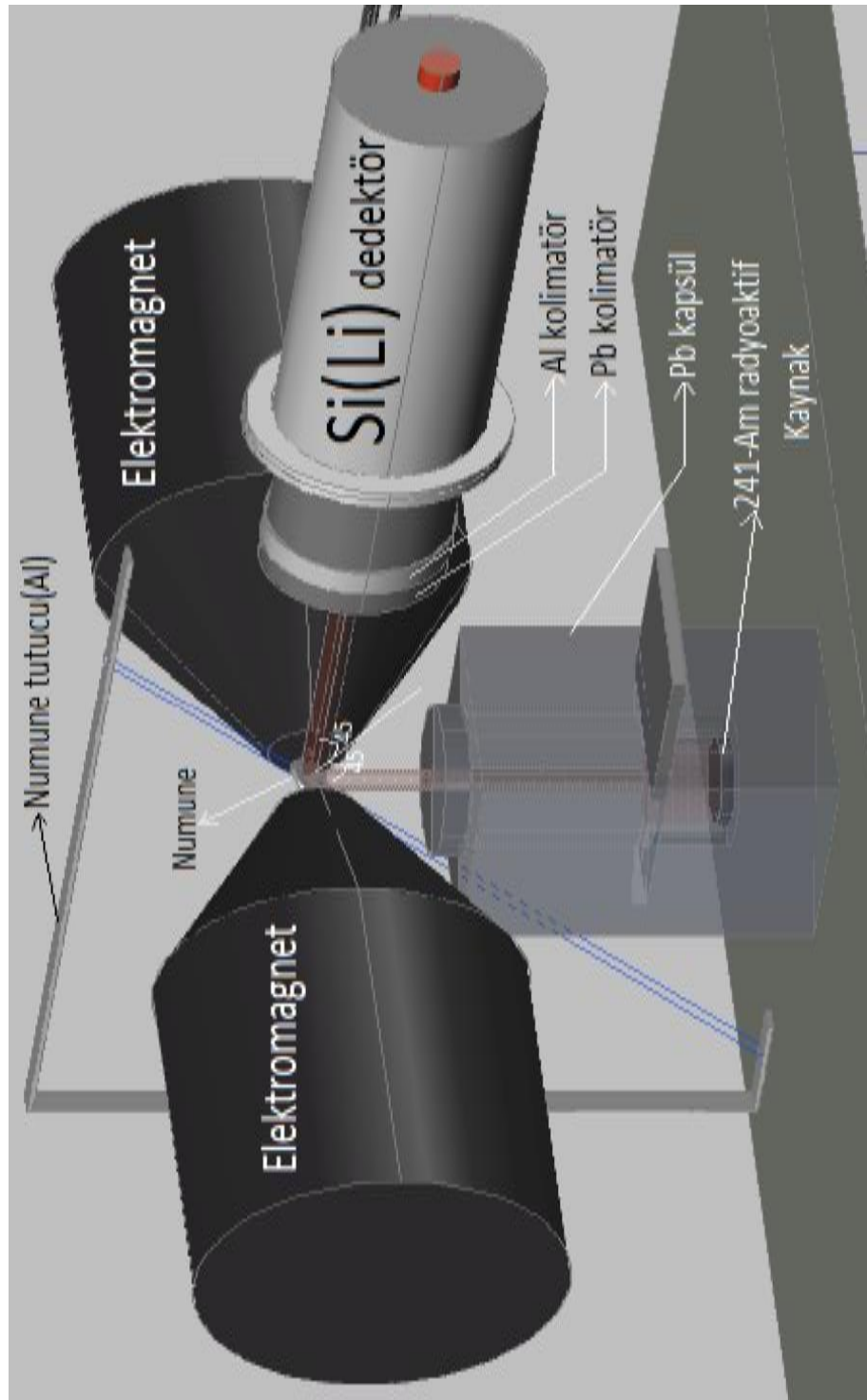
Numunelerin hazırlanması sırasında gelebilecek her türlü zararı ve hatayı en aza indirgeyecek araç-gereçler kullanılmıştır. Hazırlanan numuneler hassasiyeti yüzbinde bir olan hassas bir terazi ile tartılmıştır. Çalışmada kullanılan geçiş elementlerinin ve bu elementlerin alaşımlarının bazı özellikleri Çizelge 3.1’de verilmiştir.

Çizelge 3.1. Çalışmada kullanılan numunelerin özellikleri.

Numune	Kütle (mg)	Çap (mm)	Kütlekalınlığı (g/cm ²)
Ni	10,94	13	0,0083
Cr	34,12	13	0,0257
$Ni_{0,4}Cr_{0,6}$	328,22	13	0,2472
$Ni_{0,5}Cr_{0,5}$	296,13	13	0,2231
$Ni_{0,6}Cr_{0,4}$	344,87	13	0,2598
$Ni_{0,8}Cr_{0,2}$	28,06	13	0,0211

Karakteristik X-ışınlarının şiddetlerini, hem sayma hem de uyarma bakımından etkileyen önemli faktörlerden biri de deney geometrisidir. *EDXRF* sisteminde dış manyetik alanın etkisini belirleyebilmek için Şekil 3.5’de gösterilen deney geometrisi kullanılmıştır. Deney geometrisinin üstten görünüşü Şekil 3.6’de verilmiştir. Bu geometride K X-ışınlarının uyarılabilmesi için şiddeti 200 mCi olan Am-241 radyoaktif nokta kaynak kullanılmıştır. Kaynaktan yayımlanan γ -ışınlarının numune üzerine mümkün olduğunca paralel bir demet halinde gelmesi için, Pb kapsül (kolimatör)

kullanılmıştır. Am-241 radyoaktif nokta kaynağına ait ışıma şeması Şekil 3.10'da verilmiştir. Numuneden yayımlanan karakteristik X -ışınlarının küçük bir katı içerisinde dedektörü görmesi ve Am-241 nokta kaynağından yayımlanan γ -ışınlarının ise dedektörü doğrudan görmesini engellemek için Pb ve Al içeren dedektör kolimatörü kullanılmıştır. Deney geometrisinde kaynak numune arası mesafe 7,3 cm, dedektör-numune arası mesafe 5,6 cm ve elektromıknatısın magnetleri arası mesafe 1,44 cm olacak şekilde ayarlanmıştır. Bu değerler deney süresince sabit tutulmuştur.



Şekil 3.5. Karakteristik K X-ışınlarını ölçmek için kullanılan deney geometrisi.



Şekil 3.6. Deney geometrisinin üstten görünüşü.

3.5. K X-Işını Şiddet Oranlarının Ölçülmesi

K tabakasının fotoiyonizasyonu ile oluşan boşlukların doldurulması sonucu yayımlanan karakteristik K X-ışınları için şiddet, K tabakasına ait atomik parametreler kullanılarak;

$$I_{K_i} = I_K(E) \omega_K F_{K_i} \quad i = \alpha, \beta \quad (3.1)$$

ifadesinden belirlenebilir. Burada $I_K(E)$; elementin K tabakası için E uyarma enerjisinde X -ışını şiddeti (Scofield 1973) ve ω_K ; K tabakası floresans verimidir (Hubbell 1994). F_{K_i} ; K_i X-ışınları için kısmi emisyon hızı olup $K\alpha$ ve $K\beta$ X-ışınları için;

$$F_{K\alpha}=[1+(I_{K\beta}/I_{K\alpha})]^{-1} \quad F_{K\beta}=[1+(I_{K\alpha}/I_{K\beta})]^{-1} \quad (3.2)$$

şeklinde ifade edilirler. $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ değerleri Scofield (1973)'in tablosundan alınmıştır.

XRF tekniğinde herhangi bir karakteristik K_i X-ışını çizgi şiddeti deneysel olarak;

$$I_{K_i}=N_{K_i}[I_0 G \varepsilon_{K_i} \beta t]^{-1} \quad (3.3)$$

ifadesi ile belirlenebilir. Burada N_{K_i} ilgilenilen pikin altındaki net sayım, I_0 , X uyarıcı radyasyonun şiddeti, G geometri faktörü, ε_{K_i} K_i X -ışını grubu için dedektör verimi, t numunenin kütle kalınlığı (g/cm^2) ve β uyarıcı fotonlar ve yayımlanan K X-ışını fotonları için öz soğurma düzeltme faktörüdür ve aşağıdaki gibi hesaplanabilir.

$$\beta_{K_i}=\frac{1-\exp[-(\mu_i/\cos\theta_1+\mu_e/\cos\theta_2)t]}{(\mu_i/\cos\theta_1+\mu_e/\cos\theta_2)t} \quad (3.4)$$

Burada μ_i ve μ_e sırasıyla uyarıcı fotonlar ve yayımlanan karakteristik X-ışınları için kütle soğurma katsayılarıdır (cm^2/g). θ_1 ve θ_2 sırası ile uyarıcı fotonların ve yayınlanan X-ışınlarının çalışılan geometride numune yüzeyinin normali ile yaptıkları açılarıdır ve bu çalışmada $\theta_1=45^\circ$ ve $\theta_2=0^\circ$ dir. μ_i ve μ_e değerleri WinXCOM (Gerward *et al.* 2001) programı kullanılarak hesaplanabilir. (3.3) ifadesinde yer alan I_0 , G ve ε 'nin ayrı ayrı ölçülmesi veya hesaplanması oldukça zor ve zaman alıcıdır. Fakat bunların çarpımı olan $I_0 G \varepsilon$, ilgili enerji bölgesinde çizgileri olan çeşitli elementlerin K X-ışınlarının şiddetleri ölçülmek suretiyle belirlenebilir. Bu ölçüler asıl ölçülerin alındığı deney geometrisi ve ortam şartları muhafaza edilerek alınmalıdır. (3.3) ifadesinden hareketle;

$$I_0 G \varepsilon_{K_i} = N_{K_\alpha} [I_{K_\alpha} \beta t]^{-1} \quad (3.5)$$

yazılabilir. I_{K_α} 'nın değerleri (3.5) ifadesinde farklı uyarma enerjileri için kullanılırsa, herhangi bir enerji için $I_0 G \varepsilon$ değeri belirlenebilir. Bu değerler uyarma enerjisi E 'nin bir fonksiyonu olarak çizilirse, bu grafikten asıl ölçülerde kullanılan uyarıcı foton enerjisindeki $I_0 G \varepsilon$ değeri bulunabilir. Esasen $I_0 G \varepsilon$ enerjinin fonksiyonu olarak

$$E_{K_\alpha}^3 \log(I_0 G \varepsilon) = A_0 + A_1 \cdot E_{K_\alpha} + A_2 \cdot E_{K_\alpha}^2 + A_3 \cdot E_{K_\alpha}^3 + A_4 E_{K_\alpha}^4 \quad (3.6)$$

bağıntısına fit edilebilir. İstenilen enerjideki $I_0 G \varepsilon$ değeri buradan kolaylıkla elde edilebilir. Burada E_{K_α} ; $K\alpha$ X-ışını enerjisi A_0, A_1, A_2, A_3 ve A_4 en küçük kareler metodundan bulunabilecek sabitlerdir. Bu şekilde bulunan fit edilmiş değerlerle deneysel değerler arasındaki fark %2'den küçüktür. Aslında bu farkın önemli bir kısmı K veya $K\alpha$ tepesinin tek enerjili tepe olmamasından, dolayısıyla enerji için hesaplanan ortalama değerlerin enerjiyi tam temsil etmemesinden kaynaklanmaktadır (Demir 2005).

Buna göre I_{K_β}/I_{K_α} K X-ışını şiddet oranları için (3.3) ifadesinden hareketle;

$$\frac{I_{K_\beta}}{I_{K_\alpha}} = \frac{N_{K_\beta}}{N_{K_\alpha}} \frac{\beta_{K_\alpha}}{\beta_{K_\beta}} \frac{\varepsilon_{K_\alpha}}{\varepsilon_{K_\beta}} \quad (3.7)$$

eşitliği yazılabilir. Burada $N_{K_\beta}, N_{K_\alpha}$; ilgili piklerinin altındaki net sayım, $\beta_{K_\beta}, \beta_{K_\alpha}$ numunenin ilgilenilen çizgileri için öz soğurma düzeltme katsayıları ve $\varepsilon_{K_\alpha}, \varepsilon_{K_\beta}$ ilgili K X-ışınları için dedektör verimleridir.

3.6. Kütle Soğurma Katsayılarının Ölçülmesi

Farklı materyal ve enerjiler için kütle soğurma katsayıları transmission ile belirlenebilir. Bu işlem aşağıdaki eşitlik ile açıklanır (Han and Demir 2009).

$$I = I_0 e^{-\mu_m t} \quad (3.8)$$

Burada I_0 madde üzerine gelen fotonların soğurulma olmadan önceki şiddetini ve I maddeden soğurulmadan geçen fotonların şiddetini gösterir. $\mu_m = \mu/\rho$ (cm^2/g) kütle soğurma katsayısı ve t (g/cm^2) numunenin kütle kalınlığı (birim alan başına kütle) dir. Buna göre μ_m için;

$$\mu_m = \frac{\ln(I/I_0)}{t}$$

ifadesi yazılabilir. Herhangi bir enerjiye sahip X- veya γ - ışınları için t kütle kalınlığına sahip bir materyalin μ_m değeri başlangıçtaki şiddeti I_0 ve maddeyi geçtikten sonraki şiddet I ölçülmek suretiyle belirlenebilir. Çok elementli kompoze bir materyal için toplam kütle soğurma katsayısı her bir elementin kütle soğurma katsayılarının karışım kuralına göre toplamıdır.

$$\mu_m = \sum_i \omega_i (\mu_m)_i \quad (3.9)$$

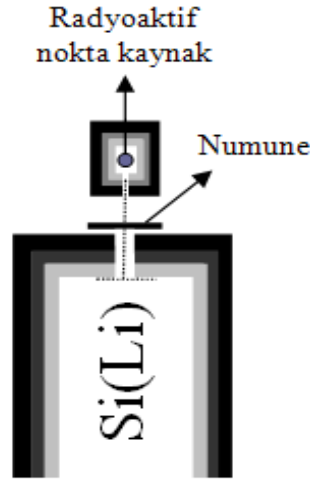
Burada ω_i i . elementin ağırlık kesri, $(\mu_m)_i$ ise i . elementin kütle soğurma katsayısıdır. Çok elementli bir materyal için ağırlık kesri;

$$\omega_i = \frac{n_i A_i}{\sum_j n_j A_j} \quad (3.10)$$

ifadesi ile verilebilir. Burada A_i i . elementin atom numarası ve n_i materyaldeki sayısıdır. İlgilenilen materyallerin belli enerjilerdeki X- veya γ - ışınları için kütle soğurma katsayıları Berger and Hubbell (1987,1999) tarafından ilk versiyonu 1987 yılında hazırlanan ve 1999 yılında 3.01 versiyonu düzenlenen XCOM programının Windows

altında çalışan versiyonu olan WinXCOM (Gerward *et al.* 2001) programı kullanılarak bulunabilir. Bu program tüm element, bileşik ve karışımlar için standart ve seçilen enerjilerde kısmi ve kütle soğurma katsayılarını hesaplamak için karışım kuralını kullanır.

Bu çalışmada hazırlanan alaşımlar için kütle soğurma katsayıları 100 mCi Am-241 radyoaktif nokta kaynaktan yayımlanan 59,5 keV enerjili fotonlar için ölçüldü. Her bir numune için I_0 ve I şiddetleri üçer kez bir Si(Li) dedektör kullanılarak ölçülmüştür. Ölçümler için hazırlanan deney geometrisi Şekil 3.7’de verilmiştir.



Şekil 3.7. Kütle soğurma katsayılarını belirlemek için kullanılan deney geometrisi.

3.7. Etkin Atom Numaralarının Belirlenmesi

Kompoze bir materyal için toplam atomik tesir kesiti (σ_t) ilgilenilen enerji için toplam kütle soğurma katsayısı ölçülerek belirlenebilir. σ_t ve μ_m arasında;

$$\sigma_t = \frac{\mu_m N}{N_A} \quad (3.11)$$

şeklinde bir ilişki vardır (Wang *et al.* 1995). Burada N materyalin atomik kütlesi ve N_A Avagadro sayısıdır. İlgilenilen element için toplam elektronik tesir kesiti (σ_e);

$$\sigma_e = \frac{1}{N_A} \sum \frac{f_i N_i}{Z_i} (\mu_m)_i = \frac{\sigma_t}{Z_e} \quad (3.12)$$

ifadesinden hesaplanabilir (Singh *et al.* 2002). Burada f_i ; $f_1 + f_2 + f_3 + \dots + f_n = 1$ olacak şekilde atom numaralarına göre i . elementin kısmi bolluğudur. Z_i ise i . elementin atom numarasıdır. (3.12) ifadesinden görüldüğü üzere σ_t ve σ_e materyalin etkin atom numarası (Z_e) ile;

$$Z_e = \frac{\sigma_t}{\sigma_e} \quad (3.13)$$

şeklinde ilişkilidir (Singh *et al.* 2002).

Bu çalışmada incelenen alaşımlar için toplam atomik ve elektronik tesir kesitleri (σ_t ve σ_e), etkin atom numaraları (Z_e) ölçülen toplam kütle soğurma katsayıları (μ_m) kullanılarak, (3.11-13) denklemlerinden elde edilmiştir.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

Bu çalışmada; saf Ni, saf Cr ve Ni_xCr_{1-x} ($x=0,40$; $0,50$; $0,60$ ve $0,80$) geçiş metal alaşımlarının K tabakası X -ışınları, Am-241 radyoaktif nokta kaynaktan yayınlanan $59,54$ keV'lik γ -ışınları uyarımı ile ölçülmüştür. Bu ölçümler, sırasıyla dış manyetik alanın $B=0$ T, $B=0,5$ T, $B=1$ T şiddetlerinde ve aynı deney geometrisinde yapılmıştır. Elde edilen ölçüm sonuçlarına göre:

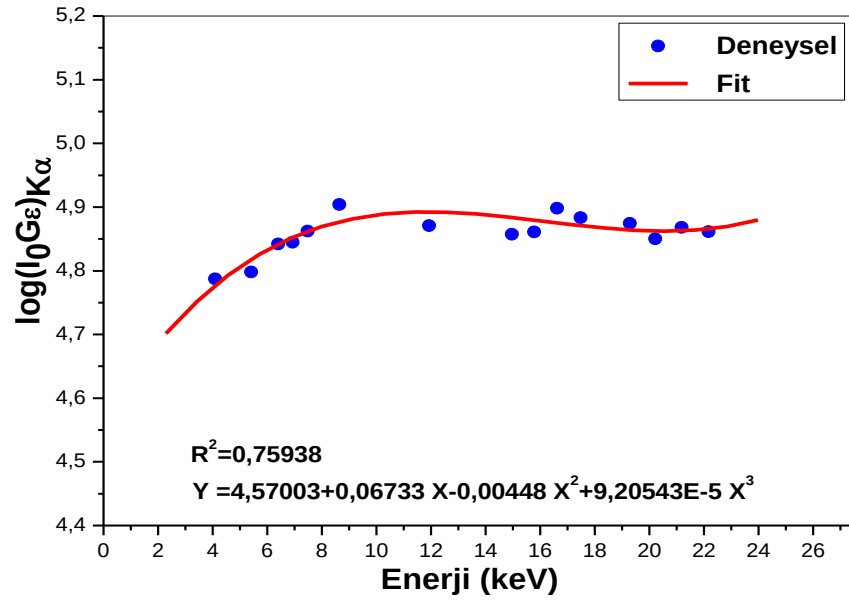
Alaşımları oluşturan geçiş metallerinin konsantrasyonlarındaki değişime bağlı olarak alaşımlardan elde edilen K X -ışını spektrumları saf metallerle kıyaslamalı olarak grafikler halinde manyetik alanın $B=0$ T şiddeti için Şekil 4.4'de, manyetik alanın $B=0,5$ T şiddeti için Şekil 4.5'de, manyetik alanın $B=1$ T şiddeti için Şekil 4.6'da verilmiştir.

Ölçüm sonuçlarının tüm numuneler için hesaplanmasıyla elde edilen $K\beta/K\alpha$ X -ışını şiddet oranları ($N_{K\beta}/N_{K\alpha}$; herhangi bir düzeltme işlemine tabi tutulmamış şiddet oranları, $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$; gerekli düzeltme işlemi yapıldıktan sonraki şiddet oranları ve $R_{K\beta}/R_{K\alpha}$; alaşımlar için pür metallere göre normalize edilmiş şiddet oranları), manyetik alanın $B=0$ T şiddeti için Çizelge 4.1'de, manyetik alanın $B=0,5$ T şiddeti için Çizelge 4.2'de, manyetik alanın $B=1$ T şiddeti için Çizelge 4.3'de verilmiştir.

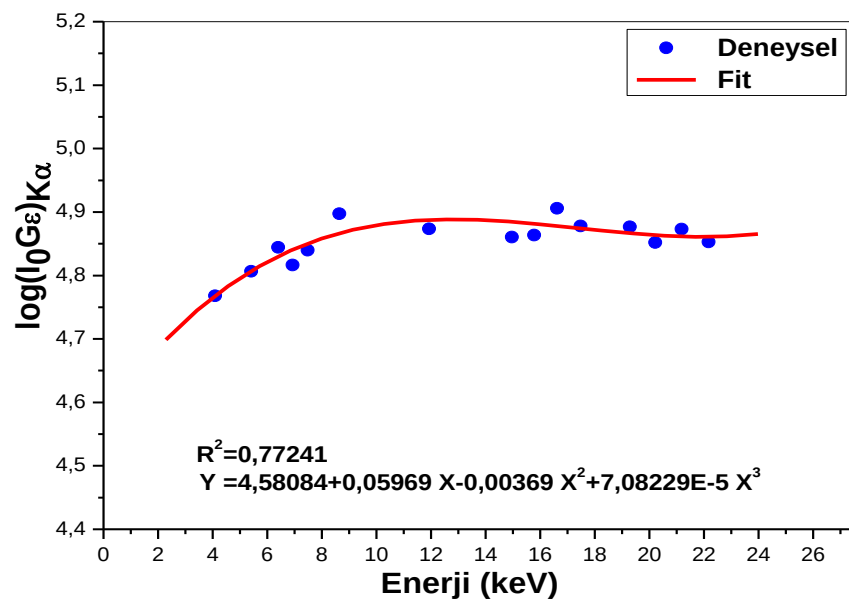
Alaşımları oluşturan ilgili metaller için deneysel olarak elde edilen $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ şiddet oranları, bu metallerin farklı konsantrasyonlardaki değerleri ile grafiksel olarak, manyetik alanın $B=0$ T şiddeti için Şekil 4.7'de manyetik alanın $B=0,5$ T şiddeti için Şekil 4.8'de, manyetik alanın $B=1$ T şiddeti için Şekil 4.9'da verilmiştir.

Şiddet oranlarını belirlemek için (3.1-7) denklemlerinden yararlanılmıştır. K X -ışını şiddet oranlarını hesaplamak için gerekli olan verim faktörünü (I_0Ge) elde etmek için ana ölçülerin alındığı deney geometrisinde aynı deney koşulları muhafaza edilerek ilgili enerji bölgesine düşen Sc, Cr, Fe, Co, Ni, Zn, Br, Y, Zr, Nb, Mo, Ru, Rh, Pd ve Ag

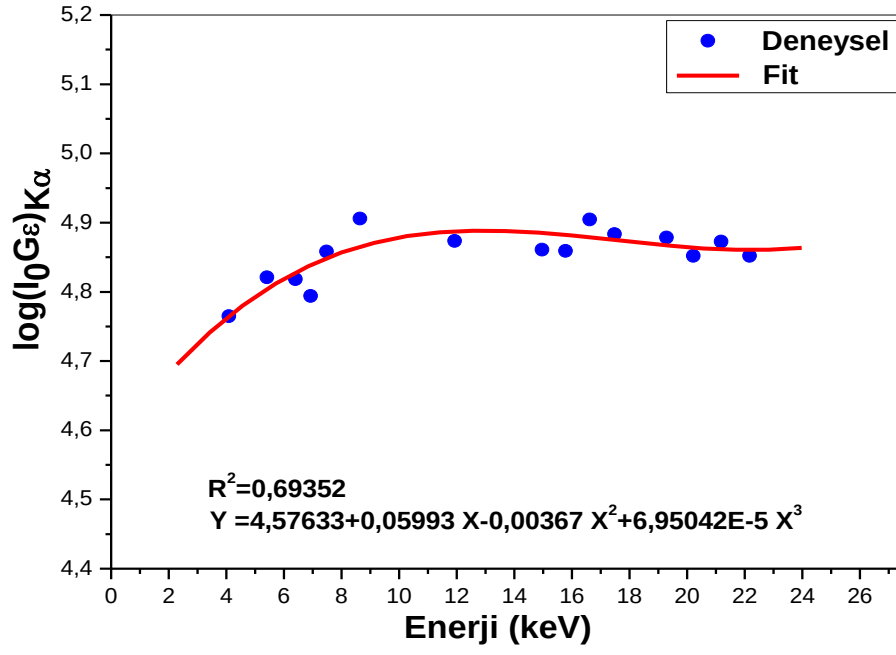
elementlerinin K X-ışınları ölçülmüş ve bu elementlerden elde edilen $K\alpha$ X-ışını şiddetlerinden faydalanılmıştır. Bu şekilde elde edilen $I_0G\varepsilon$ değerlerinin enerjiye göre değişimi, manyetik alanın $B=0$ T şiddeti için Şekil 4.1’de, manyetik alanın $B=0,5$ T şiddeti için Şekil 4.2’de, manyetik alanın $B=1$ T şiddeti için Şekil 4.3’de verilmiştir.



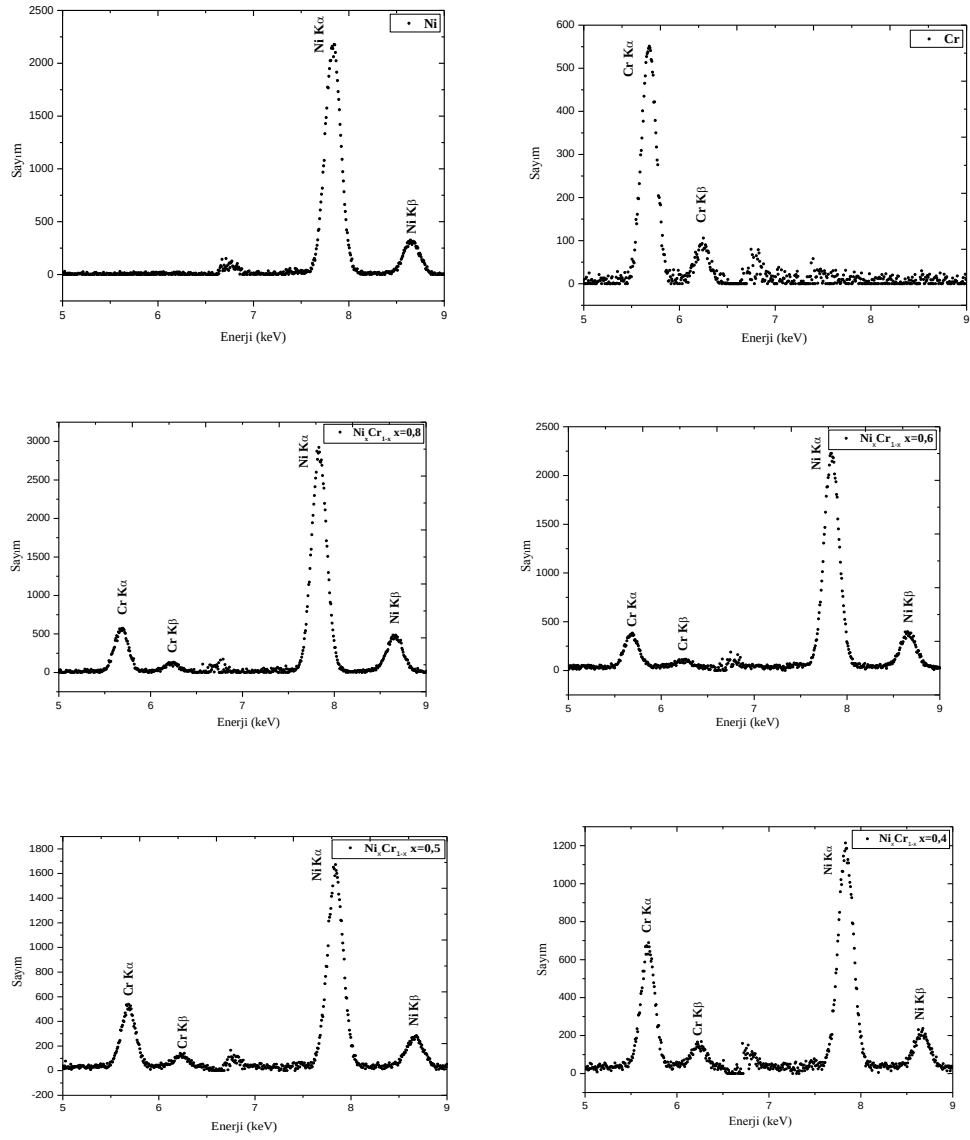
Şekil 4.1. $B=0$ T için, K X-ışını şiddet oranlarını hesaplamak için $I_0G\varepsilon$ değerleri.



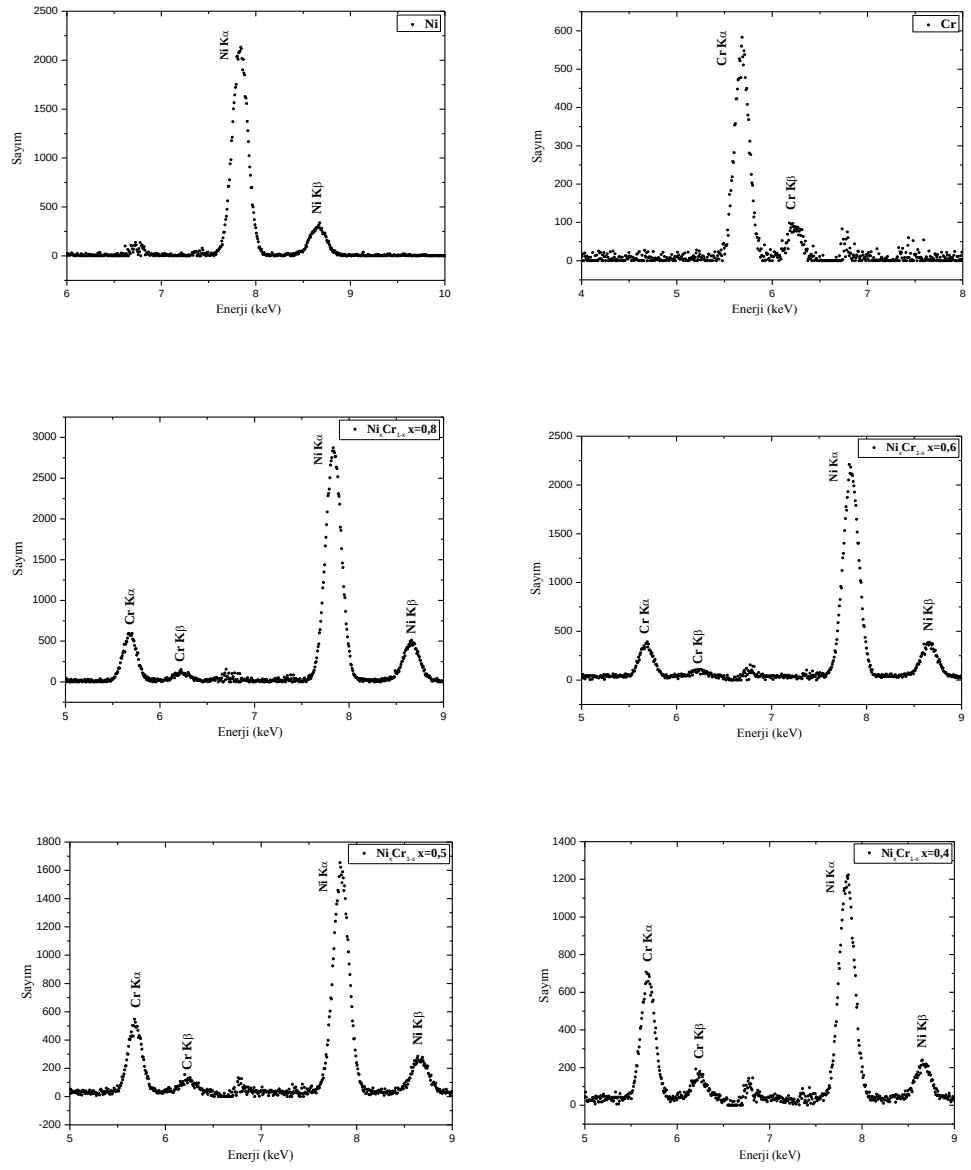
Şekil 4.2. $B=0,5$ T için, K X-ışını şiddet oranlarını hesaplamak için $I_0G\varepsilon$ değerleri.



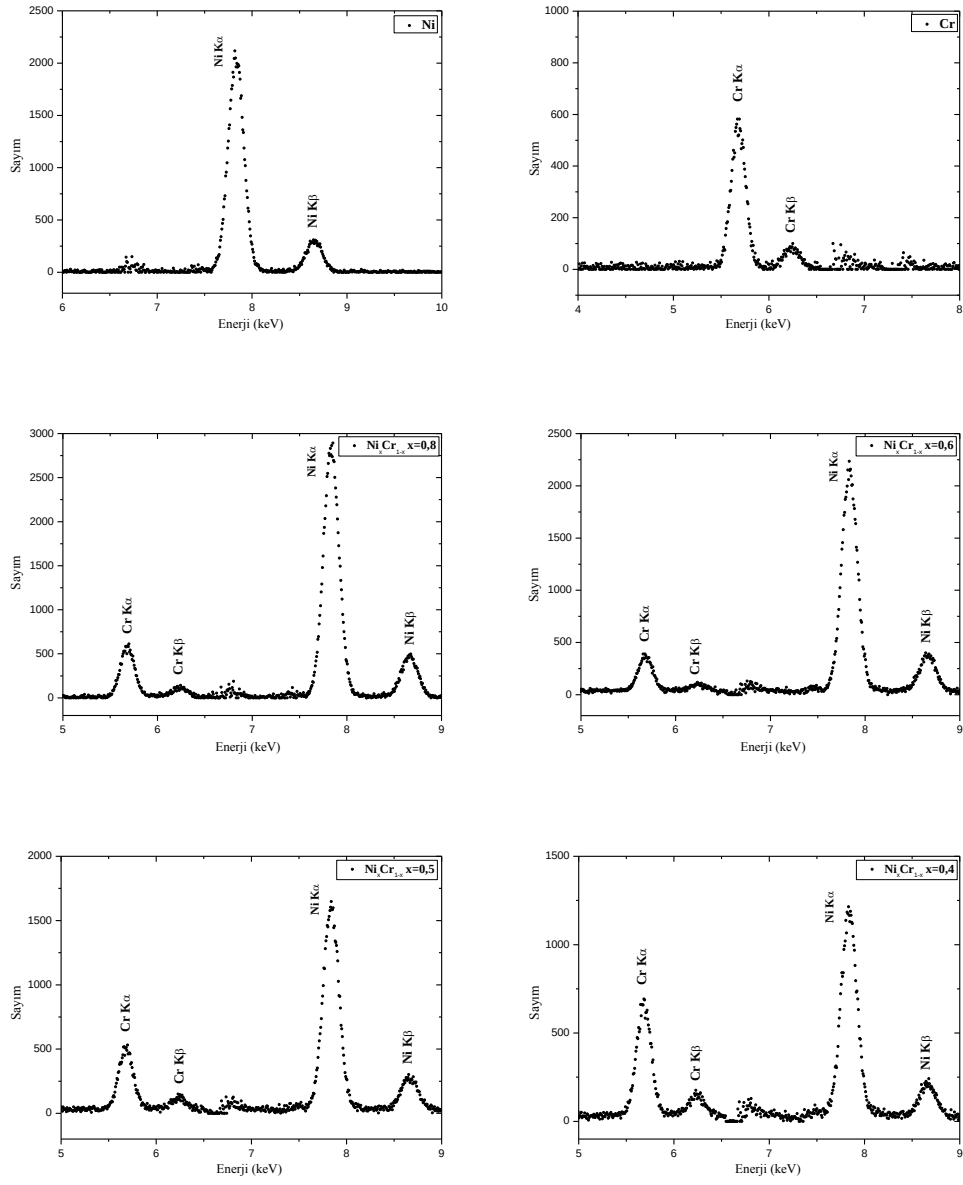
Şekil 4.3. $B=1$ T için, K X-ışını şiddet oranlarını hesaplamak için $I_0 G \epsilon$ değerleri.



Şekil 4.4. $B=0$ T için, Ni, Cr, Ni_xCr_{1-x} alaşımları için elde edilen K X-ışını spektrumları.



Şekil 4.5. $B=0,5$ T için, Ni, Cr, Ni_xCr_{1-x} alaşımları için elde edilen K X-ışını spektrumları.



Şekil 4.6. B=1 T için, Ni, Cr, Ni_xCr_{1-x} alaşımları için elde edilen K X-ışını spektrumları.

Çizelge 4.1. $B=0$ T için, $\text{Ni}_x\text{Cr}_{1-x}$ alaşımlarında $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranları ($N_{K\beta}/N_{K\alpha}$ düzeltilmemiş, $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ düzeltilmiş ve $R_{K\beta}/R_{K\alpha}$ alaşımlar için pür metallere göre normalize edilmiş şiddet oranları)

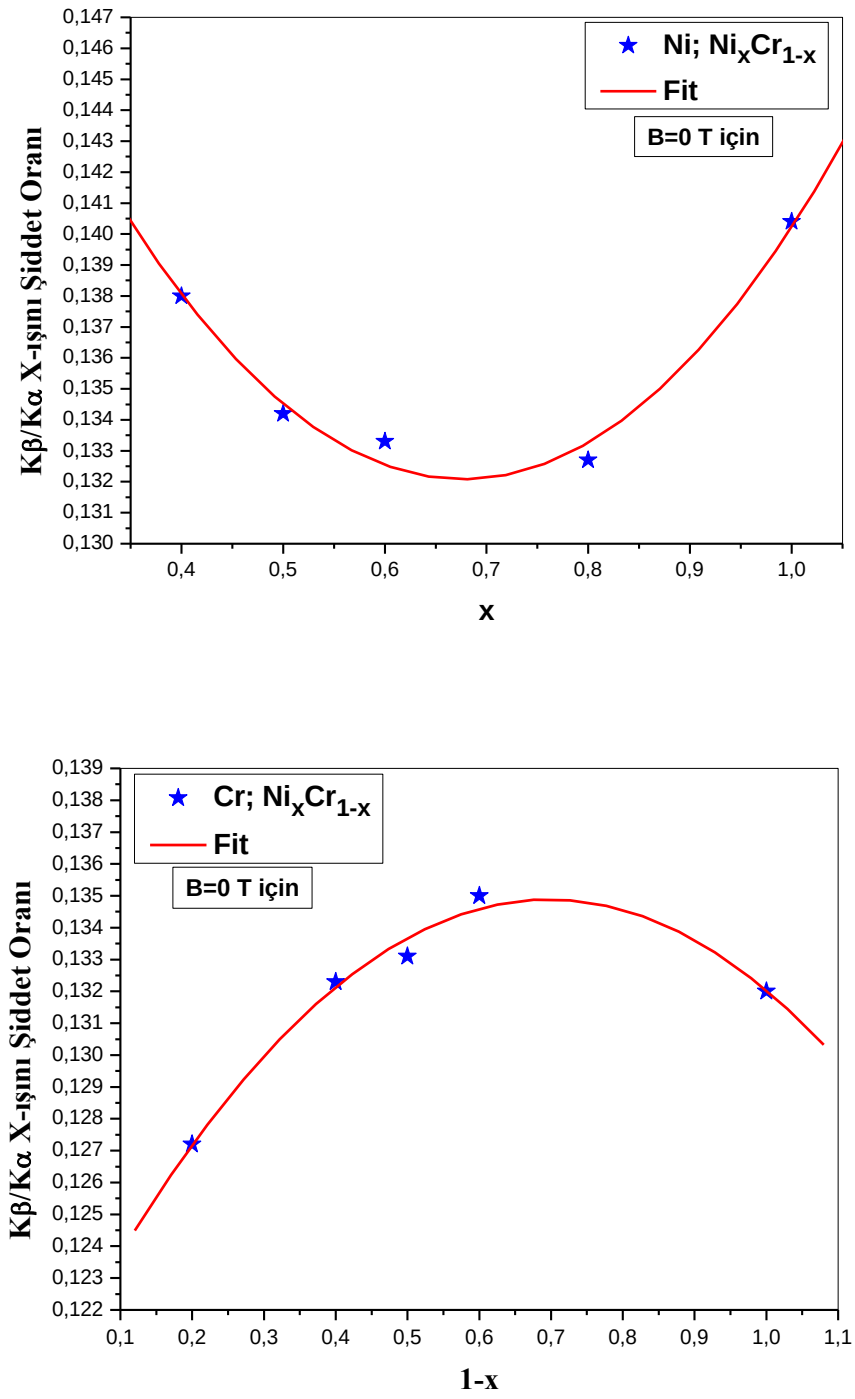
Element veya Alaşım	Ni			Cr		
	$N_{K\beta}/N_{K\alpha}$	$I_{K\beta}/I_{K\alpha}$	$R_{K\beta}/R_{K\alpha}$	$N_{K\beta}/N_{K\alpha}$	$I_{K\beta}/I_{K\alpha}$	$R_{K\beta}/R_{K\alpha}$
Ni	0,1548	0,1404	1,0000	—	—	—
$\text{Ni}_{0,8}\text{Cr}_{0,2}$	0,1745	0,1327	0,9451	0,1645	0,1272	0,9631
$\text{Ni}_{0,6}\text{Cr}_{0,4}$	0,1868	0,1333	0,9496	0,1756	0,1323	1,0021
$\text{Ni}_{0,5}\text{Cr}_{0,5}$	0,1895	0,1342	0,9565	0,1763	0,1331	1,0079
$\text{Ni}_{0,4}\text{Cr}_{0,6}$	0,1959	0,1380	0,9832	0,1800	0,1350	1,0226
Cr	—	—	—	0,1679	0,1320	1,0000

Çizelge 4.2. $B=0,5$ T için, $\text{Ni}_x\text{Cr}_{1-x}$ alaşımlarında $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranları ($N_{K\beta}/N_{K\alpha}$ düzeltilmemiş, $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ düzeltilmiş ve $R_{K\beta}/R_{K\alpha}$ alaşımlar için pür metallere göre normalize edilmiş şiddet oranları).

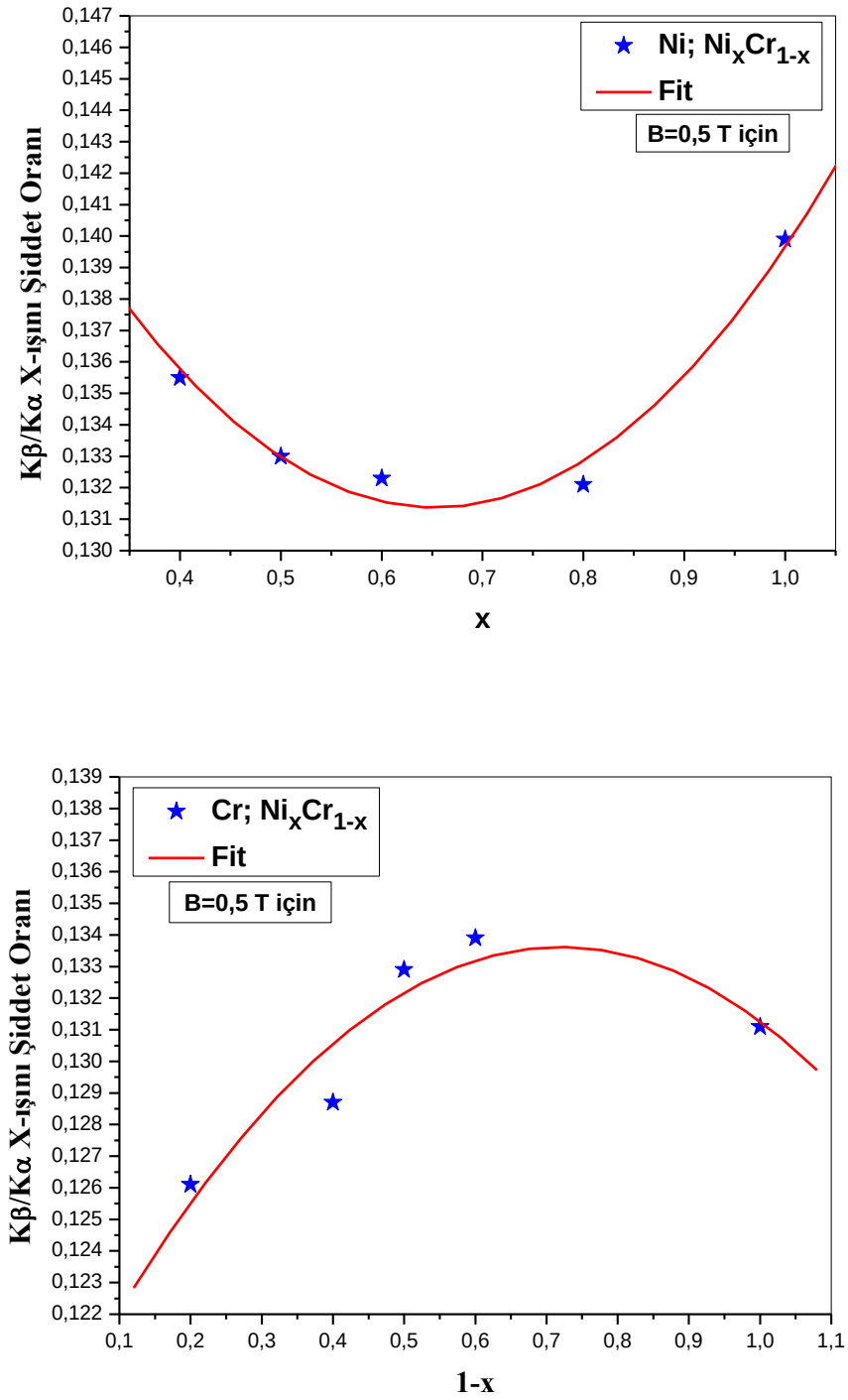
Element veya Alaşım	Ni			Cr		
	$N_{K\beta}/N_{K\alpha}$	$I_{K\beta}/I_{K\alpha}$	$R_{K\beta}/R_{K\alpha}$	$N_{K\beta}/N_{K\alpha}$	$I_{K\beta}/I_{K\alpha}$	$R_{K\beta}/R_{K\alpha}$
Ni	0,1545	0,1399	1,0000	—	—	—
$\text{Ni}_{0,8}\text{Cr}_{0,2}$	0,1739	0,1321	0,9441	0,1630	0,1261	0,9624
$\text{Ni}_{0,6}\text{Cr}_{0,4}$	0,1856	0,1323	0,9454	0,1707	0,1287	0,9819
$\text{Ni}_{0,5}\text{Cr}_{0,5}$	0,1881	0,1330	0,9510	0,1759	0,1329	1,0139
$\text{Ni}_{0,4}\text{Cr}_{0,6}$	0,1927	0,1355	0,9687	0,1784	0,1339	1,0219
Cr	—	—	—	0,1665	0,1311	1,0000

Çizelge 4.3. $B=1$ T için, $\text{Ni}_x\text{Cr}_{1-x}$ alaşımlarında $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranları ($N_{K\beta}/N_{K\alpha}$ düzeltilmemiş, $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ düzeltilmiş ve $R_{K\beta}/R_{K\alpha}$ alaşımlar için pür metallere göre normalize edilmiş şiddet oranları)

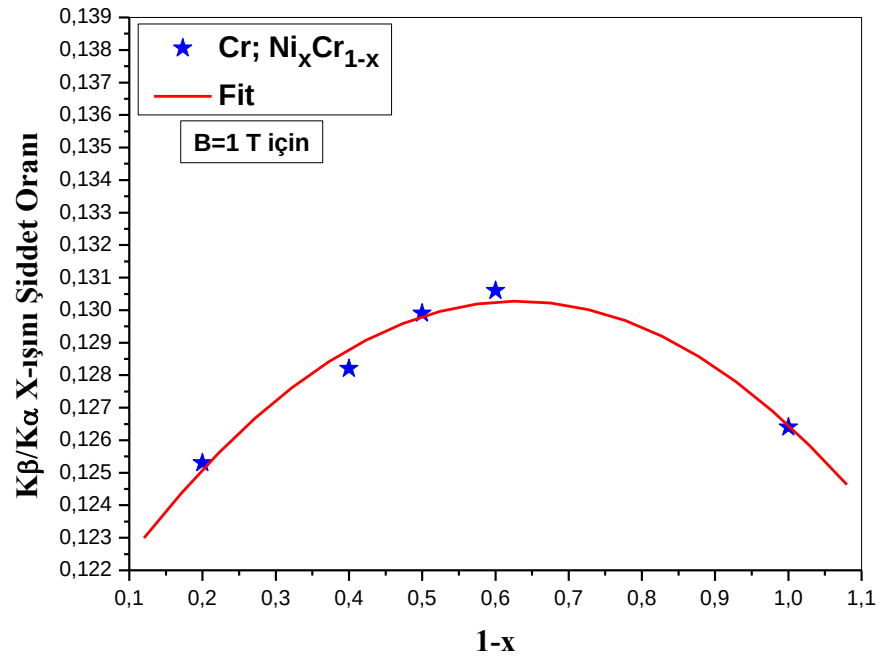
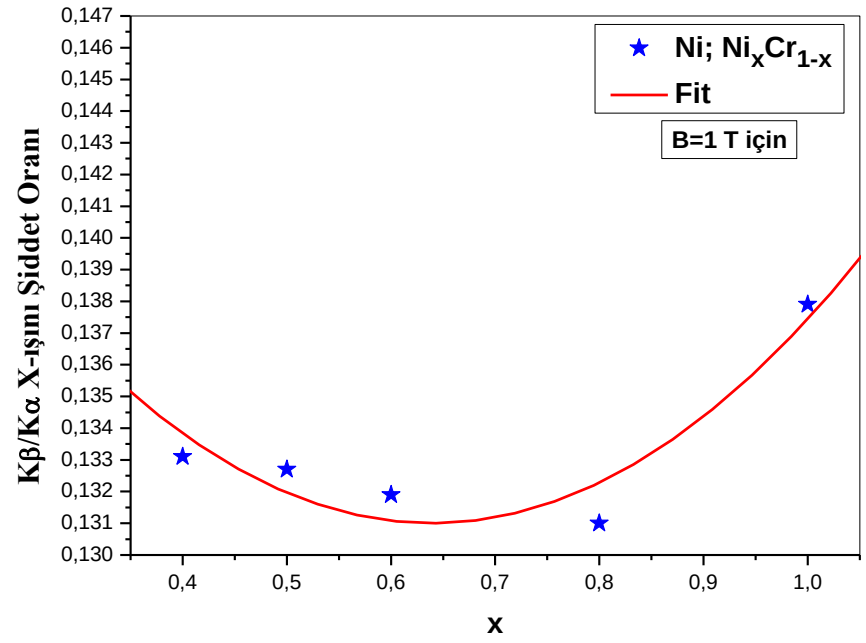
Element veya Alaşım	Ni			Cr		
	$N_{K\beta}/N_{K\alpha}$	$I_{K\beta}/I_{K\alpha}$	$R_{K\beta}/R_{K\alpha}$	$N_{K\beta}/N_{K\alpha}$	$I_{K\beta}/I_{K\alpha}$	$R_{K\beta}/R_{K\alpha}$
Ni	0,1524	0,1379	1,0000	—	—	—
$\text{Ni}_{0,8}\text{Cr}_{0,2}$	0,1727	0,1310	0,9503	0,1621	0,1253	0,9913
$\text{Ni}_{0,6}\text{Cr}_{0,4}$	0,1853	0,1319	0,9566	0,1702	0,1282	1,0140
$\text{Ni}_{0,5}\text{Cr}_{0,5}$	0,1878	0,1327	0,9623	0,1722	0,1299	1,0277
$\text{Ni}_{0,4}\text{Cr}_{0,6}$	0,1894	0,1331	0,9652	0,1741	0,1306	1,0331
Cr	—	—	—	0,1607	0,1264	1,0000



Şekil 4.7. $B=0$ T için, Ni_xCr_{1-x} alaşımlarında Ni ve Cr için deneysel olarak elde edilen $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranlarının gösterimi.



Şekil 4.8. $B=0,5$ T için, Ni_xCr_{1-x} alaşımlarında Ni ve Cr için deneysel olarak elde edilen $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranlarının gösterimi.

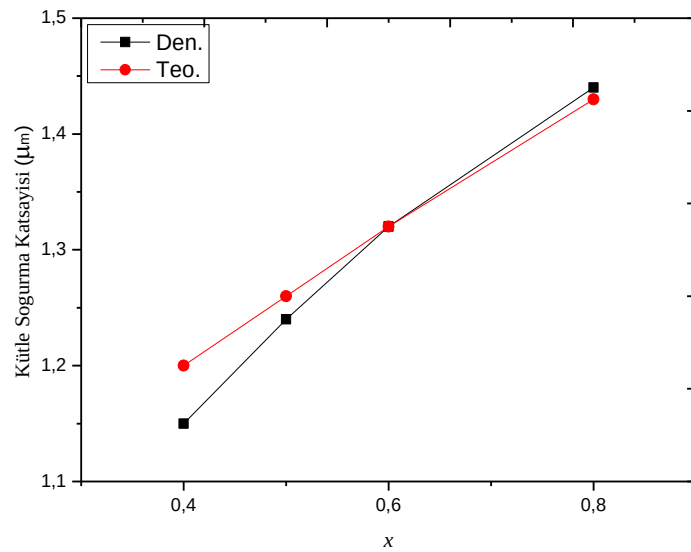


Şekil 4.9. $B=1$ T için, Ni_xCr_{1-x} alaşımlarında Ni ve Cr için deneysel olarak elde edilen $K\beta/K\alpha$ X-ışını şiddet oranlarının gösterimi.

Çalışmanın ikinci bölümünde; farklı kompozisyonlardaki $\text{Ni}_x\text{Cr}_{1-x}$ ($x=0,6; 0,5; 0,4$ ve $0,8$) alaşımlarının çeşitli 59,5 keV enerjisi için kütle soğurma katsayıları (μ_m) deneysel olarak belirlenmiş ayrıca WinXCOM programında karışım kuralı kullanılarak teorik olarak hesaplanmıştır. Ölçülen μ_m değerleri kullanılarak alaşımlar için ilgili enerjide toplam atomik tesir kesitleri (σ_t), toplam elektron tesir kesitleri (σ_e) ve etkin atom numaralarına (Z_e) ait deneysel ve teorik değerler belirlenmiştir. Elde edilen veriler $\text{Ni}_x\text{Cr}_{1-x}$ ($x=0,8; 0,6; 0,5; 0,4$ ve $0,2$) alaşımları için Çizelge 4.4-6 ve Şekil 4.10-14'te verilmiştir. Grafiklerde incelenen parametrelerin (σ_t ve Z_e) konsantrosyona ($x, 1-x$) bağlı değişimlerinin çizimleri gösterilmiştir.

Çizelge 4.4. $\text{Ni}_x\text{Cr}_{1-x}$ alaşımları için kütle soğurma katsayıları (μ_m).

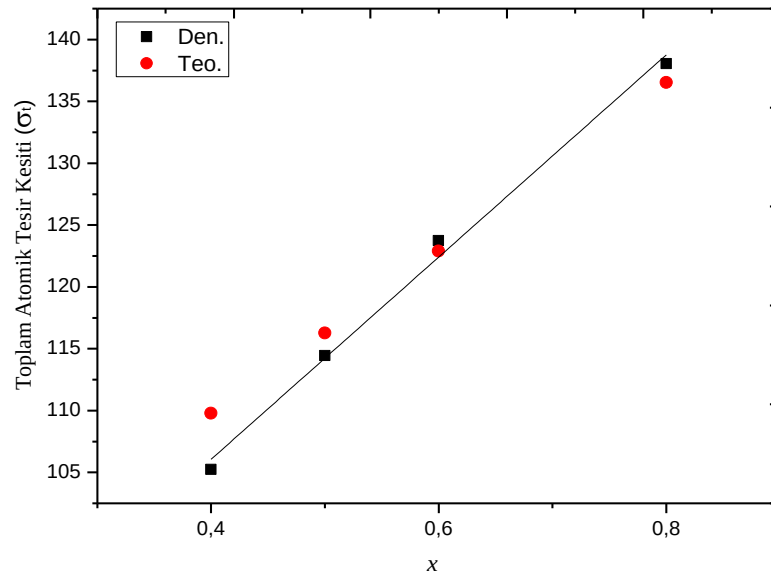
Element veya Alaşım	59,5 keV	
	Den.	Teo.
$\mu_m (\text{cm}^2/\text{g})$		
$\text{Ni}_{0,4}\text{Cr}_{0,6}$	1,15	1,20
$\text{Ni}_{0,5}\text{Cr}_{0,5}$	1,24	1,26
$\text{Ni}_{0,6}\text{Cr}_{0,4}$	1,32	1,32
$\text{Ni}_{0,8}\text{Cr}_{0,2}$	1,44	1,43



Şekil 4.10. $\text{Ni}_x\text{Cr}_{1-x}$ alaşımı için μ_m değerlerinin x ile değişimi.

Çizelge 4.5. $\text{Ni}_x\text{Cr}_{1-x}$ alaşımları için toplam atomik ve toplam elektronik tesir kesitleri (σ_t ve σ_e).

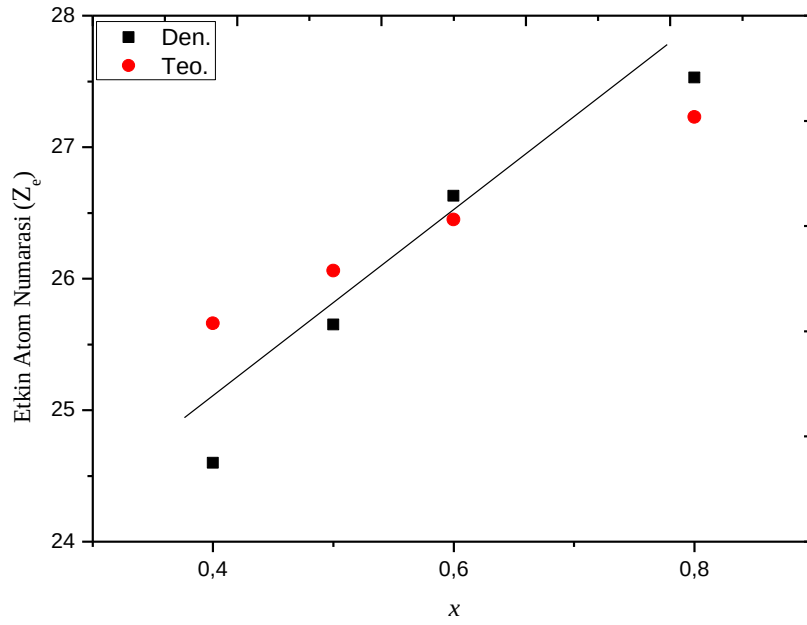
Alaşım	59,5 keV	
	Den.	Teo.
σ_t (b/atom)		
$\text{Ni}_{0,4}\text{Cr}_{0,6}$	105,24	109,78
$\text{Ni}_{0,5}\text{Cr}_{0,5}$	114,44	116,28
$\text{Ni}_{0,6}\text{Cr}_{0,4}$	123,74	122,90
$\text{Ni}_{0,8}\text{Cr}_{0,2}$	138,04	136,52
σ_e (b/atom)		
$\text{Ni}_{0,4}\text{Cr}_{0,6}$	—	4,28
$\text{Ni}_{0,5}\text{Cr}_{0,5}$	—	4,46
$\text{Ni}_{0,6}\text{Cr}_{0,4}$	—	4,64
$\text{Ni}_{0,8}\text{Cr}_{0,2}$	—	5,01



Şekil 4.11. $\text{Ni}_x\text{Cr}_{1-x}$ alaşımları için σ_t değerlerinin x ile değişimi.

Çizelge 4.6. $\text{Ni}_x\text{Cr}_{1-x}$ alaşımları için etkin atom numaraları (Z_e).

Alaşım	59,5 keV	
	Den.	Teo.
Z_e		
$\text{Ni}_{0,4}\text{Cr}_{0,6}$	24,60	25,66
$\text{Ni}_{0,5}\text{Cr}_{0,5}$	25,65	26,06
$\text{Ni}_{0,6}\text{Cr}_{0,4}$	26,63	26,45
$\text{Ni}_{0,8}\text{Cr}_{0,2}$	27,53	27,23



Şekil 4.12. Z_e değerlerinin x 'in bir fonksiyonu olarak gösterimi.

5. SONUÇ ve TARTIŞMA

X -ışını spektroskopisinin kullanılmaya başlandığı ilk günlerden beri elementler için, daha sonra alaşımlar ve çeşitli bileşikler için $K\beta/K\alpha$ X -ışını şiddet oranları deneysel olarak çalışılmıştır. Çünkü bu nicelik tatmin edici bir doğrulukla kolayca belirlenebilir. K X -ışınlarının rölatif şiddetlerinin doğru ölçümü atomik iç tabaka iyonizasyon süreçlerinin anlaşılması için ve mevcut teorileri test etmek için önemlidir. Ayrıca $K\beta/K\alpha$ X -ışını şiddet oranlarının doğru bir şekilde tespit edilmesi moleküler ve radyasyon fiziği araştırmaları, kimyevi ve tıbbi analizler, radyoaktif cevher analizleri, metalurji alaşım analizleri ve elemental analizler gibi X -ışınlarının pratik uygulamaları açısından son derece önemlidir. Çünkü $K\beta/K\alpha$ X -ışını şiddet oranı değerleri; kimyasal yapı, moleküler yapı ve merkez atomun çevresindeki atomlara hangi tür bağlarla bağlı olduğu gibi parametrelerle yakından ilişkilidir. Kısacası $K\beta/K\alpha$ X -ışını şiddet oranları atomik yapıya kuvvetlice bağlı olup atomik modelin doğru bir biçimde oluşturulabilmesi için son derece önemlidir.

Farklı manyetik sınıflara ait farklı malzemeler bir manyetik alan içine konulduğunda manyetik momentlerinden dolayı alanla farklı etkileşimde bulunacaklardır ve bu etkileşim bazı atomik değişimine sebep olacaktır. Atomik ışımanın atomdaki elektrik yüklerinin titreşim veya geçiş hareketinden kaynaklanmasından dolayı ışıyan atomun manyetik veya elektrik alanda bulunması halinde yörüngenin şekli, yayımlanan foton enerjileri, spektral çizgi genişlikleri, geçiş hızları ve seviye ömürleri gibi bazı atomik parametrelerde değişiklik olabilir. Bundan dolayı atomun manyetik alan içerisinde yaptığı karakteristik X -ışını flöresans şiddet oranı değişebilir. Bunun için dış manyetik alanda maddelerin $K\beta/K\alpha$ X -ışını şiddet oranlarının belirlenmesi son derece önem arz etmektedir (Alım 2012).

Bu çalışmanın ilk bölümünde; 3d geçiş metallerinden saf Ni, Cr ve bunlardan farklı oranlarda hazırlanmış Ni-Cr metal alaşımların $K\beta/K\alpha$ X -ışını şiddet oranlarının üzerine dış manyetik alanın etkisi araştırıldı.

Çalışmamızda, Ni, Cr ve $\text{Ni}_x\text{Cr}_{1-x}$ ($x=0,40; 0,50; 0,60; 0,80$) alaşımlarının $K\alpha$ ve $K\beta$ emisyon spektrumları bir Si(Li) katı hal dedektörü kullanılarak $B=0\text{ T}$, $B=0,5\text{ T}$ ve $B=1\text{ T}$ ’lık manyetik alan şiddetlerinde belirlendi. Elde edilen spektrumlar, alaşımı meydana getiren geçiş metallerinin konsantrasyonlarındaki değişimlere bağlı olarak alaşımlardan elde edilen $K\text{ X-ışını}$ spektrumları saf metallerle kıyaslamalı olarak grafikler hlinde manyetik alanın $B=0\text{ T}$ şiddeti için Şekil 4.4’de, manyetik alanın $B=0,5\text{ T}$ şiddeti için Şekil 4.5’de ve manyetik alanın $B=1\text{ T}$ şiddeti için Şekil 4.6’ da verilmiştir. Bu spektrumlar incelendiğinde, alaşımdaki elementlerin konsantrasyonları arttıkça her üç durum için ($B=0\text{ T}$, $B=0,5\text{ T}$ ve $B=1\text{ T}$) $K\alpha$ ve $K\beta\text{ X-ışını}$ şiddetlerinin arttığı görülmüştür. Ancak, alaşımı oluşturan Ni ve Cr’nin şiddetleri saf Ni ve saf Cr için elde edilen şiddetten her zaman küçük olduğu gözlenmiştir.

Elde edilen spektrumlardan her bir alaşım ve saf Ni ve saf Cr için pik tepesi net alanları belirlenmiştir. Ölçüm sonuçlarının tüm numuneler için hesaplanmasıyla elde edilen $K\beta/K\alpha\text{ X-ışını}$ şiddet oranları ($N_{K\beta}/N_{K\alpha}$; herhangi bir düzeltme işlemine tabi tutulmamış şiddet oranları, $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$; gerekli düzeltme işlemi yapıldıktan sonraki şiddet oranları ve $R_{K\beta}/R_{K\alpha}$; alaşımlar için pür metallere göre normalize edilmiş şiddet oranları), manyetik alanın $B=0\text{ T}$ şiddeti için Çizelge 4.1’de, manyetik alanın $B=0,5\text{ T}$ şiddeti için Çizelge 4.2’de ve manyetik alanın $B=1\text{ T}$ şiddeti için Çizelge 4.3’de verilmiştir. Bu çizelgeler incelendiğinde, $K\beta/K\alpha\text{ X-ışını}$ şiddet oranlarının alaşımdaki metallerin oranlarına bağlı olarak değiştiği saptanmıştır. Bu değişim alaşımı oluşturan metallere bağlı olarak konsantrasyon değişimi ile aynı veya zıt yönlü olabilmektedir. Kıyaslama için alaşımlarda belirlenen şiddet oranları saf metaller için belirlenen şiddet oranlarına göre normalize edilmiştir. Alaşımlarda elde edilen şiddet oranları saf metallerdekinden büyük veya küçük olabilmektedir. Çizelge 4.1’de ($B=0\text{ T}$ için) görüldüğü üzere alaşımdaki Ni için elde edilen $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ şiddet oranı; saf Ni için elde edilen $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ şiddet oranı 0,1404 olup, alaşımlar için elde edilen şiddet oranlarından büyüktür. Alaşımdaki Cr için elde edilen $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ şiddet oranlarına bakıldığında; $\text{Ni}_{0,8}\text{Cr}_{0,2}$ alaşımında $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ değeri 0,1272 olarak bulunmuş olup saf Cr için elde edilen $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ şiddet oranı 0,1320 değerinden küçüktür. Diğer alaşımlar için elde edilen şiddet oranları ise saf Cr’nin şiddet oranından büyüktür. Ancak, Çizelge 4.2 ($B=0,5\text{ T}$ için) ve Çizelge 4.3 ($B=1\text{ T}$ için) de görüldüğü

üzere alaşımdaki Ni için elde edilen $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ şiddet oranları incelendiğinde; tüm alaşımlarda elde edilen $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ şiddet oranları saf Ni'nin şiddet oranından küçüktür. Alaşımdaki Cr için elde edilen $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ şiddet oranlarına bakıldığında; $B=0,5$ T şiddetli dış manyetik alanda $Ni_{0,8}Cr_{0,2}$ ve $Ni_{0,6}Cr_{0,4}$ alaşımlarında elde edilen şiddet oranları saf Cr'nin şiddet oranından küçük, diğer alaşımlar için elde edilen şiddet oranları ise saf Cr'nin şiddet oranından büyüktür. $B=1$ T şiddetli dış manyetik alanda ise $Ni_{0,8}Cr_{0,2}$ alaşımında elde edilen şiddet oranı saf Cr'nin şiddet oranından küçük, diğer alaşımlar için elde edilen şiddet oranları ise saf Cr'nin şiddet oranından büyüktür.

Manyetik alanın X-ışını şiddet oranları üzerine etkisini değerlendirmek için Çizelge 4.1 ile Çizelge 4.2 ve Çizelge 4.3 beraber incelendiğinde; saf Ni ve saf Cr metallerinde manyetik alan arttıkça şiddet oranlarında azalma olduğu saptanmıştır. Alaşımlara bakıldığında; alaşımdaki Ni ve Cr için elde edilen $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ şiddet oranı değerlerinde, incelenen tüm alaşımlar için manyetik alan arttıkça azalmalar olduğu tespit edilmiştir. Verilerin değerlendirilmesi neticesinde dış manyetik alanın X-ışını şiddet oranları üzerinde önemli ölçüde bir etkiye sahip olduğu görülmüştür.

Alaşımları oluşturan ilgili metaller için deneysel olarak elde edilen $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ şiddet oranları bu metallerin konsantrasyonlarına bağlı bir şekilde grafiksel olarak, manyetik alanın $B=0$ T şiddeti için Şekil 4.7'de, manyetik alanın $B=0,5$ T şiddeti için Şekil 4.8' de, manyetik alanın $B=1$ T şiddeti için Şekil 4.9'da verilmiştir. Aynı zamanda grafiklerden ($B=0$ T, $B=0,5$ T ve $B=1$ T için) alaşımlar için elde edilen şiddet oranlarının, Ni konsantrasyonu arttıkça sistematik olmasa da azalma eğilimli olduğu ve Cr konsantrasyonu arttıkça artma eğilimli olduğu saptanmıştır.

X-ışını ve gama ışınlarının azaltılması bir elementin atom numarasına ve yoğunluğuna bağlıdır. Çoklu element yapıda olan maddelere gelince, X-ışını ve gama ışınlarının azaltılması o maddenin yoğunluğuna ve etkin atom numarasına bağlıdır. Radyasyonun madde ile etkileşimini yorumlamak açısından önemli bir parametre olan etkin atom numarası, elementlerin atom numaralarına benzerdir. Hine (1952) birkaç elementten oluşan bir maddenin etkin atom numarasının tek bir numara ile temsil edilemeyeceğini

açıklamıştır. Bu sebeple birçok teknolojik uygulamada önemli yer alan alaşımların radyasyon tepkisini karakterize etmek için kullanılan etkin atom numarasını bilmek önemlidir.

Çalışmanın ikinci kısmında; 59,5 keV enerji için farklı kompozisyonlardaki $\text{Ni}_x\text{Cr}_{1-x}$ ($x=0,40; 0,50; 0,60; 0,80$) alaşımlarının toplam kütle soğurma katsayıları (μ_m) ölçüldü. Her bir alaşım için teorik kütle soğurma katsayıları karışım kuralı dikkate alınarak WinXCOM programında hesaplandı. Alaşımlar için; toplam atomik ve elektronik tesir kesitleri (σ_t ve σ_e), ve etkin atom numaraları (Z_e) ölçülen kütle soğurma katsayıları kullanılarak belirlenmiştir.

Etkin atom numarasının hesabı için bazı parametrelerin (μ_m , σ_t ve σ_e) bilinmesi gerekir. $\text{Ni}_x\text{Cr}_{1-x}$ alaşımları için Çizelge 4.4 ve Şekil 4.10'dan, görüldüğü üzere seçilen enerjide incelenen her bir alaşım için kütle soğurma katsayıları (μ_m) alaşımda atom numarası büyük olan metalin konsantrasyonu artarken alaşımların kütle soğurma katsayısı da artmaktadır. Alaşımlar için deneysel olarak belirlenen μ_m değerleri WinXCOM programında karışım kuralı temel alınarak hesaplanan teorik değerlerle uyumludur. Deneysel ve teorik sonuçlar arasındaki küçük farklılıklar; ölçümler sırasında numunelerde meydana gelen oksitlenme, deney sistemi, sayma veya verim hatası gibi etkenlerden kaynaklanabilir. Toplam atomik ve elektronik tesir kesitlerinin (σ_t ve σ_e) alaşımdaki atom numarası büyük elementin konsantrasyonunun artışı ile büyüdüğü görülmektedir (Çizelge 4.5 ve Şekil 4.11). Z_e değerlerinin alaşımdaki elementlerin konsantrasyonuna karşılık çizilen grafiklerinden görüldüğü üzere (Şekil 4.12), Z_e değerlerinin büyük atom numaralı elementin artan konsantrasyonuyla lineer olarak arttığı açıkça görülmektedir. Sonuç olarak alaşımlar için μ_m değerleri alaşımdaki elementlerin atom numaralarına, alaşımdaki oranlarına, kimyasal durumlarına bağlıdır. Alaşımlar için σ_t , σ_e ve Z_e değerlerinin element konsantrasyonu ile değişimi aynı şekildedir.

KAYNAKLAR

- Ahmadi, M., Lunscher, N., John, T.W. Yeow, 2013, Effective atomic numbers and electron densities of bacteriorhodopsin and its comprising amino acids in the energy range 1 keV–100 GeV , Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 300, 30-34.
- Alım, B., 2012. Dış manyetik alanda geçiş metal alaşımlarının K tabakası X-ışını şiddet oranları ve valens electron yapılarının belirlenmesi. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, Erzurum.
- Arndt, E., Brunner, G., Hartmann, E., 1982, $K\beta/K\alpha$ intensity ratios for x-ray production in 3d elements by photoionisation and electron capture. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 15, L887–L889.
- Aylıkçı, N.K., Tıraşoğlu, E., Apaydin, G., Cengiz, E., Aylıkçı, V., Bakkaloğlu, Ö.F., 2009. Influence of alloying effect on X-ray fluorescence parameters of Co and Cu in CoCuAg alloy films. Chemical Physics Letters, 475, 100-108.
- Aylıkçı, N.K., Tıraşoğlu, E., Karahan, İ.H., Aylıkçı, V., Eskil, M., Cengiz, E., 2010. Alloying effect on K X-ray intensity ratios, K X-ray production cross-sections and radiative Auger ratios in superalloys constitute from Al, Ni and Mo elements. Chemical Physics, 475, 135-140.
- Aylıkçı, N.K., Tıraşoğlu, E., Karahan, İ.H., Aylıkçı, V., Cengiz, E., Apaydin, G., 2010. Alloying effect on K shell X-ray fluorescence parameters and radiative Auger ratios of Co and Zn in Zn_xCo_{1-x} alloys. Chemical Physics Letters, 484, 368-373.
- Baltaş, H., Çelik S., Çevik U., Yanmaz E., 2007, Measurement of mass attenuation coefficients and effective atomic numbers for MgB_2 superconductor using X-ray energies. Radiation Measurements, 42, 55–60.
- Baltaş, H., Çevik U., Tirasoglu E., Ertuğral B., Apaydin G., Kobya A.I., 2005, Mass attenuation coefficients of YBaCuO and BiPbSrCaCuO superconductors at 511, 661 and 1274 keV energies. Radiation Measurements, 39, 33–37.
- Berger, M.J., Hubbell, J.H., 1987, 1999, (XCOM) Photon cross section on a personal computer (versiyon 1.2), NBSIR 87, 3597, National Bureau of Standarts, Gaithersburg, MD, USA; versiyon 3.1, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/>.
- Bhandal, G. S., Singh, K., 1996. Total and partial mass attenuation coefficients and effective atomic number studies in different solid state nuclear track detectors. Radiation Physics and Chemistry, 47, 109-116.
- Bhuinya, C.R, Padhi, H.C., 1993, Alloying effect on $K\beta$ -to- $K\alpha$ X-ray intensity ratios in Ti_xNi_{1-x} and Cr_xNi_{1-x} alloys studied γ -ray fluorescece and fast proton ionization. Physical Review A, 47, (6), 4885–4890.
- Bhuinya, C.R., Padhi, H.C., 1992, Alloying effect on the $K\beta/K\alpha$ intensity ratios of Ti, Cr and Ni. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 25, 5283–5287.
- Brunner, G., Nagel, M., Hartmann, E., Arndt, E., 1982, Chemical sensitivity of the $K\beta/K\alpha$ X-ray intensity ratio for 3d elements. . Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 15, 4517–4522.

- Büyükkasap, E., Küçükönder, A., Şahin, Y., Erdoğan, H., 1993, $K\beta/K\alpha$ intensity ratios following radioactive decay and photoionization. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 186, (6), 471-475.
- Cesareo, R., Rizzutto, M., Brunetti, A., Donepudi, V. Rao, 2013, Metal location and thickness in a multilayered sheet by measuring $K\alpha/K\beta$, $L\alpha/L\beta$ and $L\alpha/L\gamma$ X Ray ratios. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 267, 17,1, 2890-2896
- Conner, A. L., Atwater, H. F., Plassmann H. E., McCrary J. H., 1970. Gamma-Ray Attenuation-Coefficient Measurements. *Physical Review A*, 1, 539-544.
- Çevik, U., Baltaş, H., 2007, The mass attenuation coefficients and electron densities for BiPbSrCaCuO superconductor at different energies. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 256, 619–625.
- Çevik, U., Baltaş, H., Çelik, A., Bacaksız, E., 2006, Determination of attenuation coefficients, thicknesses and effective atomic numbers for CuInSe₂ semiconductor. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 247 173–179.
- Çevik, U., Kaya, S., Ertugral, B., Baltaş, H., Karabıdak, S.M., 2007, K-shell X-ray fluorescence cross-sections and intensity ratios for some pure metals at 59.5 and 123.6 keV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 262, 165–170.
- Chang, C.N., Chen, C.T., Yen, C.C., Wu, Y.H., Su, C.W., Chiou, S.K., 1994, The vanadium $K\beta/K\alpha$ intensity ratios of some vanadium compounds. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 27, 5251–5256.
- Dağıstanlı, H., Mutlu, R.H., 2012, Effect of the crystal structure on the X-ray intensity ratios of 3d metals. *Radiation Physics and Chemistry*, 81, 7, 796-797.
- Dağıstanlı, H., Mutlu, R.H., 2012, Effect of external pressure on the $K\beta/K\alpha$ X-ray intensity ratios of 3d metals. *Radiation Physics and Chemistry*, 81, 3,240-241.
- Debertin, K. and Hemler, R. G. 1988, *Gamma and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors*, Elsevier Science Publishers, 94–97, New York, U.S.A.
- Doğan, O., Bacaksız, E., Alloying effects on $K\beta/K\alpha$ intensity ratios and electrical properties in Cd_{1-x}Zn_xS semi-conductor alloys. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 95, 1, 15, 133-139
- Dözen, C., 2006. M tabakası X-ışınları üretim tesir kesitlerinin hesaplanması. Kahraman Maraş Sütçü İmam Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, 68 s.
- Durdağı, S., 2013, Effect of applied external magnetic field on the L X-ray emission line structures of the lanthanide elements Review Article *Radiation Physics and Chemistry*, 92, 1-7.
- Dyson, N.A., 1988. *X-rays in Atomic and Nuclear Physics*, Second Edition, Cambridge University pres, Cambridge, 400 s.
- El-Kateb, A.H., Rizk, R.A.M., Abdul-Kader, A.M., 2000, *Annals of Nuclear Energy*, 27, 1333–1343.
- Erdoğan, M., 2001, (Çeviri , Malzeme Bilimi ve Mühendislik malzemeleri, Nobel Yayın Dağıtım.
- Franciosi, A., Weaver, H., Schmidt, F.A., 1982, Electronic structure of nickel silicides Ni₂Si, NiSi, and NiSi₂. *Physical Review B*, 26, (2), 546–553.

- Gerward, L., 1981, X-ray attenuation coefficients and atomic photoelectric absorption cross sections silicon. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 14, 3389–3395.
- Gerward, L., Guilbert, N., Bjorn J.K., Levring, H., 2001, X-ray absorption in matter, *Reengineering XCOM, Radiation Physics and Chemistry*, 60, 23–24.
- Gowda, S., Krishnaveni, S., Gowda, R., 2005, Studies on effective atomic numbers and electron densities in amino acids and sugars in the energy range 30-1333 keV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B* 239, 361–369.
- Han, I., and Demir, L., 2009, Determination of mass attenuation coefficients, effective atomic and electron numbers for Cr, Fe and Ni alloys at different energies. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 267, 3–8.
- Han, I., and Demir, L., 2009, Mass attenuation coefficients, effective atomic and electron numbers of Ti and Ni alloys *Radiation Measurements*, 10.1016/j.radmeas.2009.03.010
- Han, I., and Demir, L., 2009, Mass attenuation coefficients, effective atomic numbers and electron densities of undoped and differently doped GaAs and InP crystals. *Annals of Nuclear Energy*, 10.1016/j.anucene.2009.03.015.
- Han, I., Demir, L., Şahin M., 2009, Determination of mass attenuation coefficients, effective atomic and electron numbers for some natural minerals. *Radiation Physics and Chemistry*, 10.1016/j.radphyschem.2009.03.077.
- Han, I., Şahin, M., Demir, L., 2008, Angular variations of K and L X-ray fluorescence cross sections for some lanthanides. *Canadian Journal of Physics*, 86, (2), 361–367.
- Han, I., Şahin, M., Demir, L., 2007, Measurement of K X-ray fluorescence cross-sections, fluorescence yields and intensity ratios for some elements in the atomic range $22 \leq Z \leq 68$. *Applied Radiation and Isotopes*, 65, (6), 669–675.
- Han, I., 2009. Geçiş metallerinin valens elektron yapılarının X-ışını şiddet oranları vasıtasıyla belirlenmesi, X-ışını şiddet oranlarının tavlama sıcaklığına bağlı davranışlarının incelenmesi, alaşımlar için etkin atom numaraları ve elektron yoğunluklarının tayini. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, Erzurum.
- Hine, G.J., 1952, The effective atomic numbers of materials for various gamma interactions. *Physics Review*, 85, 725–737.
- Hölzer, G., Fritsch, M., Deutsch, M., Härtwig, J., Förster, E., 1997, $K\alpha_{1,2}$ and $K\beta_{1,3}$ x-ray emission lines of 3d transition metals. *Physical Review A*, 56, (6), 4554–4568.
- Hubbell, J.H., 1982, Photon mass attenuation and energy-absorption. *International Journal of Applied Radiation and Isotopes*, 33, 1269–1290.
- Hubbell, J.H., Seltzer, S.M., 1995, Tables of X-ray mass attenuation coefficients and mass energy-absorption coefficients 1 keV to 20 MeV for elements $1 \leq Z \leq 92$ and 48 additional substances of dosimetric interest. National Institute of Standards and Physics Laboratory, NISTIR 5632.
- Hubbell, J.H., Trehan, P.N., Singh, N., Chand, B., Mehta, D., Garg, M.L., Garg, R.R., Singh, S., Puri, S., 1994, A Review, Bibliography and tabulation of K, L and higher atomic shell X-ray fluorescence yields, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 23, (2), 339–364.

- Jackson, D.F., Hawkes, D.J., 1981, X-ray attenuation coefficients of elements and mixtures. *Physics Reports*, 70, 169–233.
- Jenkins, R. 1986. *An Introduction To X-Ray Spectrometry*. Heyden and Son. New York. 226s.
- Kaewkhao, J., Laopaiboon, J., Chewpraditkul W., 2008. Determination of effective atomic numbers and effective electron densities for Cu/Zn alloy. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 109, 1260-1265.
- Kalaycı, Y., Aydınuraz, A., Tugluoglu, B., Mutlu, R.H., 2007. Valence electronic structure of Ni in Ni-Si alloys from relative K X-ray intensity studies. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 255, 438-440.
- Kaur, G., Singh, K., Lark, B. S., Sahota H. S., 2000. Photon interaction studies in solutions of some alkali metal chlorides-I. *Radiation Physics and Chemistry*, 58, 315-323.
- Kumar, T. K., Reddy, K. V., 1997. Effective atomic numbers for materials of dosimetric interest. *Radiation Physics and Chemistry*, 50, 6, 545-553.
- Küçükönder, A., Büyükkasap, E., Yilmaz, R., Şahin, Y., 1999, Chemical Effects on the $K\beta/K\alpha$ Intensity Ratios in First-row Transition Element compounds. *Acta Physica Polonica A*, 95, 243-250.
- Küçükönder, A., Şahin, Y., Büyükkasap, E., Kobya, A., 1993, Chemical effects on $K\beta/K\alpha$ x-ray intensity ratios in coordination compounds of some 3d elements. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 26, 101–105.
- Küçükönder, A., Söğüt, Ö., Sümbül, F., Büyükkasap, E., 2006, $K\beta/K\alpha$ X-ray intensity ratios in calcium and potassium compounds. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 270, (3) 695–698.
- Küçükönder, A., Söğüt, O., Büyükkasap, E., Küçükönder, E., Cam, H., 2003, $K\beta/K\alpha$ x-ray intensity ratios for bromine and iodine compounds. *X-Ray Spectrometry*, 32, 60–63.
- Küçükönder, A., Şahin, Y., Büyükkasap, E., 1992, Dependence of the $K\beta/K\alpha$ intensity ratio on the oxidation state. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 170, (1), 125-132.
- Limkitjaroenporn, P., Kaewkhao, J., Asavavisithchai S., 2013, Determination of mass attenuation coefficients and effective atomic numbers for Inconel 738 alloy for different energies obtained from Compton scattering, *Annals of Nuclear Energy*, 53, 2013, 64-68
- Lingam, S. C., Babu, K. S., Reddy, D. V. K., 1984. Total gamma ray cross sections and effective atomic numbers in compounds in the energy region 32 to 662 keV. *Indian J. Phys. A*, 58, 285-287.
- Medhat, M.E., 2011, Studies on effective atomic numbers and electron densities in different solid state track detectors in the energy range 1 keV–100 GeV . *Annals of Nuclear Energy*, 38, 6, 1252-1263.
- Mukoyama, T., Taniguchi, K., Adachi, H., 1986, Chemical effect on $K\beta/K\alpha$ x-ray intensity ratios. *Physical Review B*, 34, (6), 3710–2716.
- Mukoyama, T., Taniguchi, K., Adachi, H., 2000, Variation of $K\beta/K\alpha$ x-ray intensity ratios in 3d elements. *X-Ray Spectrometry*, 2000, 29, 426–429.
- Murty, R.C., 1965, Effective atomic numbers of heterogeneous materials. *Nature*, 207, 398–399.

- Murty, V.R.K., 2004, Effective atomic numbers for W/Cu alloy for total photon attenuation. *Radiation Physics and Chemistry*, 71, 667–669.
- Murty, V.R.K., Winkoun, D.P., Devan, K.R.S., 2000, Effective atomic number for W/Cu alloy using transmission experiments. *Applied Radiation and Isotopes*, 53, 945–948.
- Padhi, H.C., Bhuinya, C.R., Dhal, B.B. 1993, Influence of solid-state effects on the $K\beta/K\alpha$ intensity ratios of Ti and V in TiB_2 , VB_2 and VN. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 26, 4465–4469.
- Pawłowski, F., Polasik, M., Raj, S., Padhi, H.C., Basa, D.K., 2002, Valence electronic structure of Ti, Cr, Fe and Co in some alloys from $K\beta$ -to- $K\alpha$ X-ray intensity ratio studies. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 195, 367–373.
- Polasik, M., 1998, Influence of changes in the valence electronic configuration on the $K\beta$ -to- $K\alpha$ x-ray intensity ratios of 3d transition metals. *Physical Review A*, 58, (3), 1840–1845.
- Porikli, S., Demir, D., Kurucu, Y., 2008, Variation of $K\beta/K\alpha$ X-ray intensity ratio and lineshape with the effects of external magnetic field and chemical combination. *The European Physical Journal D*, 47, 315–323.
- Pravina, P., Govind, K., 2013, Studies on mass attenuation coefficient, effective atomic number and electron density of some amino acids in the energy range 0.122–1.330 MeV. *Radiation Physics and Chemistry*, 92, 22–27.
- Prinz, G.A., 1998, Magnetoelectronics. *Science*, 282, 1660–1663.
- Raj, S., Padhi, H.C., Polasik, M., 1998, Influence of chemical effect on the $K\beta$ -to- $K\alpha$ X-ray intensity ratios of Ti, V, Cr and Fe in TiC, VC, CrB, CrB₂ and FeB. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 145, 485–491.
- Raj, S., Dhal, B.B., Padhi, H.C., Polasik, M., 1998, Influence of solid-state effects on the $K\beta$ -to- $K\alpha$ x-ray intensity ratios of Ni and Cu in various silicide compounds. *Physical Review B*, 58, (14), 9025–9029.
- Raj, S., Padhi, H.C., Polasik, M., Basa, D.K., 1999, Charge transfer studies in V_3Si , Cr_3Si and $FeSi$. *Solid State Communications*, 110, 275–279.
- Raj, S., Padhi, H.C., Basa, D.K., Polasik, M., Pawłowski, F., 1999, $K\beta$ -to- $K\alpha$ X-ray intensity ratio studies on the changes of valence electronic structures of Ti, V, Cr, and Co in their disilicide compounds. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 152, 417–424.
- Raj, S., Padhi, H.C., Palit, P., Basa, D.K., Polasik, M., Pawłowski, F., 2002, Relative K x-ray intensity studies of the valence electronic structure of 3d transition metals. *Physical Review B*, 65, 193105, 1–3.
- Raj, S., Padhi, H.C., Polasik, M., 1999, Influence of alloying effect on $K\beta/K\alpha$ X-ray intensity ratios of V and Ni in V_xNi_{1-x} alloys. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 155, 143–152.
- Raj, S., Padhi, H.C., Polasik, M., 2000, Influence of chemical effect on the $K\beta$ -to- $K\alpha$ x-ray intensity ratios of Cr, Mn and Co in CrSe, MnSe, MnS and CoS. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 160, 443–448.
- Raj, S., Padhi, H.C., Polasik, M., Pawłowski, F., Basa, D.K., 2001, $K\beta$ -to- $K\alpha$ x-ray intensity ratio studies of the valence electronic structure of Fe and Ni in Fe_xNi_{1-x} alloys. *Physical Review B*, 63, 073109, 1–4.

- Raj, S., Padhi, H.C., Powlowski, F., Basa, D.K., 2000, Valence electronic structure of Fe and Ni in $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}$ alloys from relative K X-ray intensity studies. *Solid State Communications*, 116, 563–567.
- Raj, S., Padhi, H.C., Raychaudhury, P., Nigam, A.K., Pinto, R., Polasik, M., Powlowski, F., Basa, D.K., 2001, Valence electronic structure of Mn in undoped and doped lanthanum manganites from relative K X-ray intensity studies. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 174, 344–350.
- Saydam, M., Aksoy, C., Cengiz, E., Alaşalvar, C., Tıraşoğlu E., Apaydın, G., 2012, Determination of K shell fluorescence cross-section and $K\beta/K\alpha$ intensity ratios for Fe, Se, Te, FeSe, FeTe and TeSe. *Radiation Physics and Chemistry*, 81, 12, 1837-1841.
- Serway, R.A. and Jewett, J.W., 2004. *Physics for Scientists and Engineers 6th Edition*. Brooks Cole, 1296 p, USA.
- Scofield, J.H., 1973, Theoretical photoionization cross-section from 1-1500 keV, Lawrence Livermore Laboratory Report No. UCRL-51326.
- Scofield, J.H., 1974, Relativistic Hartree-Slater values for K and L X-ray emission rates Lawrence Livermore Laboratory Report No. UCRL-94550 Atomic Data and Nuclear Data Tables, 14, 121–137.
- Singh, K., Singh, H., Sharma, V., Nathuram, R., Khanna, A., Kumar, R., Bhatti, S., and Sahota, H.S., 2002, Gamma-ray attenuation coefficients in bismuth borate glasses. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 194, 1–6.
- Sidhu, S. G., Singh, K., Singh, P. J., Mudahar S. G., 1999. Effect of collimator size and absorber thickness on gamma ray attenuation measurements. *Radiation Physics and Chemistry*, 56, 535-537.
- Sidhu, S. G., Singh, P. J., Mudahar, G. S., 2000. A study of energy and effective atomic number dependence of the exposure build-up factors in biological samples. *Journal of Radiological Protection*, 20, 53-68.
- Söğüt, Ö., Büyükkasap, E., Erdoğan, H., 2002, Chemical-effect variation of $K\beta/K\alpha$ X-ray intensity ratios in 3d elements. *Radiation Physics and Chemistry*, 64, 343-348.
- Söğüt, Ö., Seven, S., Baydaş, E., Büyükkasap, E., Küçükönder, A., 2001, Chemical effects on $K\beta/K\alpha$ X-ray intensity ratios of Mo, Ag, Cd, Ba, La, Ce compounds and total mass attenuation coefficients of Fe and Cu. *Spectrochimica Acta Part B*, 56, 1367-1374.
- Söğüt, Ö., Büyükkasap, E., Küçükönder, A., Ertuğul, M., Şimşek, Ö., 1995, Alloying Effect on $K\beta/K\alpha$ Intensity Ratios in $\text{Cr}_x\text{Ni}_{1-x}$ and $\text{Cr}_x\text{Al}_{1-x}$ Alloys. *Applied Spectroscopy Reviews*, 30, (3), 175 – 180.
- Şahin, Y., Kurucu, Y., 2005. *Atom Fiziği*, Pegem A Yayıncılık, Erzurum, 248.
- Tamaki, Y., Omori, T., Shiokawa, T., 1979. Chemical effect on the $K\beta/K\alpha$ intensity ratios of the daughter atoms formed by the EC decay of ^{51}Cr and ^{54}Mn , *Radiochem. Radioanal. Lett.* 37 39-44.
- Ün, A., Demir, F., 2013, Effective atomic number and effective electron number for heavy-weight and normal-weight concretes. *Applied Radiation and Isotopes*, 80, 73-77.

Wang, D.C., Ping, L.A., Yang, H., 1995, Measurement of the mass attenuation coefficients for SiH_4 and Si. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, 95, 161–165.

ÖZGEÇMİŞ

1987 yılında İstanbul’da doğan Ufuk PERİŞANOĞLU orta ve lise öğrenimini İstanbul Maltepe Lisesi’nde tamamladı. 2005 yılında girdiği Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünden 2009 yılında mezun oldu. 2010 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü’nde Atom ve Molekül Fiziği Bilim Dalı’nda Yüksek Lisansa başladı. Şu an Yüksek Lisans öğrenimine devam etmektedir.