



T.C.
RİZE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DIŞ ELEKTRİK ALANIN BAZI YARI
İLETKENLERİN KÜTLE SOĞURMA
KATSAYISINA ETKİSİ

SERDAR YAVUZ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİMDALI

RİZE-2011

T.C.
RİZE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DIŞ ELEKTRİK ALANIN BAZI YARI
İLETKENLERİN KÜTLE SOĞURMA
KATSAYISINA ETKİSİ

Serdar YAVUZ

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Mehmet ŞAHİN

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİMDALI

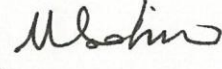


RİZE-2011

T.C.
RİZE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİMDALI

DIŞ ELEKTRİK ALANIN BAZI YARI İLETKENLERİN KÜTLE
SOĞURMA KATSAYISINA ETKİSİ

Serdar YAVUZ
YÜKSEK LİSANS

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 13.06.2011
Tezin Sözlü Savunma Tarihi : 06.07.2011

Tez Danışmanı : Doç. Dr. Mehmet ŞAHİN 
Jüri Üyesi : Prof. Dr. Lütfü DEMİR 
Jüri Üyesi : Doç. Dr. Hasan BALTAŞ 

Enstitü Müdürü: Doç. Dr. Fatih YILMAZ



RİZE-2011

ÖNSÖZ

Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum bu çalışma boyunca zamanını ve hoşgörüsünü hiçbir zaman esirgemeyen, bilgi ve tecrübelerini benimle paylaşan danışman hocam sayın Doç. Dr. Mehmet ŞAHİN'e teşekkürlerimi sunarım. Değerli yorumları ve göstermiş oldukları anlayıştan dolayı sayın Doç. Dr. Hasan BALTAŞ ve sayın Doç. Dr. Telhat ÖZDOĞAN'a teşekkür ederim.

Her türlü laboratuvar imkanını kullanmama müsaade eden Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü bölüm başkanı sayın Prof. Dr. Abdulmecit TÜRÜT ve Atom ve Molekül Fiziği Anabilim Dalı başkanı sayın Prof. Dr. Lütfü DEMİR başta olmak üzere tüm Fizik Bölümü hocalarına teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca literatür araştırmalarımı desteklemek için kütüphane kaynaklarını kullanma imkanı sağlayan Orta Doğu Teknik Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü başkanı sayın Prof. Dr. Sinan BİLİKMEN'e teşekkürlerimi sunarım.

Beni yetiştiren, maddi ve manevi her türlü konuda her zaman yanımda olan ANNEM ve BABAM başta olmak üzere tüm aileme sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Serdar YAVUZ

Haziran 2011

İÇİNDEKİLER

Sayfa No:

| | |
|---|------|
| ÖNSÖZ..... | I |
| İÇİNDEKİLER..... | II |
| ÖZET..... | IV |
| ABSTRACT..... | V |
| ŞEKİLLER DİZİNİ..... | VI |
| TABLolar DİZİNİ..... | VIII |
| SEMBOLLER ve KISALTMALAR DİZİNİ..... | IX |
| 1. GENEL BİLGİLER..... | 1 |
| 1.1. Giriş..... | 1 |
| 1.2. Kristal Yapılar..... | 3 |
| 1.2.1. Kristal kusurları..... | 4 |
| 1.2.2. Kristal büyütme teknikler..... | 5 |
| 1.3. Yarı İletkenler..... | 6 |
| 1.3.1. Katkılı yarı iletkenler..... | 7 |
| 1.3.2. n-tipi yarı iletken..... | 7 |
| 1.3.3. p-tipi yarı iletken..... | 9 |
| 1.4. X-Işınlarının Oluşumu ve Enerji Sevyeleri..... | 9 |
| 1.5. Elektromanyetik Radyasyonun Madde İle Etkileşimi..... | 14 |
| 1.5.1. Elektromanyetik radyasyonun sogrulması..... | 14 |
| 1.5.2. Fotoelektrik olay..... | 15 |
| 1.5.3. Çift oluşumu..... | 17 |
| 1.5.4. Elektromanyetik radyasyonun saçılması..... | 17 |
| 1.5.4.1.Koherent saçılma..... | 18 |
| 1.5.4.2.İnkoherent saçılma(Compton saçılması)..... | 18 |
| 1.6. Tesir Kesiti..... | 19 |
| 1.6.1. Diferansiyel tesir kesiti..... | 21 |
| 1.7. Soğurma..... | 24 |
| 1.7.1. Liner soğurma katsayısı..... | 25 |
| 1.7.2. Kütle soğurma katsayısı..... | 27 |
| 1.7.3. Karışımlar ve bileşikler için kütle soğurma katsayısı..... | 28 |

| | |
|---|----|
| 1.7.4. Soğurma kıyıları | 28 |
| 1.8. X-Işını Spektrumunun İncelenmesi | 30 |
| 1.8.1. Koherent saçılma pikleri | 30 |
| 1.8.2. Compton pikleri | 31 |
| 1.8.3. Karakteristik X-ışını pikleri | 31 |
| 1.8.4. Auger pikleri | 31 |
| 1.8.5. Üst üste binme(Pile-Up) pikler | 31 |
| 1.8.6. Kaçak(Escape) pikler | 32 |
| 1.8.7. Satellite pikler | 32 |
| 1.9. Dedektörler | 32 |
| 1.9.1. Foto dedektörler | 33 |
| 1.9.2. Termal dedektörler | 33 |
| 1.9.3. Koherent alıcılar (Coherent receivers) | 33 |
| 1.9.4. Performans karakteristiği..... | 33 |
| 2. YAPILAN ÇALIŞMALAR | 35 |
| 2.1. Elektrik Alan Etkisinin İncelenmesi..... | 35 |
| 2.2. Kütle Soğurma Katsayısının Ölçümü..... | 36 |
| 3. BULGULAR | 39 |
| 3.1. Elektrik Alanlı Ölçümler | 39 |
| 3.2. Kütle Soğurma Katsayısı Ölçümleri..... | 46 |
| 4. TARTIŞMA..... | 53 |
| 5. SONUÇ ve ÖNERİLER | 54 |
| KAYNAKLAR | 55 |
| ÖZGEÇMİŞ | 58 |

ÖZET

Bu çalışmanın ilk aşamasında; filtrelenmiş, 59.54 keV'lik foton yayımlayan noktasal ²⁴¹Am radyoizotop kaynağı kullanılarak, Au/n_Si/n+Si/Al, *n*-tipi GaAs, *p*-tipi GaAs, *n*-tipi Si yarı iletkenlerin kütle soğurma katsayıları dış elektrik alanlı ve elektrik alansız olarak ölçüldü. Bu ölçümler incelenerek, dış elektrik alanın kütle soğurma katsayısına etkileri araştırıldı. Elektrik alanda Au/n_Si/n+Si/Al ve *n*-tipi Si numunelerin kütle soğurma katsayılarının arttığı görüldü. Fakat *n*-tipi GaAs ve *p*-tipi GaAs numunelerinde kayda değer bir değişim gözlenmedi.

Çalışmanın ikinci kısmında *p*-tipi GaAs, *n*-tipi GaAs, Au/n_Si/n+Si/Al, *n*-tipi Si, InSe, numunelerin kütle soğurma katsayıları ölçüldü. Deneysel değerlerden elde edilen veriler ile (34) denklemi (Lambert Beer yasası) kullanılarak bu numunelerin kütle soğurma katsayıları hesaplandı. Bulunan sonuçlarının teorik değerlerle oldukça uyumlu olduğu görüldü.

Anahtar Kelimeler: GaAs, Si, Kristal Yapı, Kütle Soğurma Katsayısı, Elektrik Alan, Yarı İletkenler.

ABSTRACT

THE EFFECT of EXTERNAL ELECTRIC FIELD on MASS ATTENUATION COEFFICIENT of SOME SEMICONDUCTORS

In the first stage of this study, mass attenuation coefficients of semiconductors Au/n_Si/n+Si/Al, *n*-type GaAs, *p*-type GaAs and *n*-type Si were measured using filtered ²⁴¹Am radioisotope source emitting 59.54 keV photon in the presence and absence of external electric field. The effect of the external electric field on mass attenuation coefficients were investigated by examining these measurements. It is seen that in the presence of external electric field, the mass attenuation coefficients of samples Au/n_Si/n+Si/Al and *n*-type Si were increased. But any significant changes were not observed for the samples *n*-type GaAs and *p*-type GaAs.

In the second stage of this study, the mass attenuation coefficients of samples *p*-type, GaAs, *n*-type GaAs, Au/n_Si/n+Si/Al, *n*-type Si, InSe were measured. Mass attenuation coefficients of these samples were calculated using the results obtained from experimental datas in Eq.(34) (Lambert Beer law). It was seen that the obtained results are in best agreement with the theoretical ones.

Key Words: GaAs, Si, Crystal Structure, Mass Attenuation Coefficients, Electric Field, Semiconductors.

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

| | | |
|-----------|--|----|
| Şekil 1. | Üç örgü tipi (a) basit kübik yapı, (b) cisim merkezli kübik yapı, (c) yüzey merkezli kübik yapı | 3 |
| Şekil 2. | İki boyutlu örgüde (a) boşluk kusuru (b) arayer kusuru | 4 |
| Şekil 3. | Bir çizgisel dislokasyonun iki boyutlu gösterimi | 5 |
| Şekil 4. | Czochralski tekniğinin şematik gösterimi | 6 |
| Şekil 5. | Silisyum kristalinin iki boyutlu gösterimi | 8 |
| Şekil 6. | Silisyuma(Si) Fosfor(P) katkılamasının iki boyutlu gösterimi. Oluşan yapı n-tipi bir yarı iletendir | 8 |
| Şekil 7. | (a) Silisyuma (Si) Bor (B) atomu katkılamasının iki boyutlu gösterimi. Oluşan yapı p-tipi yarı iletendir. (b) dış etki ile holün hareketini göstermektedir | 9 |
| Şekil 8. | Elektronların elastik ve inelastik saçılması ve Bremsstrahlung ışınlarının üretilmesi | 10 |
| Şekil 9. | Karakteristik X-ışınlarının ve Auger elektronunun meydana gelmesi | 11 |
| Şekil 10. | Atomlarda elektron geçişleri ve karakteristik x-ışını yayımlanmasının şematik olarak gösterimi | 13 |
| Şekil 11. | Elektromanyetik radyasyon etkileşmelerinin soğurucunun atom numarasına ve radyasyonun enerjisine göre değişimi | 15 |
| Şekil 12. | Fotoelektrik olay | 16 |
| Şekil 13. | Çift oluşumu | 17 |
| Şekil 14. | Compton saçılması | 18 |
| Şekil 15. | Klasik saçılma deneyinin şematik bir gösterimi | 21 |
| Şekil 16. | Diferansiyel tesir kesiti için bir gösterim | 23 |
| Şekil 17. | Mg'un kütle soğurma katsayılarının dalga boyu ile değişim | 25 |
| Şekil 18. | Elektromanyetik radyasyonun dx kalınlıklı bir maddeden geçerken soğurulması..... | 26 |
| Şekil 19. | Kütle soğurma katsayısının dalga boyuna göre değişimi | 29 |
| Şekil 20. | İdeal bir X-ışını spektrumu | 30 |
| Şekil 21. | Elektrik alanlı ölçümlerde kullanılan deney geometrisi | 35 |
| Şekil 22. | Kütle soğurma katsayısı ölçümünde kullanılan deney geometrisi | 36 |
| Şekil 23. | Foto çoğaltıcı tüpün çalışma şemasının bir gösterimi | 37 |

| | |
|--|----|
| Şekil 24. Numunesiz ve elektrik alansız yapılan ölçüm grafiği | 39 |
| Şekil 25. Numune olmadan elektrik alan altında yapılan ölçüm grafiği | 40 |
| Şekil 26. n-tipi GaAs numune için 59.54 keV’de soğurma spektrum örneği | 41 |
| Şekil 27. p-tipi GaAs numune için 59.54 keV’de soğurma spektrum örneği | 42 |
| Şekil 28. n-tipi Si numune için 59.54 keV’de soğurma spektrum örneği | 43 |
| Şekil 29. Au/n_Si/n+Si/Al numune için 59.54 keV’de soğurma spektrum örneği | 44 |
| Şekil 30. Numunesiz ölçüm için yapılan sayımlardan elde edilen bir grafik | 46 |
| Şekil 31. p-tipi GaAs numunesi için 59.54 keV’de soğurma spektrum örneği | 47 |
| Şekil 32. n-tipi GaAs numunesi için 59.54 keV’de soğurma spektrum örneği | 48 |
| Şekil 33. n-tipi Si numunesi için 59.54 keV’de soğurma spektrum örneği | 49 |
| Şekil 34. InSe numunesi için 59.54 keV’de soğurma spektrum örneği | 50 |
| Şekil 35. Au/n_Si/n+Si/Al numunesi için 59.54 keV’de soğurma spektrum örneği | 51 |

TABLolar DİZİNİ

Sayfa No

| | |
|--|----|
| Tablo 1. X-ışını diyagram çizgilerinin eski (Siegbahn) ve yeni (IUPAC) gösterimleri..... | 12 |
| Tablo 2. Kullanılan yarı iletkenlerin bazı özellikleri | 38 |
| Tablo 3. 59.54 keV’de bazı yarı iletkenlerin kütle soğurma katsayıları | 45 |
| Tablo 4. Bazı yarı iletkenlerin 59.54 keV’de kütle soğurma katsayıları | 52 |

SEMBOLLER DİZİNİ

| | |
|----------------|---|
| A | : Kütle numarası |
| A_t | : Bileşiğin bir molünün ağırlığı |
| c | : Işık hızı |
| d | : Birim alan başına düşen kütle miktarı |
| e | : Elektronun yükü |
| E_K | : Kinetik enerji |
| h | : Planck sabiti |
| I | : Soğurulup geçen fotonun şiddeti |
| I_0 | : Gelen fotonun şiddeti |
| m | : Kütle |
| m_0 | : Elektronun durgun kütlesi |
| N_A | : Avagadro sayısı |
| P | : Sürekli ışıma ihtimali |
| q | : Elektriksel yük |
| V | : Potansiyel |
| v | : Hız |
| w_i | : Ağırlık kesri |
| x | : Kalınlık |
| Z | : Atom numarası |
| Z_{et} | : Etkin atom numarası |
| α | : İnce yapı sabiti |
| λ | : Dalgaboyu |
| μ | : Lineer soğurma katsayısı |
| μ/ρ | : Kütle soğurma katsayısı |
| ρ | : Yoğunluk |
| σ | : Perdeleme sabiti |
| $\sigma_{t,a}$ | : Toplam atomik tesir kesiti |
| $\sigma_{t,m}$ | : Toplam moleküler tesir kesiti |
| ϕ | : Elektronun bağlanma enerjisi |
| ν | : Frekans |

GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

Yarı iletkenlerin elektronikte kullanılması, katıhal fiziğinin 20. yüzyıl teknolojisine getirdiği en büyük katkılardan biridir. Yarı iletkenlerin elektronikte kullanılması kendine her türlü alanda uygulama imkanı bulmasını sağlamıştır. Özellikle entegre devre elemanları, radyasyon dedektörleri, güneş enerjisi pilleri (fotovoltaik uygulamalar), nükleer tıp gibi birçok alanda yarı iletkenler kullanılmaktadır. Bu yüzden yarı iletken malzemelerin soğurma katsayılarının astronomi, dozimetre, plazma fiziği, nükleer reaktörler, uydular ve nükleer silahlar gibi birçok uygulama alanında tam olarak belirlenmesi gerekir. Çünkü soğurma katsayıları malzemenin kalınlığını kontrol edilmesini ve belirlenmesini sağlar. Yarı iletkenler uzay araştırmalarında, nükleer reaktörlerde kullanıldığında radyasyona maruz kalabilirler. Bu radyasyon yarıiletkenin karakteristiklerini değiştirebilir. Bu değişiklikler çoğunlukla istenmeyen sonuçlar doğurur. Bu nedenle yarı iletkenlerin radyasyonla etkileşimlerini incelemek ve yarı iletkenlerde ne gibi değişikliklere sebep olduğunu bilmek son derece önemlidir. Ayrıca yarıiletken cihazlar gerek dünya yüzeyinde, gerekse uzayda dış elektrik alanlara maruz kalmaktadır. Bu dış alan cihazların çalışmasını etkilemektedir.

Yarı iletkenlerin ve çeşitli kristallerin x-ışını soğurma katsayılarının ölçümü 1990' dan sonra artan bir ilgi ile devam etmektedir. Literatürde bu konuyla ilgili birçok çalışma yapılmıştır. Tran ve ark. silikonun X-ışını kütle soğurma katsayılarını deneysel ve teorik sonuçlarla karşılaştırdı. 5-50 keV enerjileri arasında önceki deneysel ölçümlerle ve teorik hesaplamalarla XERT (X-ray extended-range technique) ile elde edilen silikonun yeni deneysel toplam X-ışını kütle soğurma katsayılarını karşılaştırılmıştır (Tran ve ark., 2003). Farklı enerjilerde holmiyum katkılanmış ve katkılanmamış InSe yarı iletkeninin kütle soğurma katsayıları ölçülmüştür (Erzenelioğlu ve ark., 2005). Çevik ve Baltaş farklı enerjilerde BiPbSrCaCuO süperiletkeni için elektron yoğunluğu ve kütle soğurma katsayılarını deneysel olarak ölçüp teorik değerler ile karşılaştırdılar (Çevik ve Baltaş, 2007). Çeşitli doğal kristallerin kütle soğurma katsayıları ve etkin atom numaraları hesaplanmıştır. Bu kristallerden quartz elektronik cihazlarda oldukça yaygın olarak

kullanılmaktadır (Han ve ark., 2009). İkinci ve arkadaşları bazı yarı iletkenlerin ve biyolojik numunelerin kütle soğurma katsayılarını belirlediler (Ekinci ve ark., 2010).

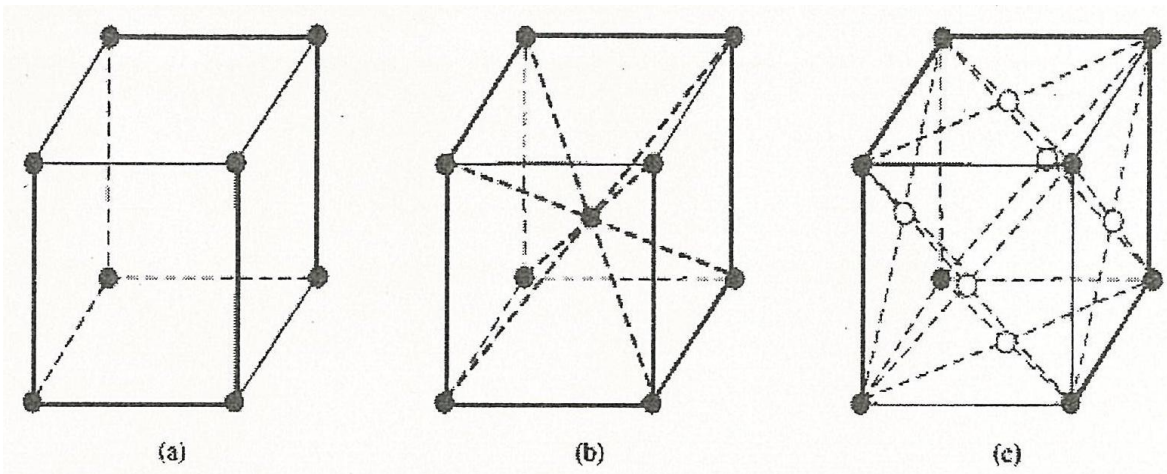
Yarı iletken malzemeler üzerine ışın, sıcaklık, manyetik alan, elektrik alan gibi dış etkiler uygulandığında yarı iletkenlerin bazı özellikleri değişmektedir. Örneğin mutlak sıfır ($T=0K$) sıcaklığında yarı iletken malzemeler yalıtkan olmalarına rağmen $T>0K$ durumunda iletken özellik gösterebilirler. Benzer şekilde dış bir elektrik alan da yarı iletkenlerin elektriksel ve optik özelliklerini değiştirebilir.

Kuantum mekaniğinin ilk günlerinden beri kristal üzerine elektrik alan etkisi problemini birçok fizikçi açıklamaya çalışmıştır. Elektrik alanın matematiksel olarak göz ardı edilemeyecek katkısı olduğu için bu durum yaygın olarak araştırılmıştır. İletken katılarda geçiş fenomeniyle ilgili ilk araştırmalar 1928 yılında Bloch tarafından yapılmıştır. 1940'ta Houston bir elektrik alanda kristal elektronları tanımlayan dalga fonksiyonlarına ilk doğru yaklaşımı elde ederek bugün anladığımız manada elektrik alan etkisine ilk adımı atmıştır. 1958'de Keldysh ve Franz katıların optik özellikleri üzerine elektrik alan etkisinin ilk hesaplamalarını yayınladılar. Bu hesaplamalar deneysel veriler ile beraber fiziğin yeni bir alanını açtı (Beer, 1972). Bu tarihten itibaren elektirik alanın malzemelerin özellikleri üzerine etkileri çalışılmaya başlanmıştır. Fotoiyonizasyon tesir kesiti üzerine elektrik alanın etkisi çalışılmıştır. Bu çalışmada varyasyonel yöntem kullanılarak küresel iletkenlik bandı durumunda donör safsızlığı üzerine elektrik alan etkisi incelenmiştir. Elektrik alan ve foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak fotoiyonizasyon tesir kesitinin anlitik bir ifadesi elde edilmiştir (Sali ve ark., 1998). Ribeiro ve ark. bağlı kuantum kuyuları üzerine elektrik alanın etkisini incelemiştir. AlAs/GaAs bağlı kuantum kuyularının optik özelliklerin uygulanan bir elektrik alan ile optik doğasının doğrudan kontrol edilebilir olduğunu gösterdi (Ribeiro ve ark., 2001). Yıldırım yarı iletken heteroyapıların lineer olmayan optik özelliklerini araştırdı. Doğrusal olmayan soğurma katsayısı üzerine elektrik alan etkisini inceledi (Yıldırım 2006). Demir plexiglasslarda Compton saçılması ve radyasyon geçişler üzerine dış elektrik alanın etkilerini inceledi. Bu çalışmada Gama ışınlarının Compton saçılmasında negatif yüklenmiş saçılma merkezlerinin pozitif yüklenmiş saçılma merkezlerinden biraz daha etkili olduğunu gösterdi (Demir, 2007). Sochava ve ark. KTaO₃ kristalinde düşük spinli Ni⁺³ merkezlerinin EPR spektrumlarına elektrik alan etkisini çalışmışlardır. Rezonans çizgilerinde yarılmalara, elektrik dipol momenti ile dış alanın etkileşmesinin sonucudur (Sochava ve ark., 2007).

Bu tezin amacı; teknolojide anahtar rol oynayan yarı iletkenlerin, dış elektrik alanlara maruz kaldıklarında kütle soğurma katsayılarının nasıl değiştiğini incelemektir. Şayet önemli ölçüde değişimler gözlenirse bu malzemelerin kullanıldığı alanlarda bu etkiler dikkate alınarak daha verimli çalışacak şekilde tasarlanabilirler. Ayrıca kütle soğurma katsayısı büyük olan yarı iletkenlerde dış elektrik alanla değişimler görülürse zırhlamada kullanılan malzemelerin kalınlıkları daha ince tutulup malzeme ihtiyacı azaltılabilir.

1.2. Kristal yapı

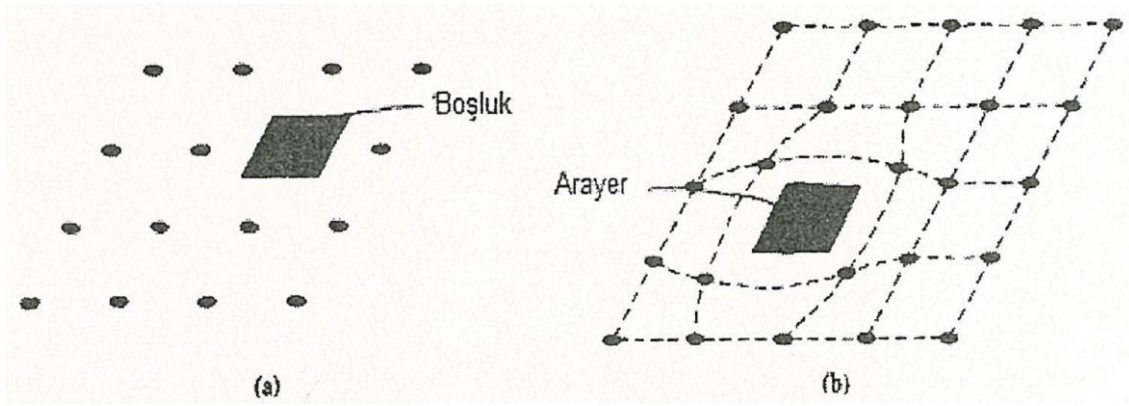
Yarı iletkenler genelde kristal şeklinde yapılara sahiptirler. Kristal yapı atomların moleküllerin veya iyonların belli bir periyodikliğe göre birbirini tekrarlayarak oluşturduğu yapılardır. Atomların kristal yapı içerisindeki birbirini tekrarlayan yapısı örgü olarak adlandırılır ve bu örgüdeki kesişim noktalarına örgü noktası denir. Bu yapıyı oluşturan en küçük birime birim hücre denir. Atom, nasıl bir elementin bütün özelliklerini gösteren en küçük yapı ise birim hücre de kristal yapının bütün özelliklerini gösteren en küçük yapıdır. En basit birim hücre, köşelerinde birer atom bulunan bir küpün oluşturduğu basit kübik yapıdır (Şekil 1.a). Köşelerine ek olarak küpün merkezinde bir atomun bulunduğu yapılar cisim merkezli kübik yapı denir (Şekil 1. b). Küpün köşelerine ek olarak yüzeylerinde de birer atomun bulunduğu yapılar yüzey merkezli kübik yapı denir (Şekil 1. c). Bu hücreler yardımıyla birim hacimde ne kadar atom bulunduğu, yapıların doluluk oranları hesaplanabilir.



Şekil 1. Üç örgü tipi (a) basit kübik yapı, (b) cisim merkezli kübik yapı ,(c) yüzey merkezli kübik yapı

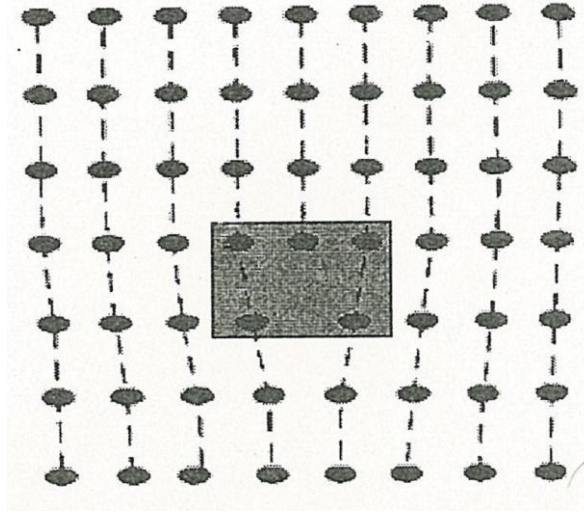
1.2.1. Kristal Kusurları

Şu ana kadar biz kristal kelimesini kusursuz yapılar için kullandık. Fakat bir yarı iletken ancak mutlak sıfır sıcaklıkta mükemmel yapıda bulunabilir. Atomlar çok düşük sıcaklıklarda bile titreşim enerjisine sahiptirler. Bu enerjiden dolayı örgü noktalarında titreşmeler olur ve bu da kristal yapıyı yani atomlar arası mesafeyi bozabilir. Atomlar bu enerjiden dolayı örgü noktasından çıkabilir. Bunlar kristal içerisinde istenmeyen katkılar ya da eksiklikler olduğu için bunlara kristal kusurları denir. Kristal yapıda karşılaştığımız en basit kusurlar noktasal kusurlardır. Örgüde bir atom bulunması gereken yerin boş olmasına boşluk kusuru denir (Şekil 2.a). Atomun örgü atomlarının arasında yer almasına ise arayer kusuru denir (Şekil 2.b). Kristal yapıda yabancı veya kirlilik atomları olabilir. Kirlilik atomları örgü noktasındaki bir atomun yerine yerleşebilir bu durumda yer değiştirme (substitutional) kusuru oluşur. Kirlilik atomu örgü atomlarının arasına da yerleşebilir bu durum da arayer kusuru olarak adlandırılır (Neamen, 2007). Bu noktasal kusurlar yarı iletkenin kristal yapısını bozar ve malzemenin elektriksel özelliklerini değiştirirler.



Şekil 2. İki boyutlu örgüde (a) boşluk kusuru (b) arayer kusuru

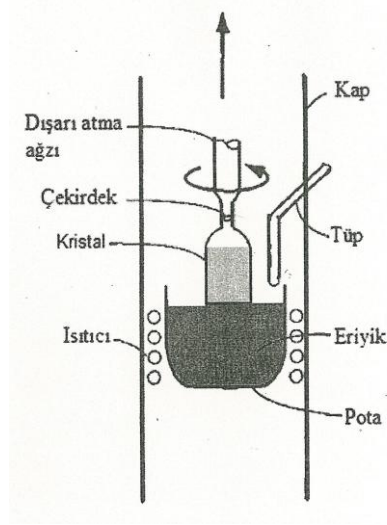
Kristal yapılarda kusurlar sadece bir atom boyutunda olmayabilir. Birden fazla atomun çizgi halinde yerinden çıktığı durumlara çizgisel kusurlar (dislokasyon) denir (Şekil 3). Bu kusurlar iki boyutlu ve üç boyutlu kusurlar olabilirler ve yarı iletkenin elektriksel özelliklerini negatif yönde etkilerler. Ayrıca bu kusurların aşırı konsantrasyonu yarı iletkenlerin yasak enerji aralıklarını etkiler. Buna Burstein-Moss (1954) etkisi denir.



Şekil 3. Bir çizgisel dislokasyonun iki boyutlu gösterimi

1.2.2. Kristal Büyütme Teknikleri

Yarı iletkenlere teknolojide aşırı ihtiyaç duyulması yarı iletkenlerin büyütülme gereksimini doğurmuştur. Var olan bir kristal numune kullanılarak numunenin ebatlarının büyütülmesi işlemine ve seçilen bir altlık malzeme üzerine yarı iletkenin bir veya birden fazla tabakasının tortulaştırılması işlemine kristal büyütme denir. Genel olarak bir eriyikten büyütme ve epitaxial büyütme olarak ikiye ayrılır. Bir eriyikten büyütme işlemi czochralski ve birigman metotlarını içerir. Günümüzde en yaygın olarak kullanılan büyütme yöntemi Czochralski tekniğidir. Bu yöntemde seçilen bir çekirdek kristal kendisi ile aynı numunenin eriyik hali içine batırıldıktan sonra yavaşça geri çekilir (Şekil 4). Çekirdeğin yavaş çekildiği için yüzeyler arası soğumadan dolayı çekirdek numune üzerinde eriyik katılaşmaya başlar. Yapının yavaşça döndürülmesiyle kristal yapının düzenliliği daha da arttırılabilir. Ayrıca isteğe bağlı olarak numunenin eriyik hali içerisine kirlilik atomları da eklenebilir. İstenmeyen bazı kirlilikler bölge temizleme tekniği ile yapıdan ayrılabilir.



Şekil 4. Czochralski tekniğinin şematik gösterimi

Epitaxial büyütme tabaka tabaka büyütme anlamına gelir. Genel olarak üçe ayrılır. Bunlar:

CVD Kimyasal buhar depolama

LPE Sıvı fazda tabaka büyütme

MBE Molekül demeti kullanarak tabaka büyütme.

Epitaxial büyütme işleminde bir tek kristal altlığın yüzeyi üzerine maddenin ince bir tabakası büyütülür. Yarı iletken devre elemanlarının çoğu epitaxial yöntemlerle üretilirler (Ateş, 2002).

1.3. Yarı İletkenler

Yarı iletkenler elektrik iletkenliği bakımından iletkenler ile yalıtkanlar arasında olan maddelerdir. Normal durumda yalıtkan olan bu maddeler ısı, ışık, manyetik alan, elektrik alan gibi dış etkiler uygulandığında bir miktar değerlik elektronlarını serbest hale geçirerek iletken duruma gelirler. Uygulanan bu dış etki veya etkiler ortadan kaldırıldığında ise yalıtkan duruma geri dönerler. Bu özellik yarı iletkenlerin elektronik alanında yoğun olarak kullanılmalarını sağlamıştır.

Yarı iletkenler genel olarak iki guruba ayrılabilirler; ilki saf yarı iletkenler yani elemental olanlar ikincisi bileşik yarı iletkenlerdir. Elemental yarı iletkenler periyodik tablonun 4. Gurubunda bulunanlar. Bunların en iyi bilineni ve en çok kullanılanı silisyum ve germanyumdur. Bileşik yarı iletkenler ise 3. ve 5. grup elementlerin bileşimi veya 2.

ve 6. gurup elementlerinin bileşimi ile oluşanlardır. Galyumarsenayt, indiyumselen, aleminyumarsenayt en iyi bilinen bileşik yarı iletkenlerdir.

Tüm yarı iletkenler son yörüngelerindeki elektron sayısını sekize çıkarma çabasındadırlar. Bu nedenle saf bir germanyum elementinde komşu atomlar son yörüngelerindeki elektronları bağ ile birleştirerek ortak kullanırlar. Atomlar arasındaki bu kovalent bağ germanyum elementine kristal özelliğini kazandırır. Silisyum da özellik olarak germanyum ile hemen hemen aynıdır.

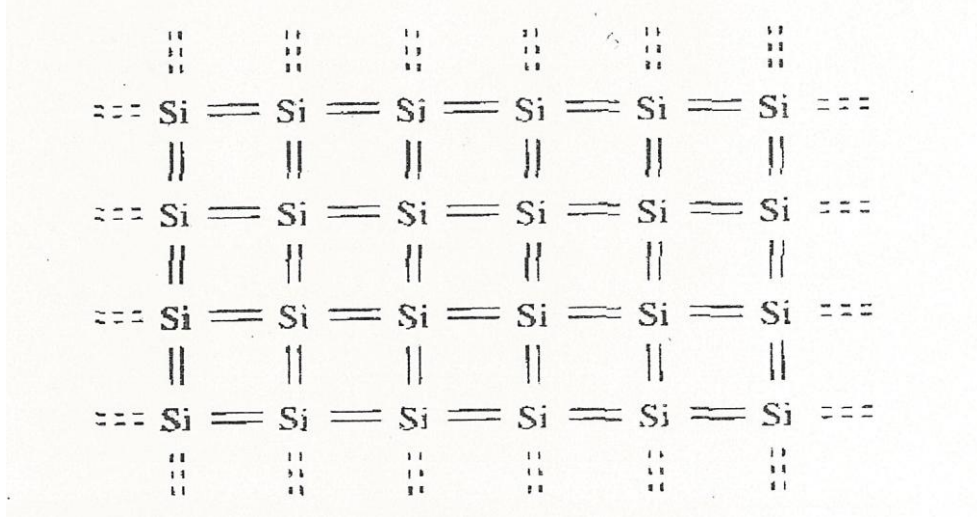
Elektronik elemanlarda en yaygın olarak kullanılan yarı iletkenler germanyum ve silisyum yarı iletkenleirdir. Silisyum ve germanyum devre elemanı üretiminde genellikle saf olarak kullanılmazlar. Bu yarı iletkenler katkılama işlemi yapılarak kullanılırlar.

1.3.1. Katkılı yarı iletkenler

Yarı iletken malzemeler teknolojiye oldukça fazla kullanılırlar. Özellikle entegre devre elamanları diyotlar gibi günümüz elektronik teknolojisinin temelini oluştururlar. Yarı iletkenleri teknolojiye bu kadar çekici yapan sebeplerden birisi de elektriksel özelliklerini dışarıdan yapıya eklenebilen atomlarla kontrol edilebilir olmasıdır. Normalde kristal yapıda olmayan isteğe bağlı olarak dışarıdan yapıya farklı atomlar ekleme işine katkılama (dophing) denir. Bu katkılama işleminin yapıya kattığı enerji seviyesine göre veya yapıda oluşturduğu taşıyıcı yoğunluğuna göre n-tipi yarı iletken ve p-tipi yarı iletken olmak üzere ikiye ayrılır. Katkılama işlemleri yarı iletkenlerin elektriksel özelliklerini belli sınırlar içinde değiştirmeye yarar. Katkılama işlemi bir bakıma yarı iletkendeki taşıyıcı konsantrasyonunu kontrol etme imkanı verir. Şimdi bu katkılama işlemine kısaca değinelim.

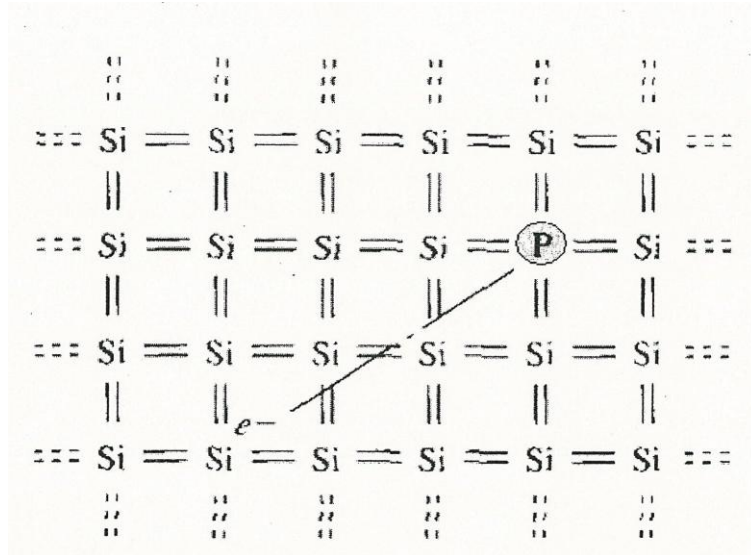
1.3.2. n-tipi yarı iletken

Silisyum atomunun son yörüngesinde dört tane elektronu vardır. Bu dört elektron silisyum un dört bağ yapmasını sağlar. Şekil 5'te bir silisyum kristalinin iki boyutlu bir örgüsünü görülmektedir. Her bir silisyum atomunun 4 bağ yaptığına dikkat edelim.



Sekil 5. Silisyum kristalinin iki boyutlu gösterimi

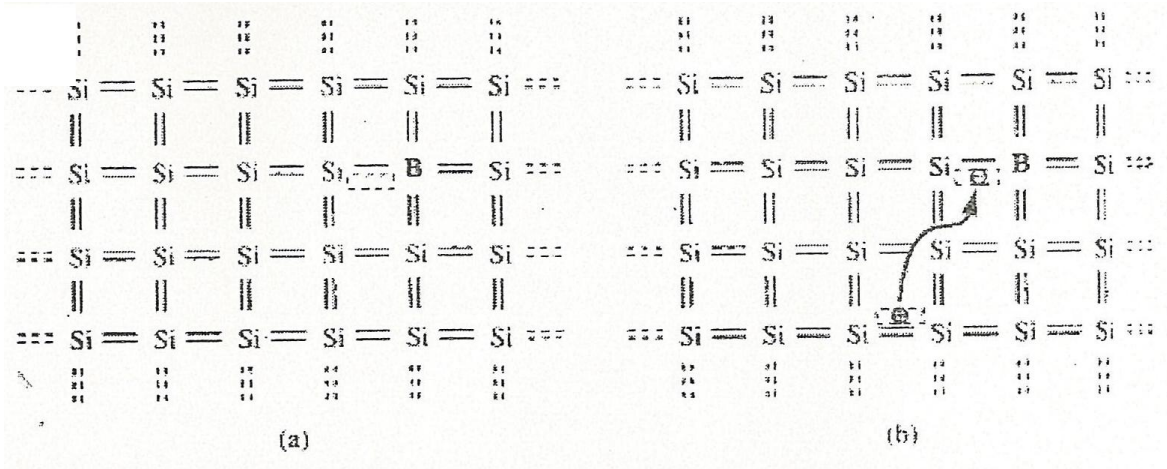
Şimdi bu örgüdeki silisyum atomlarının birinin yerine 5. Gurup elementi olan fosforu (P) yerleştirdiğimizi düşünelim (Şekil 6.). Son yörüngesinde 5 elektronu bulunan P un 4 elektronu silisyum ile bağ yapar ve bir elektron boşa kalır. Boşta kalan bu elektron atoma çok zayıf bağlıdır ve küçük bir elektrik alanla veya başka bir dış etki ile yapıdan koparak serbest hale geçer. Yarı iletken içinde serbestçe dolaşarak iletkenliğe katkıda bulunur. Bu şekilde yapıya yük taşıyıcı olarak elektron katkılanarak elde edilen yarı iletkene n-tipi yarı iletken denir. Buradaki n negatif yüklenmiş anlamında kullanılır. Bu şekilde kristal yapıya katkılanan atoma donör kirlilik atomu denir.



Şekil 6. Silisyuma(Si) Fosfor(P) katkılamının iki boyutlu gösterimi. Oluşan yapı n-tipi bir yarı iletendir.

1.3.3 p-tipi yarı iletken

n tipi yarı iletken için silisyuma 5. Gurup elementi olan bir atom eklemiştir. Simdi ise silisyuma 3. gurup elementi olan boru(B) ekleyelim. B un son yörüngesinde 3 elektronu olduğu için silisyumun 3 elektronuyla bağ yapar ve bir kovalent bağ pozisyonu boş kalır (Şekil 7.a). Bu boşluk yüksek derecede elektron yakalamaya meyilli olduğundan pozitif yüklü olduğu düşünülen bir parçacık gibi yarı iletken içerisinde serbestçe dolaşabilir. Oluşan bu yapıya İngilizcede boşluk anlamına gelen hole denir. Bu şekilde oluşturulan yarı



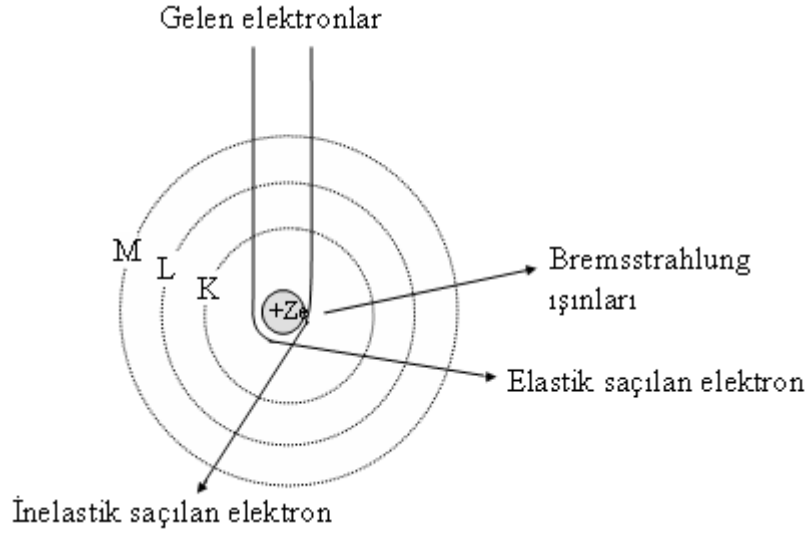
Şekil 7. (a) Silisyuma (Si) Bor (B) atomu katkılamanın iki boyutlu gösterimi. Oluşan yapı p-tipi yarı iletkendir. (b) dış etki ile holün hareketinin göstermektedir.

iletkene p-tipi yarı iletken denir. Uygulanan bir dış etki ile valans bandı içerisinde ki bu hole başka bir elektron tarafından doldurulur (Şekil 7.b) ve bu da yarı iletken içerisinde bir akım oluşmasına sebep olur. Yani holeler de yarı iletkenin elektriksel özelliğini değiştirirler.

1.4. X-Işınlarmın Oluşumu ve Enerji Seviyeleri

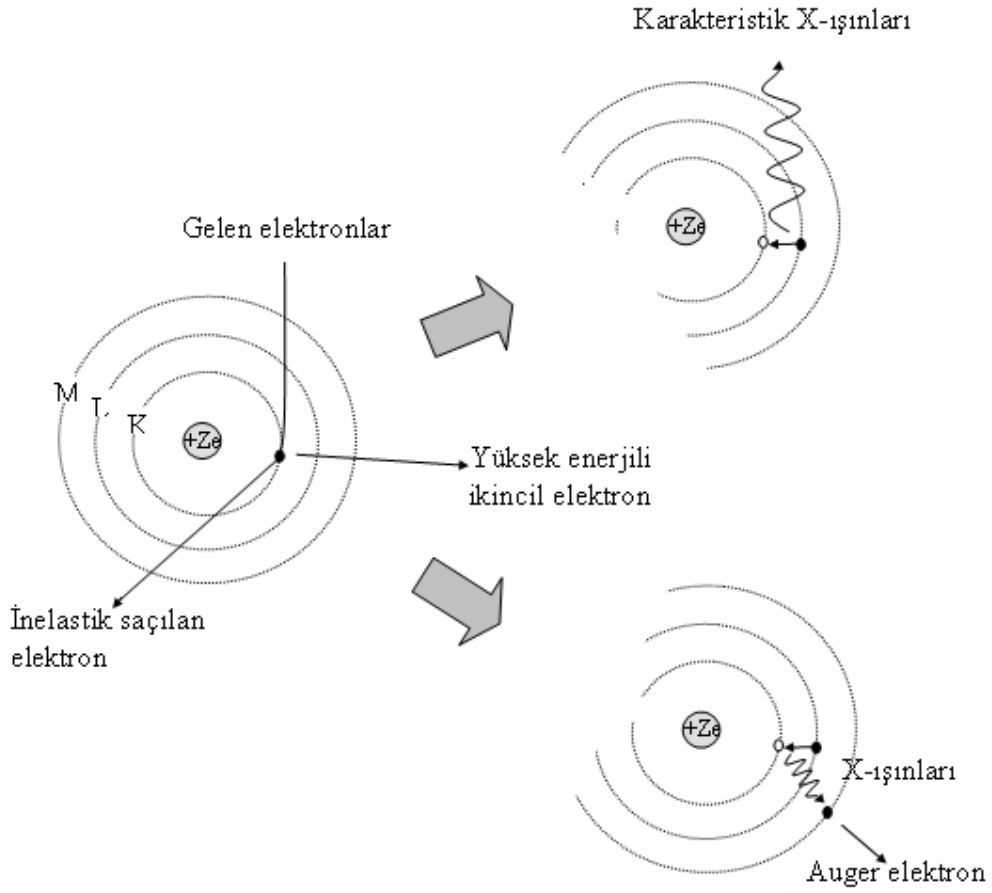
X-ışınları 10^{-5} – 10^2 Å aralığında kısa dalga boylarına sahip elektromanyetik dalgalardır. Bunlar yüksek enerjili elektronların yavaşlatılması veya atomun iç yörüngelerinde oluşan boşluklara elektron geçişlerinden meydana gelirler. Yüksek enerjili elektronların madde içerisinde adım adım yavaşlaması neticesinde meydana gelen X-ışınlarına, sürekli X-ışınları veya Bremsstrahlung ışınları adı verilmektedir. Şekil 8. de pozitif yüklü çekirdek tarafından elektronların elastik ve inelastik saçılmaya uğratılması ve

Bremsstrahlung ışınlarının üretilmesini göstermektedir. β ışınları, iç dönüşüm elektronları, Compton geri tepme elektronları ve Auger elektronları sürekli X-ışını spektrumu verirler.



Şekil 8. Elektronların elastik ve inelastik saçılması ve Bremsstrahlung ışınlarının üretilmesi.

Atomun bağlı iç yörünge elektronları, hızlandırılmış elektronlarla, protonlarla, nötron ve α -parçacıklarıyla, X-ışını tüpünden yayılan X-ışınları ile, radyoizotop kaynak tarafından yayılan fotonlarla ve sekonder X-ışınları gibi uyarıcılarla dış yörüngelere uyarılması neticesinde çekirdeğe yakın bir kabukta meydana gelen boşluk daha dış kabuklardaki elektronlarca 10^{-12} - 10^{-14} s içerisinde doldurulur. Bu geçişten bir foton yayınlanır. İç tabakalar arasındaki elektron geçişlerinden yayınlanan bu fotona, o elementin karakteristik X-ışını fotonu veya karakteristik X-ışını adı verilmektedir. Şekil 9.'da karakteristik X-ışınlarının üretilmesi ve Auger elektronunun meydana gelmesi gösterilmiştir (Baltaş, 2006).



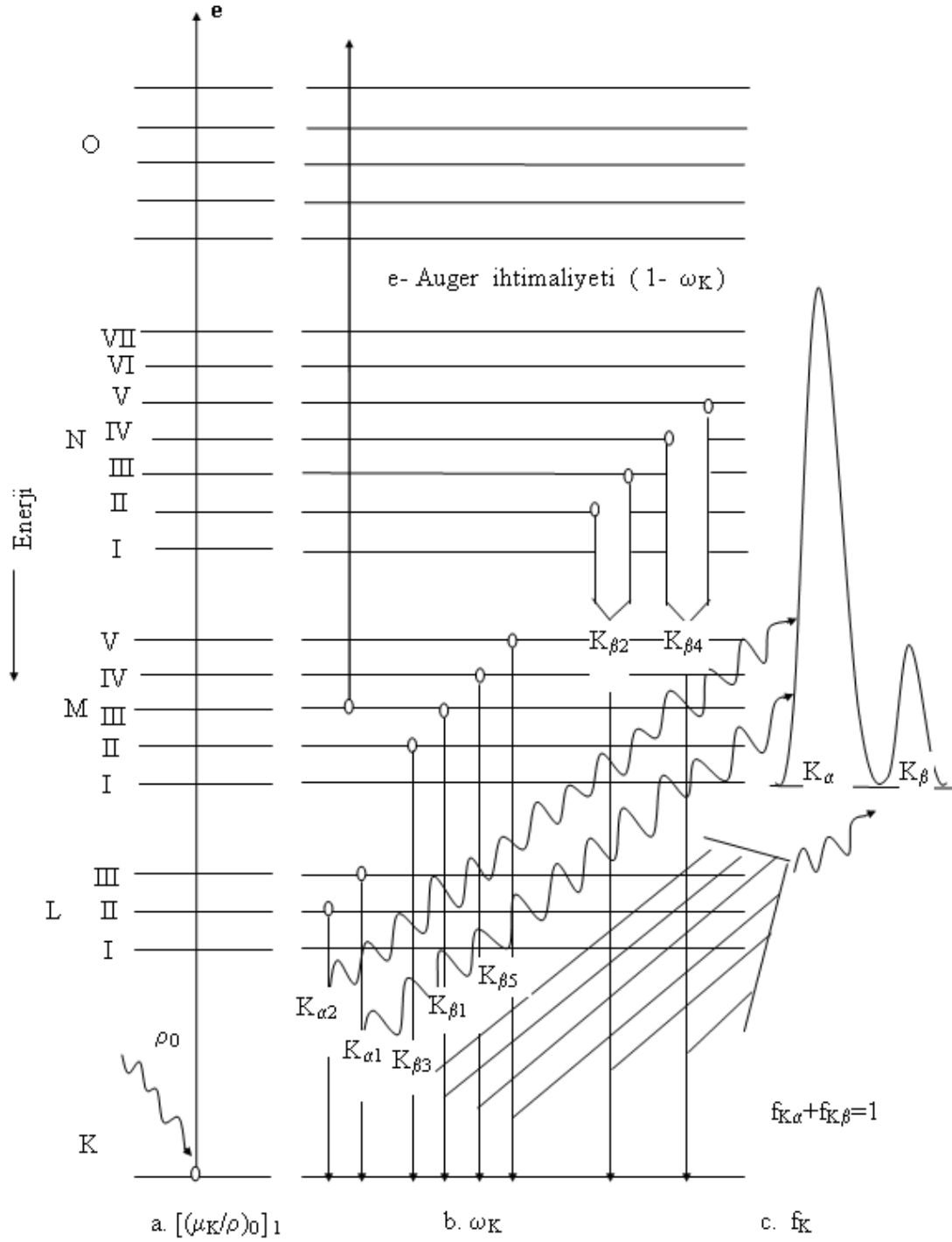
Şekil 9. Karakteristik X-ışınlarının ve Auger elektronunun meydana gelmesi

Bir foton tarafından, atomun K tabakasından bir elektron söküldüğünde meydana gelen boşluk L, M, N, \dots üst tabakalarındaki elektronlar tarafından doldurulur. Bu boşluk L tabakasından doldurulursa meydana gelen karakteristik X-ışını K_{α} , diğer üst tabaka elektronları tarafından doldurulursa K_{β} X-ışını olarak adlandırılır. L karakteristik çizgileri de benzer şekilde meydana gelir. K kabuğundaki boşluk diğer kabukların alt kabuklarındaki elektronlar tarafından doldurulduğunda yayımlanan fotonlar Siegbahn ve International Union of Applied and Pure Chemistry (IUAPC) gösterimlerine göre Tablo 1'de gösterilmiştir (Jerkins vd., 1991).

Şekil 10.'da ise atomlarda elektron geçişleri ve karakteristik X-ışını yayımlanması şematik olarak gösterilmiştir. Burada, (a.) soğurulmayı, (b.) karakteristik X-ışını yayımlanma ihtimaliyetini, (c.) herhangi bir karakteristik X-ışını çizgisinin yayımlanma yüzdesini temsil etmektedir.

Tablo 1. X-ışını diyagram çizgilerinin eski (Siegbahn) ve yeni (IUPAC) gösterimleri

| Siegbahn | IUPAC | Siegbahn | IUPAC |
|------------------|---------------------------------------|-----------------|------------------------------------|
| $K_{\alpha 1}$ | K-L _{III} | $L_{\beta 17}$ | L _{II} -M _{III} |
| $K_{\alpha 2}$ | K-L _{II} | $L_{\gamma 1}$ | L _{II} -N _{IV} |
| $K_{\beta 1}$ | K-M _{III} | $L_{\gamma 2}$ | L _I -N _{II} |
| $K_{\beta 2}$ | K-N _{III} | $L_{\gamma 3}$ | L _I -N _{III} |
| $K_{\beta 2}''$ | K-N _{II} | $L_{\gamma 4}$ | L _I -O _{III} |
| $K_{\beta 3}$ | K-M _{II} | $L_{\gamma 4}'$ | L _I -O _{II} |
| $K_{\beta 4}$ | K-N _V | $L_{\gamma 5}$ | L _{II} -N _I |
| $K_{\beta 4}''$ | K-N _{IV} | $L_{\gamma 6}$ | L _{II} -O _{IV} |
| $K_{\beta 5}$ | K-M _V | $L_{\gamma 8}$ | L _{II} -O _I |
| $K_{\beta 5}''$ | K-M _{IV} | $L_{\gamma 8}$ | L _{II} -O ₆ |
| $K_{\beta 5}'''$ | K-N _{III} | $L_{\gamma 13}$ | L _I -P _{II} |
| L_I | L _{III} -M _I | $L_{\gamma 13}$ | L _I -P _{III} |
| $L_{\alpha 1}$ | L _{III} -M _V | L_{η} | L _{II} -M _I |
| $L_{\alpha 2}$ | L _{III} -M _{IV} | L_{λ} | L _{III} -M _I |
| $L_{\beta 1}$ | L _{II} -M _{IV} | L_S | L _{III} -M _{III} |
| $L_{\beta 2}$ | L _{III} -N _V | L_t | L _{III} -M _{II} |
| $L_{\beta 3}$ | L _I -M _{III} | L_U | L _{II} -N _{IV} |
| $L_{\beta 4}$ | L _I -M _{II} | L_v | L _{II} -N _{VI} |
| $L_{\beta 5}$ | L _{III} -O _{IV,V} | $M_{\alpha 1}$ | M _V -N _{VII} |
| $L_{\beta 6}$ | L _{III} -N _I | $M_{\alpha 2}$ | M _V -N _{VI} |
| $L_{\beta 7}$ | L _{III} -O _I | M_{β} | M _{IV} -N _{VI} |
| $L_{\beta 7}$ | L _{III} -N _{VI-VII} | M_{γ} | M _{III} -N _V |
| $L_{\beta 9}$ | L _I -M _V | $M_{\xi 1}$ | M _V -N _{III} |
| $L_{\beta 10}$ | L _I -M _{IV} | $M_{\xi 2}$ | M _{IV} -N _{II} |
| $L_{\beta 15}$ | L _{III} -N _{IV} | | |



Şekil 10. Atomlarda elektron geçişleri ve karakteristik x-ışını yayımlanmasının şematik olarak gösterimi

1.5. Elektromanyetik Radyasyonun Madde ile Etkileşmesi

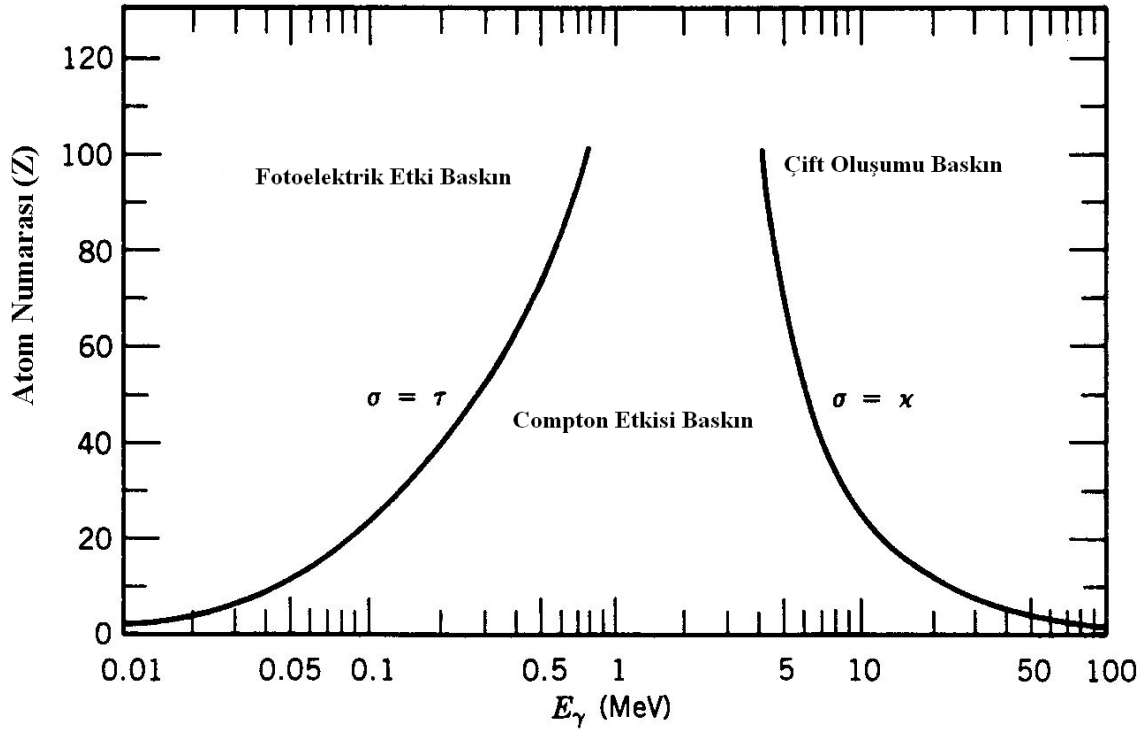
Tek renkli (monokromatik) bir X veya gama ışını demeti herhangi bir maddeden geçirilecek olursa demetin şiddetinde bir azalma olur. I_0 şiddetinde bir X veya gama ışını demetinin dx kalınlığındaki bir maddeyi geçtikten sonraki şiddeti I ise, gelen X veya gama ışını demetinin şiddeti, maddenin dx kalınlığı ve ışın demetinin içinden geçtiği maddenin cinsine bağlı olarak,

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (1)$$

ile verilmektedir. Burada μ (cm^{-1}), lineer soğurma katsayısı olup birim kalınlık başına düşen soğurulma olarak tarif edilmektedir.

1.5.1. Elektromanyetik radyasyonun soğurulması

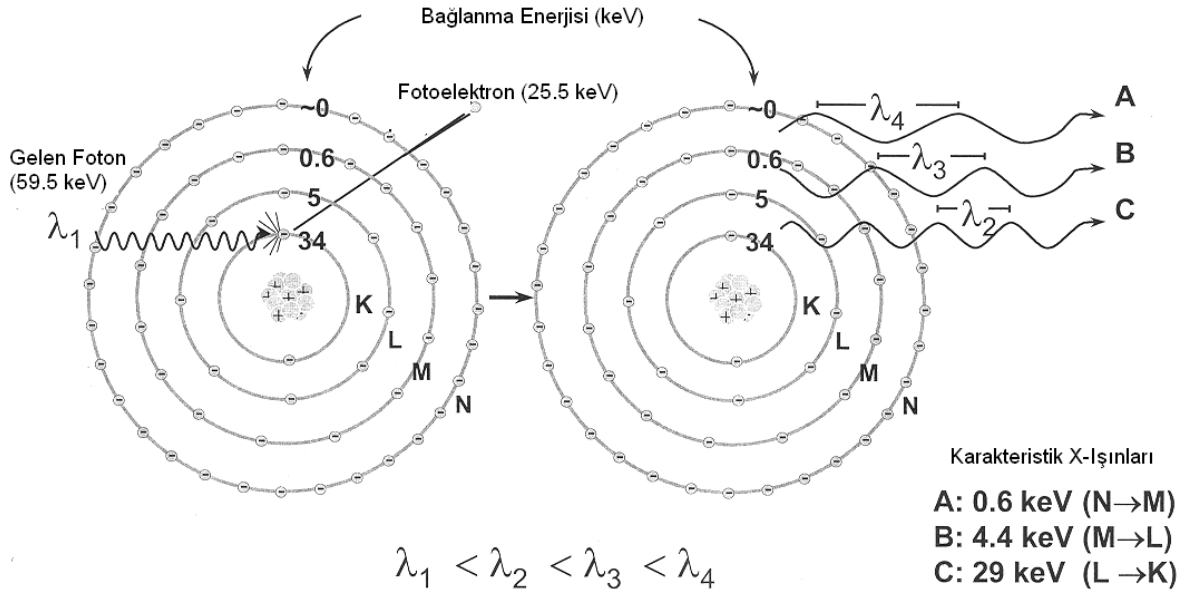
Madde içerisine giren bir foton, madde atomunun bağlı elektronları, serbest elektronları ve çekirdeği ile etkileşirler. Elektromanyetik radyasyonun soğurulması çeşitli olaylar sonucu gözlenmekle beraber bu olayların en baskın olanları fotoelektrik olay, saçılma (Compton ve Koherent) olayı ve çift oluşumdur. Bu olayların meydana gelme ihtimaliyeti foton enerjisi ile değişmektedir. Şekil 'de görüldüğü gibi, fotoelektrik olay 0,001 MeV ile 0,5 MeV arasında etkin iken, saçılma olayı 0,1 MeV ve 0,5 MeV arasında daha etkin davranır. Çift oluşum olayı ise 1,02 MeV'den başlar ve artan foton enerjisi ile artar.



Şekil 11. Elektromanyetik radyasyon etkileşmelerinin soğurucunun atom numarasına ve radyasyonun enerjisine göre değişimi

1.5.2. Fotoelektrik olay

Madde üzerine düşen fotonun madde atomunun bağlı elektronlarından bir tanesine tüm enerjisini verip bu elektronun yörüngesinden ayrılıp serbest hale gelmesi olayına fotoelektrik olay, serbest hale gelen elektrona da fotoelektron denilmektedir. Serbest bir elektron foton soğuramaz ve fotoelektron haline gelemmez. Çünkü bu durumda momentum ve enerji korunamaz. Ancak bağlı bir elektron bir foton soğurabilir ve fotoelektron haline gelebilir. Çünkü bu durumda atom geri teper ve momentum korunur. Bu işlem sırasında foton tamamen soğurulur. K kabuğu elektronlarından birinin sökülmesi ile oluşan bir fotoelektrik olay Şekil 1’de şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 12. Fotoelektrik olay

$$E_{fe} = h\nu - E_b \quad (2)$$

ile verilir. Burada E_b , K kabuğunun bağlanma enerjisi, $h\nu$ gelen fotonun enerjisidir. Fotonun $h\nu$ enerjisi elektronun bağlanma enerjisine yaklaştıkça fotonun soğurulma ihtimali artar. Fotonun $h\nu$ enerjisi E_b bağlanma enerjisinden uzaklaştıkça fotoelektrik olayın meydana gelme ihtimali azalır.

K kabuğunda oluşturulan boşluk, atomun üst tabaka elektronları tarafından doldurulur. Bu işlem sonucu, iki tabakanın bağlanma enerjileri arasındaki fark kadar enerjiye sahip bir foton yayımlanır ve bu foton karakteristik X -ışını fotonu olarak adlandırılır.

Oluşan karakteristik X -ışını her zaman atomu terk etmez, bazen bu foton atomun dış kabuklarındaki elektronlardan birisini sökerek yok olur. Bu olaya Auger olayı, sökülen elektrona da Auger elektronu denir. Böylece, meydana getirilen bir boşluk için her zaman bir karakteristik X -ışını yayımlanmaz. Meydana getirilen boşluk başına X -ışını yayımlanma ihtimali floresans verim (ω) olarak tanımlanır. Floresans verim 0 ile 1 arasında değerler alır. Küçük atom numaralı elementler için Auger elektronu yayımlanma ihtimali, büyük atom numaralı elementlerinkine oranla daha büyüktür. Büyük atom numaralı elementler için karakteristik X -ışını yayımlama ihtimali ise küçük atom numaralı elementlere göre daha büyüktür. Bunun sebebi, küçük atom numaralı atomlarda iç kabuklar arası elektron

geçişinden yayımlanan foton enerjisinin, dış kabukların soğurma kıyılarına, büyük atom numaralı elementlerinkinden çok yakın olmasıdır.

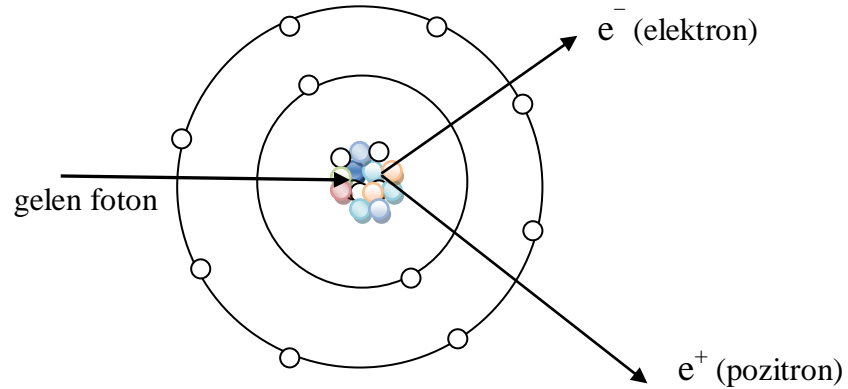
1.5.3. Çift oluşumu

Çift oluşumu, çekirdeğin etki alanına giren bir fotonun bir elektronla (e^-) bir pozitrona (e^+) dönüşmesi olayıdır.

$$\gamma \text{ fotonu} \rightarrow e^- + e^+ \quad (3)$$

Elektron ve pozitronun kütleleri birbirine eşit fakat zıt işaretlidir. Aynı zamanda bu olay çekirdek etrafında olduğundan hiçbir korunum ilkesi bozulmuş olmaz. Yani, hem yük hem çizgisel momentum ve hem de toplam enerji korunmuş olur. Bu olay

Şekil’te gösterilmiştir. Bu olay için eşik enerjisi $m_0c^2 = 0,511 \text{ MeV}$ ’dir. Bu nedenle çift oluşum olabilmesi için foton enerjisinin en az $1,02 \text{ MeV}$ olması gerekir (Bertin, 1975). Çift oluşumun karşıtı ise, bir elektron ile bir pozitronun yan yana gelerek bir foton çifti oluşturmak suretiyle yok olmasıdır. Bu olayın çekirdek etrafında olma zorunluluğu yoktur.



Şekil 13. Çift Oluşumu

1.5.4. Elektromanyetik radyasyonun saçılması

Elektromanyetik radyasyonun madde ile etkileşmesi olaylarından biri olan saçılmayı, saçılan ışının enerjisine göre koherent ve inkoherent saçılma olarak iki gruba ayırabiliriz.

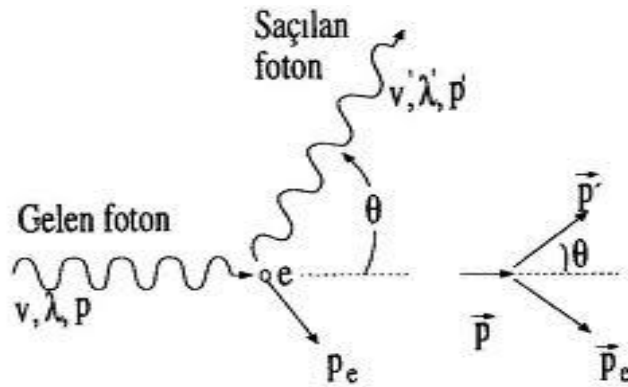
1.5.4.1. Koherent saçılma

Bir atom üzerine gelen fotonların enerji kaybı olmaksızın saçılmalarına koherent saçılma denir. Bu saçılma olayında gelen ve saçılan fotonların fazları arasında bir ilişki vardır. Atom tarafından saçılan radyasyonun toplam şiddeti her bir elektron tarafından saçılan radyasyonun genliklerinin toplamından faydalanılarak bulunur. Koherent saçılma olarak adlandırılan dört tip saçılma vardır. Bunlar Rayleigh saçılması, Delbrück saçılması, nükleer rezonans saçılma ve nükleer Thomson saçılmasıdır.

1.5.4.2. İnkohherent saçılma (Compton saçılması)

Gelen foton ile saçılan foton arasında enerji farkı meydana geliyorsa bu tür saçılmaya inkohherent saçılma denir. Yani gelen ve saçılan fotonların dalga boyları ve fazları birbirinden farklıdır. İnkohherent saçılma, Compton saçılması, Raman saçılması ve Nükleer saçılma olmak üzere üç gruba ayrılır. Bunların arasında en etkin olanı Compton saçılmasıdır.

Compton saçılması, ışığın tanecikli yapıda olduğunu gösteren ilginç olaylardan biridir. Bu saçılmada, bir fotonun genellikle başlangıçta durgun olan serbest elektronlardan veya bağlanma enerjisi, foton enerjisine kıyasla küçük olan elektronlardan enerji kaybetmesi olarak bilinir. Bu işlemde, gelen foton serbest bir elektronla etkileşerek daha düşük bir enerji ile saçılır ve geri kalan enerji geri tepen elektron tarafından alınır. Bir atomda elektronlar gevşekçe bağlı ve gelen fotonların enerjileri nispeten büyük olduğunda, fotonların atomun bağlı elektronları tarafından saçılmalarını da Compton saçılması olarak düşünebiliriz. Bu olay Şekil 'te gösterilmiştir.



Şekil 14. Compton saçılması

Enerji ve momentumun korunumu bağıntılarını ve enerjinin rölativistik eşitliği kullanıldığında,

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\varphi) \quad (4)$$

ifadesi elde edilir. Burada $\Delta\lambda=\lambda'-\lambda$ saçılan ve gelen fotonun dalga boyları arasındaki farktır. h Planck sabiti, m_0 elektronun kütlesi, c ışık hızı ve φ ise fotonun saçılma açısıdır. $h/m_0c = 2,43 \times 10^{-13}$ m ise Compton dalgaboyu olarak adlandırılmaktadır.

Saçılan fotonun enerjisi,

$$E' = \frac{E}{1 + \alpha(1 - \cos\varphi)} \quad (5)$$

ifadesiyle verilir. Geri tepen elektronun kinetik enerjisi ise

$$K = \frac{\alpha E(1 - \cos\varphi)}{1 + \alpha(1 - \cos\varphi)} \quad (6)$$

ile verilir. Burada E gelen foton enerjisi, $\alpha=E/m_0c^2$ olup ince yapı sabitidir. Gelen foton, saçılan foton ve geri tepen elektron daima bir düzlemde olduğundan θ ve φ arasındaki bağıntı ise

$$\cot\varphi = (1 + \alpha)\tan\frac{\theta}{2} \quad (7)$$

ifadesi ile verilir. Burada θ , geri tepen elektronla gelen fotonun yönü arasındaki açıdır.

Fotoelektrik olay genellikle K ve L tabakalarına ait elektronlarda baskın olmasına rağmen, Compton olayı dış tabaka elektronlarında daha baskındır. Compton saçılması, elektronun bağlanma enerjisinin, gelen fotonun enerjisi yanında ihmal edilecek kadar küçük olduğu durumlarda baskın olarak meydana gelir.

1.6. Tesir Kesiti

A yüzeyine sahip ve dx kalınlığına sahip ince bir levha madde üzerine I şiddetiyle gelmekte olan bir foton demeti düşünelim. Bir foton ince levhadan geçerken atomlardan birine çok yaklaşmışsa bu atom tarafından fotonun bir miktar yutulma ya da saçılma şansı

vardır. σ bir atomu kuşatan etkin alan olduğunu varsayalım. Eğer gelen parçacık bu alana düşerse bir atomik dönüşümü oluşacak demektir. Levhanın birim hacmi başına n tane hedef atomu olsun. Varsayalım ki, levha o kadar ince olsun ki, hiçbir atom öteki atom üzerine binmesin ve böylece her birinin gelen parçacıkla aynı ölçüde etkileşme ihtimali olsun.

$n \cdot dx =$ birim yüzey başına düşen atom sayısı

$A \cdot n \cdot dx =$ A alanındaki toplam atom sayısı

olmak üzere her bir atom σ etkin alanıyla katıldığından bir atomik reaksiyonu için olanaklı olan toplam etkin alan

$$A \cdot n \cdot \sigma \cdot dx \quad (8)$$

ifadesiyle verilir. Etkin alan kesiti F ise

$F =$ toplam etkin alan/ toplam yüzey alanı

$$F = A \cdot n \cdot \sigma \cdot dx / A = n \cdot \sigma \cdot dx \quad (9)$$

böylece şiddetteki dI değişimi;

$$\frac{dI}{I} = n \cdot \sigma \cdot dx \quad (10)$$

$$I = I_0 \exp(n \cdot \sigma \cdot dx) \quad (11)$$

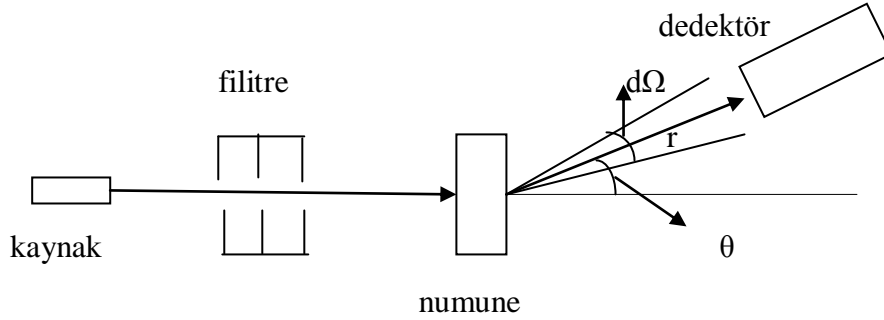
elde edilir. Hedef malzemenin bir tek atomu ve gelen hüzmenin bir tek fotonu başına etkileşme sayısı olarak da adlandırılan σ , mikroskopik tesir kesiti adını alır ve birimi barn dır ve $n \cdot \sigma$ makroskopik tesir kesiti olup buna liner kütle soğurma katsayısı denir. Böylece (11) denklemi,

$$I = I_0 \exp(\mu \cdot dx) \quad (12)$$

şeklinde yazılabilir.

1.6.1 Diferansiyel tesir kesiti

Fiziğin başlangıç zamanlarında gezegenlerin hareketi problemi iki cisim problemi olarak kendini göstermiştir. Bununla beraber iki cisim problemi bağlı durumlar da olduğu kadar bağlı olmayan durumlara sahip sistemler hakkında oldukça geniş bilgiler vermiştir. Modern fizikte bağlı olmayan durumların çalışılması oldukça büyük öneme sahiptir. İki cismin birbirinden saçılması, bunların karşılıklı etkileşimi ve yol parametresi hakkında bilgi verir. Bu konudaki çalışmalar genellikle, atomlar, moleküller, çekirdek ve parçacık fiziği üzerinedir. Saçılma prosesleri mikroskopik bölgede kuantum mekaniği ile incelenir. Saçılma prosesleri hakkında birçok bilgi klasik mekanikle de elde edilebilir. Öyle ki bunlar kuantum mekanik hesaplamalarla da doğrulanabilir. Klasik saçılma deneyi aşağıdaki şekilde gibidir (Şekil 15).



Şekil 15. Klasik saçılma deneyinin şematik bir gösterimi

Dedektörde sayılan parçacık sayısı hedefin cinsine, radyasyon enerjisine, saçılma yönüne, özel deney şartları, örneğin dedektör genişliğine, hedef-dedektör mesafesine, saçıcı merkezlerin sayısı gibi parametrelere bağlıdır.

Burada I gelen demetin şiddeti, n saçıcı merkezlerin sayısı, $d\Omega$ katı açı olup dedektörle hedef arasındaki mesafe r , dedektör alanı A olmak üzere $d\Omega = \frac{A}{r^2}$ dir. Bu ifadeyi şu şekilde yazabiliriz.

$$d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi \quad (13)$$

Burada ϕ azimütal açıdır. Küresel koordinatlarda yüzey elemanı

$$ds = r^2 \sin\theta d\theta d\phi \quad (14)$$

şeklinde yazılabilir. Çünkü θ 'nin artışı $r d\theta$, ϕ 'nin artışı $r \sin\theta d\phi$ artışını getirir.

Diferansiyel tesir kesitinin birimi barn dir. Tesir kesiti birimleri için dönüşüm yani çevirme faktörü (Ç.F) aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$\text{Ç.F} = \frac{N_A}{M} 10^{-24} \quad (15)$$

Burada N_A Avagadro sayısı M rölatif atom ağırlığıdır.

$$1\text{Barn} = 10^{-28}\text{m}^2$$

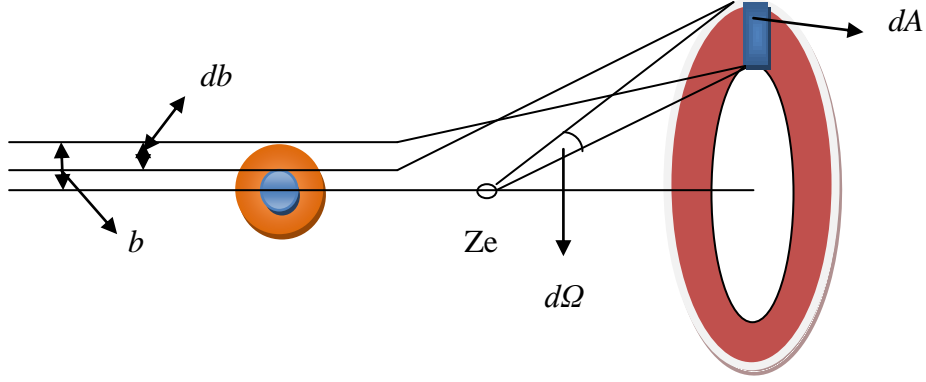
Genellikle diferensiyel tesir kesiti azimütal açıdan bağımsızdır. Dolayısıyla:

$$d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi = 2\pi \sin\theta d\theta \quad (16)$$

şeklinde yazılabilir. Bu ifadede de gerekli düzenlemeler yapılırsa

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = 2\pi \sin\theta \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (17)$$

şeklinde yazılabilir. Saçılma açısı belli enerjide fix edilmiş parçacıklar için sadece çarpışma parametresine bağlıdır. Çarpışma parametresi uyarıcı parçacıkların geliş doğrultusuna dik hedefteki saçıcı merkezle saçılmanın olduğu maximum mesafedir. Bu yüzden saçılma açısı b çarpma parametresinin fonksiyonudur. Şekil 16' ya bakarsak



Şekil 16. Diferansiyel tesir kesiti için bir gösterim

db kesitli halkadan gelen parçacıkların sayısı, birim kesitten gelen parçacık sayısı I ile kesit alanının çarpımıdır. Dolayısıyla

$$dN = I 2\pi b db \quad (18)$$

$$dN = I 2\pi b \frac{db}{d\theta} d\theta \quad (19)$$

Katı açı içinden saçılan parçacıkların saçıldığı çemberin yarıçapını bir birim kabul edersek

$$2\pi \sin\theta d\theta / 2\pi = \sin\theta d\theta \quad (20)$$

olur. Tüm bu dA ' lar şekildeki halkanın tamamını oluşturacaktır. Böylece

$$dA = 2\pi \sin\theta d\theta \quad (21)$$

Birim zamanda katı açı içine saçılan parçacık sayısı:

$$n I 2\pi b \frac{db}{d\theta} d\theta \quad (22)$$

şeklinde yazılabilir. Bu ifade (17) denkleminde kullanılırsa;

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{nI2\pi b \frac{db}{d\theta} d\theta}{d\Omega nl} \quad (23)$$

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = 2\pi b \frac{db}{d\theta} \quad (24)$$

Böylece diferansiyel saçılma tesir kesitini çapma parametresine bağlanmış olur.

1.7. Soğurma

Belli bir enerjiye sahip fotonlar Z atom numaralı bir maddeyle etkileştiğinde bu fotonların bir kısmı maddenin diğer tarafına geçerken bir kısmı ise soğurulur. Bu soğurma olayı fotonların soğurucu maddenin atomları ile etkileşmesi sonucu oluşur ve genellikle iki farklı yolla gerçekleşir.

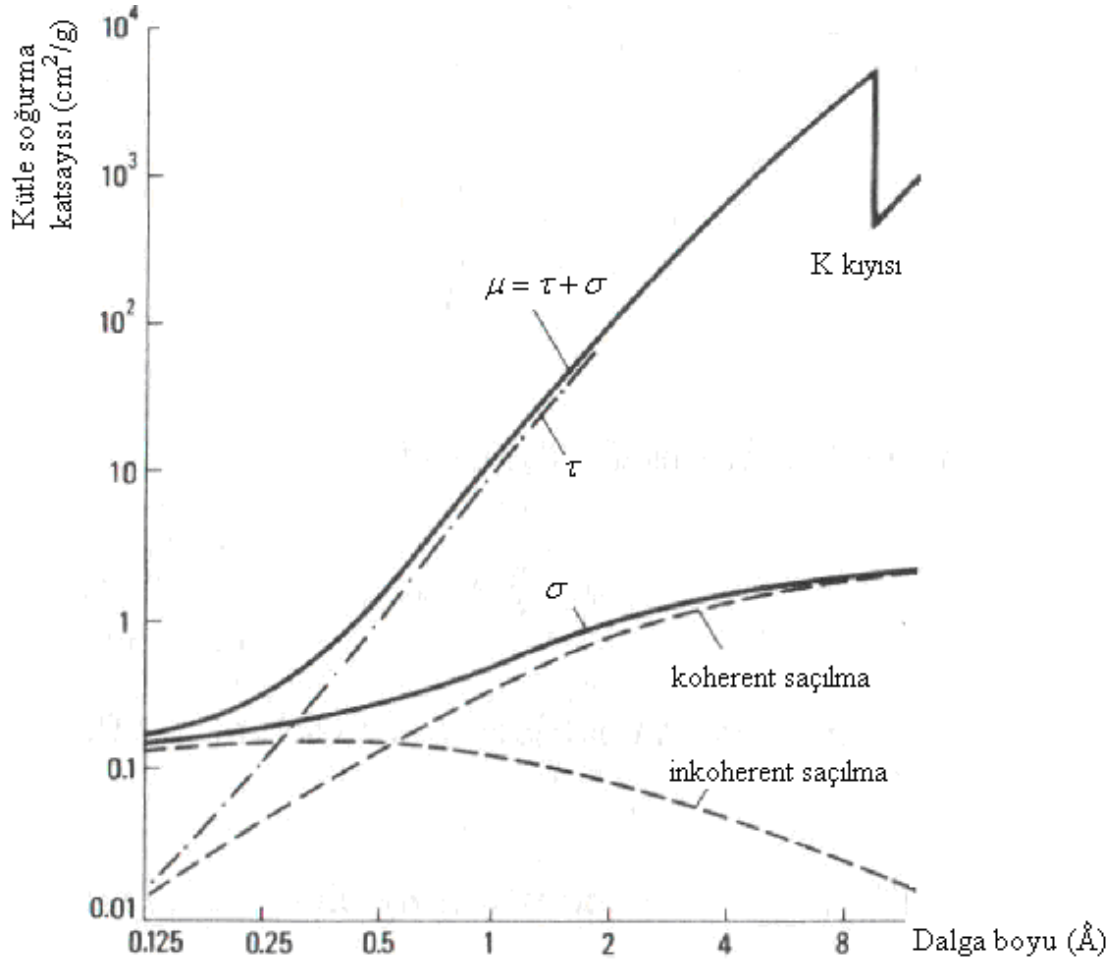
a) Gerçek soğurma diye adlandırdığımız fotoelektrik soğurma.

b) Fotonların atomlardan saçılması ile gerçekleşen soğurma.

Bu etkiler dikkate alındığında toplam soğurma katsayısının,

$$\mu = \tau + \sigma \quad (25)$$

şeklinde olması gerektiği açık bir şekilde görülmektedir. Burada τ fotoelektrik soğurma katsayısı iken, σ ise saçılma soğurma katsayısıdır.



Şekil 17. Mg'nün kütle soğurma katsayılarının dalga boyu ile değişimi

0,1 keV ile 100 keV aralığındaki enerji bölgesinde fotoelektrik soğurma katsayısı saçılma soğurma katsayısından çok daha büyüktür ve toplam soğurma katsayısına katkısı % 95'in üzerindedir. Bundan dolayı bu enerji aralığında yapılan deneylerde elde edilen fotoelektrik soğurma katsayısı sonuçları toplam soğurmaya yeteri kadar yansıtmaktadır. Magnezyum elementinin kütle soğurma katsayısının dalga boyu ile değişimini gösteren grafik Şekil'de verilmektedir. Grafikte, yukarıda bahsettiğimiz enerji aralığına karşılık gelen dalga boylarında toplam soğurmaya fotoelektrik etkinin ve saçılmanın katkıları açık bir şekilde görülmektedir (Tertian ve Claisse, 1982).

1.7.1 Lineer soğurma katsayısı

Soğurma olayı ilk kez Röntgen tarafından izah edilmiştir. Buna göre, I_0 şiddetli bir fotonun (X-ışını, gama ışını, vs.) soğurucu bir maddenin dx kalınlığındaki sonsuz ince bir

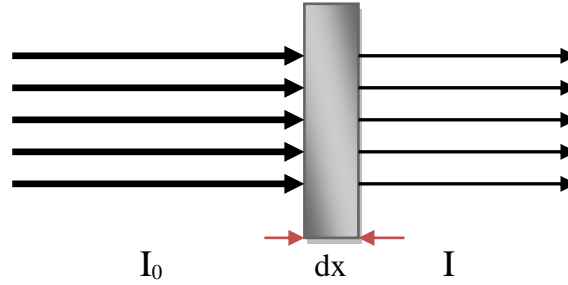
tabakasından geçerken şiddetinde dI kadar bir azalma olur (Şekil 18.) ve bu azalma soğurucunun kalınlığı ile orantılıdır.

$$dI \propto I dx \quad (26)$$

$$dI = -\mu I dx \quad (27)$$

$$dI_0/I = -\mu dx \quad (28)$$

Burada μ (cm^{-1}) lineer soğurma katsayısıdır ve birim kalınlık başına düşen enerji soğurma kesri olarak tanımlanır.



Şekil 18. Elektromanyetik radyasyonun dx kalınlıklı bir maddeden geçerken soğurulması

Lineer soğurma katsayısı, soğurucunun atom numarasına (Z) ve gelen fotonun enerjisine bağlıdır. Denklem (28)'in sonlu bir x kalınlığı üzerinden integralini alırsak,

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\int_0^x \mu dx \quad (29)$$

$$\ln I - \ln I_0 = -\mu x \quad (30)$$

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (31)$$

Lambert Beer yasası olarak bilinen ifade elde edilmiş olur. Buradan da lineer soğurma katsayısı,

$$\mu = x^{-1} \ln(I_0 / I) \quad (32)$$

olarak bulunur.

1.7.2 Kütle soğurma katsayısı

Fotonların soğurulmasında soğurucu ortamın kalınlığının yanı sıra yoğunluğu da soğurmanın bir ölçüsüdür. Örneğin sıvı cıvanın 1 mm uzunluğunda X-ışınının soğurulması, buhar halindeki cıvadaki (aynı mesafe için) soğurulmadan çok daha büyüktür. Bu nedenle soğurucu maddeyi onun yoğunluğundan bağımsız olan kütle soğurma katsayısı ile belirtmek daha faydalı olur. Denklem (32)'yi yeniden düzenlersek,

$$I = I_0 e^{-(\mu/\rho)\rho.x} \quad (33)$$

şeklinde olur. Burada μ/ρ kütle soğurma katsayısı (cm^2/g) olarak adlandırılırken, $\rho.x$ ifadesi ise soğurucunun d (gr/cm^2) yüzey yoğunluğudur. Bu ifadeleri denklem (33)'de yerine yazarsak,

$$I = I_0 e^{-(\mu/\rho).d} \quad (34)$$

eşitliği elde edilir. Denklem (34)'ü yeniden düzenlersek, kütle soğurma katsayısı için,

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{d} \ln\left(\frac{I_0}{I}\right) \quad (35)$$

ifadesini elde etmiş oluruz. Çeşitli deneysel düzenlemeler ve tekniklerden (μ/ρ) elde edilebilir. Özellikle son zamanlarda kristolografide ve dalgaboyu değişiminde, Hubbell ve Creagh tarafından uygulandı ve değerlendirildi (Creagh ve Hubbell, 1987). Bu, kristografi için uluslararası tablolarda yeni tablolara yol gösterdi (Creagh ve Hubbell, 1992). Daha sonraları (μ/ρ) Gerward tarafından yeniden incelendi (Gerward, 1993). Ölçülmüş verilerin günün ihtiyaçlarına uygun hale getirilmiş bir bibliyografisi Hubbell tarafından verilmektedir (Hubbell, 1994).

$$\frac{\mu}{\rho} = \sigma_{top} \frac{N_A}{(UA)} \quad (36)$$

N_A Avogadro sayısı ($6,022045 \times 10^{23}$ mol⁻¹), U atomik kütle birimi, A ise hedef atomun atomik kütlesi ile ilgili büyüklük ve σ_{top} fotonla bir etkileşme için toplam tesir kesitidir. Toplam tesir kesiti başlıca foton etkileşmelerinden gelen katkıların toplamı gibi yazılabilir.

$$\sigma_{top} = \sigma_{pe} + \sigma_{coh} + \sigma_{incoh} + \sigma_{pair} + \sigma_{trip} + \sigma_{ph.n.} \quad (37)$$

Burada σ_{pe} atomik ışık etkisi tesir kesiti, σ_{coh} ve σ_{incoh} koherent (Rayleigh) ve inkoharent (Compton) saçılma tesir kesiti, σ_{pair} ve σ_{trip} çekirdeklerin ve atomik elektronların alanlarında elektron-pozitron oluşumu için tesir kesitleridir, $\sigma_{ph.n.}$ ise fotonükleer tesir kesitidir.

Atomik çekirdekler tarafından fotonun fotonükleer soğurması, fotonlarla veya daha çok nötronlarla birinin dışarı atılmasında en iyi sonuç verir. Bu etkileşme hedef çekirdeğe düşen dev rezonans bölgesini kapsayan 5 ve 40 MeV arasında herhangi bir yerde meydana gelen oldukça dar bir enerji bölgesinde toplam foton etkileşme tesir kesiti için %5-10 kadar katkıda bulunabilir. Bu etkileşmenin etkileri toplam soğurma katsayısı ölçümlerinde gözlenebilir. Kütle soğurma katsayısı lineer soğurma katsayısının soğurucunun özgül ağırlığına bölümüne eşittir. Gelen radyasyonun şiddetindeki azalmadan bahsettiğimizde radyasyonun zayıflaması veya zayıflatılması, etkileştiği maddede terk edilen enerjiden bahsettiğimizde de soğurulma terimi kullanılır.

1.7.3. Karışımlar ve bileşikler için kütle soğurma katsayısı

Birçok karışım ve bileşik için (μ/ρ) kütle soğurma katsayısı eşitlik (38) ile hesaplanır.

$$(\mu/\rho)_c = \sum_i w_i (\mu/\rho)_i \quad (38)$$

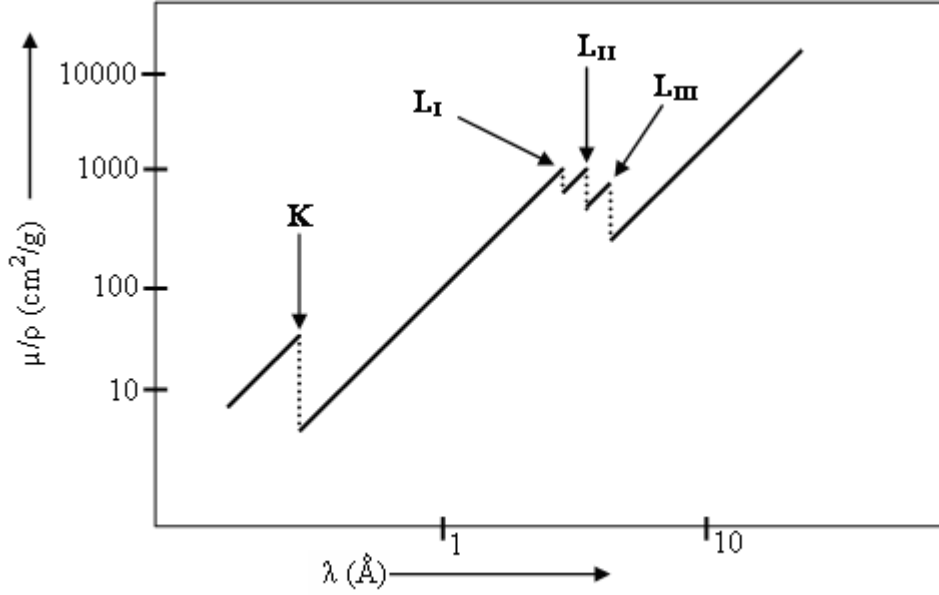
Burada w_i i. atomik yapının ağırlığı ile ilgili değerdir. $(\mu/\rho)_i$ değerleri Hubell ve Seltzer'den alınmıştır (Hubbel ve Seltzer, 1995).

1.7.4. Soğurma kıyıları

Herhangi bir element veya bileşiğin kütle soğurma katsayısı, soğurulan X ve gama ışınlarının enerjisiyle veya dalga boyuyla değişir. Kütle soğurma katsayısının seçilen herhangi bir soğurucu için dalga boyuna karşı grafiği çizilirse beklenildiği gibi daha uzun veya yumuşak dalga boyuna doğru genel bir artış gösterecektir (Şekil). Aslında bu değişim sürekli değildir ve sürekliliğin bozulduğu bu kırılma aralıkları soğurma kıyıları olarak adlandırılır. Kıyılar arasında kütle soğurma katsayıları ile dalga boyu arasında aşağıdaki gibi bir ilişki vardır.

$$\frac{\mu}{\rho} = K\lambda^u Z^v \quad (39)$$

Burada K , u ve v sabitlerdir. K 'nın değeri her bir soğurma kıyısında değişir. u ve v , λ ve Z 'nin belli bir yere kadar fonksiyonlarıdır ve yaklaşık olarak değerleri sırasıyla 3 ve 4'tür.

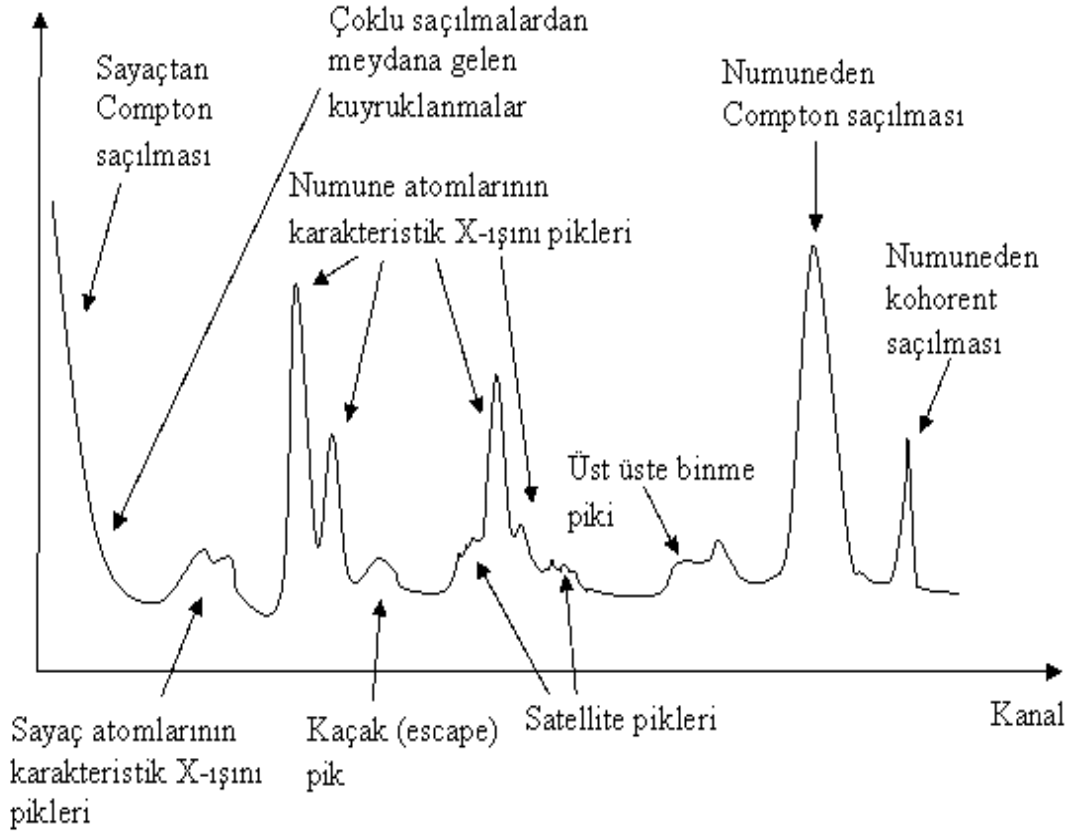


Şekil 19. Kütle soğurma katsayısının dalga boyuna göre değişimi

Bazı kütle soğurma katsayılarını özellikle uzun dalga boylu X-ışını radyasyonu ya da radyasyonun büyük bir kısmını çok kısa mesafesinde soğuran ağır soğurucular için ölçmek oldukça zordur. Bu yüzden soğurma katsayılarını deneysel ölçümlerin daha uygun olan bölgelerden ekstrapolasyonla hesaplamak gereklidir (Çelik, 2006).

Her bir elementin soğurma kıyıları ile karakteristik spektrumları arasında açık bir ilişki vardır. En yüksek enerji çizgisi normal olarak K spektrumunda bulunur. Açık bir şekilde ifade etmek gerekirse, bir atomda verilen bir seviyeden elektron sökebilmek için gerekli maksimum dalga boyu (minimum foton enerjisi) o elementin o seviyedeki soğurma kıyısı olarak bilinir. Her element uyarma potansiyeli sayısınca soğurma kıyısına sahiptir. Her element için soğurma kıyısı, çekirdeğe yaklaştıkça azalır.

1.8. X-Işını Spektrumlarının İncelenmesi



Şekil 20. İdeal bir X-ışını spektrumu

Şekil 20’de görüldüğü gibi X-ışını spektrometresiyle elde edilen bir spektrumda, incelenen elementin karakteristik piklerinden başka piklerde meydana gelebilir. Bu pikler ve neden oluştukları aşağıda açıklanmaktadır.

1.8.1. Kohorent saçılma pikleri

Uygun bir deney geometrisiyle uyarıcı kaynaktan çıkan birincil fotonların doğrudan doğruya sayacı görmeleri önlenemesine rağmen spektrumda uyarıcı kaynak ışınlarının enerjilerine karşılık gelen enerjide spektrum pikleri meydana gelmektedir. Bu pikler kaynak ışınlarının numuneden kohorent bir şekilde yani enerjilerini kaybetmeden aynı fazlı olarak saçılması neticesinde meydana gelmektedir.

1.8.2. Compton pikleri

Uyarıcı kaynaktan çıkan ve numuneden Compton saçılmasına uğrayarak bir miktar enerji kaybeden fotonlara ait pik, kohorent saçılma pikinin düşük enerji bölgesinde meydana gelir. Numunenin iç kısmında meydana gelen karakteristik X-ışınlarının da bir veya birkaç Compton saçılmasına uğramaları mümkündür. Ayrıca sayaca ulaşan fotonlar da sayaç kristalinde Compton saçılmasına uğrayabilirler. Numune ve sayaçtaki saçılmalarından ve sayaçtaki tuzaklamalardan dolayı gerek Compton pikinin gerekse diğer piklerin düşük enerjili yamaçları, yüksek enerjili yamaçlarına kıyasla daha az diktir. Sayaçta meydana gelen Compton saçılmasından dolayı spektrumun en düşük enerjili kısmında yüksek temel saymalı bir bölge meydana gelir.

Bununla birlikte yine sayaç içi Compton'larından, üst üste binmelerden ve tamamlanmamış yük toplanmalarından dolayı spektrumda bir baştan diğer başa bir temel sayma meydana gelir.

1.8.3. Karakteristik X-ışını pikleri

Uyarılma sonucu numuneden yayımlanan karakteristik X-ışını pikleri, kolimatör ve kaynak maddesinin karakteristik X-ışını piklerine bağlı olarak koherent saçılma tepesinin düşük enerjili tarafında meydana gelir. Dedektöre gelen X-ışınları, ölü tabakadaki sayaç atomlarını uyarabilir. Buradan yayımlanan sayaç atomlarının karakteristik çizgileri, numuneden gelenler gibi sayılırlar ve sayaç maddelerinin karakteristik çizgileri olarak kaydedilirler.

1.8.4. Auger pikleri

Uyarılmış bir atomun yayımladığı karakteristik X-ışını yine aynı atomun daha dıştaki kabuklarından elektron sökebilir. Numunenin Auger elektronlarının spektrumu soğurulan X-ışını tepesinin düşük enerji kısmında yer alır. Bu olay elektronları daha az bağlanma enerjisi ile bağlı bulunan düşük atom numaralı elementlerde, büyük atom numaralılarından daha da çok meydana gelir.

1.8.5. Üst üste binme (Pile-Up) pikleri

İki foton aynı anda veya elektronik sistemin puls ayırma zamanından daha kısa bir zaman aralığı ile sayaca gelirse sistem bu iki foton için tek puls verir. Bu pulsün büyüklüğü bunu meydana getiren foton pulslarının ayrı ayrı büyüklüklerinin toplamına; iki puls

arasındaki zaman ne kadar küçükse o kadar yaklaşır. İkinci veya daha yüksek mertebelerden de üst üste binme etkileri, keskin piklerin genişlemesine ve kaymasına sebep olur.

1.8.6. Kaçak (Escape) pikler

Sayaca gelen herhangi bir foton sayaç atomunun iç kabuklarından bir elektron sökünce bu fotoelektron elektron-hole çiftleri meydana getirerek ilerlerken bu atomun kendi karakteristik X-ışını da yayımlanır. Eğer bu olay sayaç yüzeylerine yakın bölgelerde olursa bu karakteristik ışın başka etkileşimlere girmeden sayaçtan kaçabilirler. Dolayısıyla sayaç gelen fotonu geliş enerjisinden daha düşük enerjili bir foton olarak sayar. Böylece oluşan kaçak pikler asıl piklerin düşük enerjili tarafında yer alırlar.

Kaçak pik alanının asıl pik alanına oranı, asıl piklerin düşük enerjili bölgelerinden sayaç maddesinin soğurma kıyılarına yaklaştıkça artar.

1.8.7. Satellite pikler

Auger olayının bir başka neticesi de geride kalan iki kere iyonlaşmış, yani iç kabuklarında iki boşluk oluşmuş bir atomdur. Atomda önce K kabuğunda bir boşluk oluştuğunu, bunun L 'den gelen elektronla doldurulduğunu ve bu esnada K_{α} fotonunun yayımlandığını, bu fotonun L kabuğundan bir başka elektron koparmasıyla Auger olayının vuku bulunduğunu düşünelim. Böylece L kabuğunda iki boşluk oluşur. İki kere iyonlaşmış atom sadece Auger olayında meydana gelmez. Birincil ya da ikincil fotonlarla veya elektronlarla da atom aynı anda iki kere iyonlaştırılabilir. Ancak bir X-ışını halinin yarı ömrünün $\sim 10^{-16}$ s gibi çok kısa ve uyarıcı demetteki elektron yoğunluğunun hedef atomdakine kıyasla az olmasından dolayı elektronlarla iyonlaştırmada, aynı atom için ard arda iki kez çarpışma ve iki kez iyonlaşmış halde bulunma hemen hemen mümkün değildir. İki kere iyonlaşmış atomlardan yayımlanan çizgilerin dalga boyları, bir kere iyonlaşmış atomlardan yayımlanan çizgilerin dalga boylarından birazcık farklıdır. Bu tür çizgiler Satellite veya non-diyagram çizgileri olarak adlandırılmaktadır.

1.9. Dedektörler

Hemen hemen tüm dedektörler bir dönüştürücü gibi çalışırlar. Yani aldıkları veya üzerlerine gelen fotonlara karşı elektriksel bir tepki oluştururlar. İnsanoğlu oluşturulan bu tepkiyi doğrudan veya dolaylı yollarla uygun formlara getirerek analiz eder. Dedektörler

bu işlevlerini üç yolla yaparlar. Bunlar (1) foto dedektörler (2) termal dedektörler (3) koharent alıcılardır.

1.9.1. Foto dedektörler

Foto dedektörler yalnızca fotonlara doğrudan tepki verirler. Sorgulan bir foton dedektörde bir veya daha fazla bağlı yük taşıyıcısını serbest bırakır. Bu yükler maddedeki elektrik akımını değiştirebilirler, çıkış yükselteci doğrudan hareket ettirebilirler veya kimyasal bir değişimi doğurabilirler. Foto dedektörler infrared bölge, görünür bölge, X-ışını bölgesi ve ultraviyole bölgede kullanılırlar.

1.9.2. Termal dedektörler

Termal dedektörler fotonları soğururlar ve onların enerjilerini termalize ederler. Birçok durumda bu enerji geçen elektrik akımının bir modülasyonu ile sonuçlanan dedektör materyalinin elektriksel özelliklerini değiştirir. Termal dedektörler çok geniş bir spektrumda kullanılırlar. Fakat en yaygın olarak kullanıldıkları bölgeler infrared bölge ve kısa dalgaboylu (submillimeter) bölgelerdir.

1.9.3. Koharent alıcılar (Coherent receivers)

Koharent alıcılar gelen sinyalin elektrik alan gücüne karşılık verir ve gelen foton hakkında bilgi saklayabilirler. Koharent bölgede bir osilatörden gelen elektrik alan ile gelen fotonun elektrik alanının girişimiyle çalışırlar. Bu cihazlar ilk olarak radyo ve kısa dalgaboyu bölgelerde bazen de infrared bölgede kullanılırlar.

1.9.4. Perforans karakteristiği

İyi dedektörler gelen fotonların veya elektromanyetik dalgaların oldukça geniş bir bilgisini sunabilirler. Dedektörlerdeki parametrelerin farklılığı bu amaçla ilişkilidir. İyi bir dedektörde olması gereken parametreler şu şekilde sıralayabiliriz (Reike, 2003).

- 1- Spektral tepki
- 2- Spektral bant genişliği
- 3- Doğrusallık
- 4- Dinamik alan
- 5- Kuantum verimlilik
- 6- Gürültü

7- Görüntü özellikleri

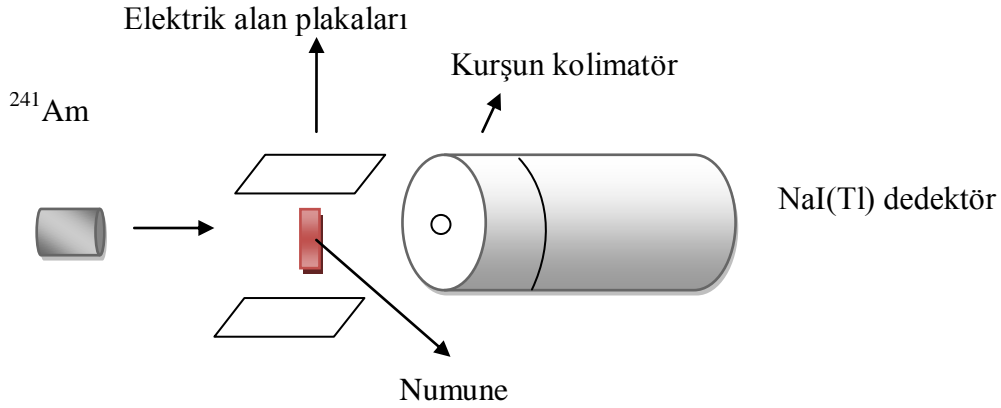
8- Zaman tepkisi

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

Bu çalışmada birbirinden farklı olarak iki ayrı deney geometrisi kullanıldı. Birinci deney geometrisi elektrik alanın kütle soğurma katsayısına etkisini araştırmak için kullanıldı. Bu geometride numunelerin dış elektrik alan uygulanmadan ve dış elektrik alan uygulanarak numunelerin kütle soğurma katsayıları araştırıldı. Bu çalışmadan sonra ikinci deney geometrisi kuruldu ve bu geometride numunelerin kütle soğurma katsayıları araştırıldı. Kullanılan deney geometrileri farklı olduğu için 3 farklı deneysel kütle soğurma katsayısı hesaplandı.

2.1. Elektrik Alanın Etkisinin İncelenmesi

Numunelerin X-ışını kütle soğurma katsayılarını elektrik alanlı ve alansız olarak ölçmek için aşağıdaki deney geometrisi kullanıldı (Şekil 21.). N-tipi GaAs, p-tipi GaAs, n-tipi Si ve Au/n.Si/n⁺Si/Al numuneleri kullanıldı.



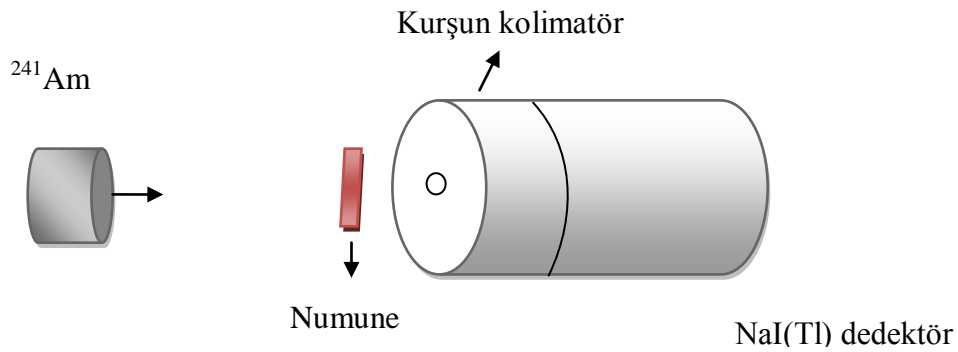
Şekil 21. Elektrik alanlı ölçümlerde kullanılan deney geometrisi

Deneyde kaynak olarak filtre edilmiş noktasal ²⁴¹Am radyoizotop kaynağı kullanıldı. Kaynaktan yayımlanan foton enerjisi 59.54 keV olup aktivitesi 100 mCi'dir. Ölü zamanı kısa tutmak için foton şiddeti, deney geometrisi ile ayarlandı. Kaynak dedektör arası mesafe 350 mm, kolimatör uzunluğu 85 mm, numune dedektör arası mesafe 20 mm dir. Elektrik alan, boyu 130 mm genişliği 118 mm olan iki adet Alüminyum

plakanın birbirine paralel olarak sabitlenmesiyle elde edildi. Plakalar arası mesafe 50 mm olup bu plakalar 5000 V'luk güç kaynağına bağlandı. Elektrik alan şiddeti yaklaşık olarak 1000 Vcm^{-1} olarak ayarlandı. Numuneler elektrik alan ile aynı doğrultuda kaynaktan çıkan fotonların geliş doğrultusuna dik olacak şekilde yerleştirildi. Temel sayımı düşük tutmak için ölçümler 300 saniye alındı. Alınan her ölçüm üç kez tekrarlandı ve hesaplamalarda bu ölçümlerin ortalaması alındı. Ayrıca elektrik alan etkisini incelerken, alandan dolayı havadaki iyonizasyonun ölçümlere etkisinin olup olmadığı görmek için iki tür ölçüm alındı. Birinci ölçümde numune ve elektrik alan yokken kaynağın şiddeti ölçüldü. İkinci ölçümde numune yokken elektrik alan uygulandı ve kaynağın şiddeti ölçüldü.

2.2. Kütle Soğurma Katsayısı Ölçümü

Çalışmanın bu bölümünde n-tipi GaAs, p-tipi GaAs, n-tipi Si, Au/n.Si/n⁺Si/Al ve InSe numunelerinin kütle soğurma katsayıları 59.54 keV'lik foton yayımlayan filtre edilmiş ²⁴¹Am radyoizotop kaynağı kullanılarak incelendi. Kaynağın aktivitesi 100 mCi/s'dir. Numune kurşun kolimatöre tam yapışık şekilde ölçümler alındı. Ölü zamanı kısa tutmak için kaynak dedektör arası mesafe 250 mm olarak ayarlandı. 85 mm uzunluğundaki kurşun kolimatör gelen fotonları dedektörün etkin alanına odaklamak için kullanıldı. Bu ölçümler için kullanılan deney geometrisi elektrik alan etkisini incelemek için kullanılan deney geometrisinden farklı bir geometri olup bu geometri Şekil 22'de gösterilmektedir.

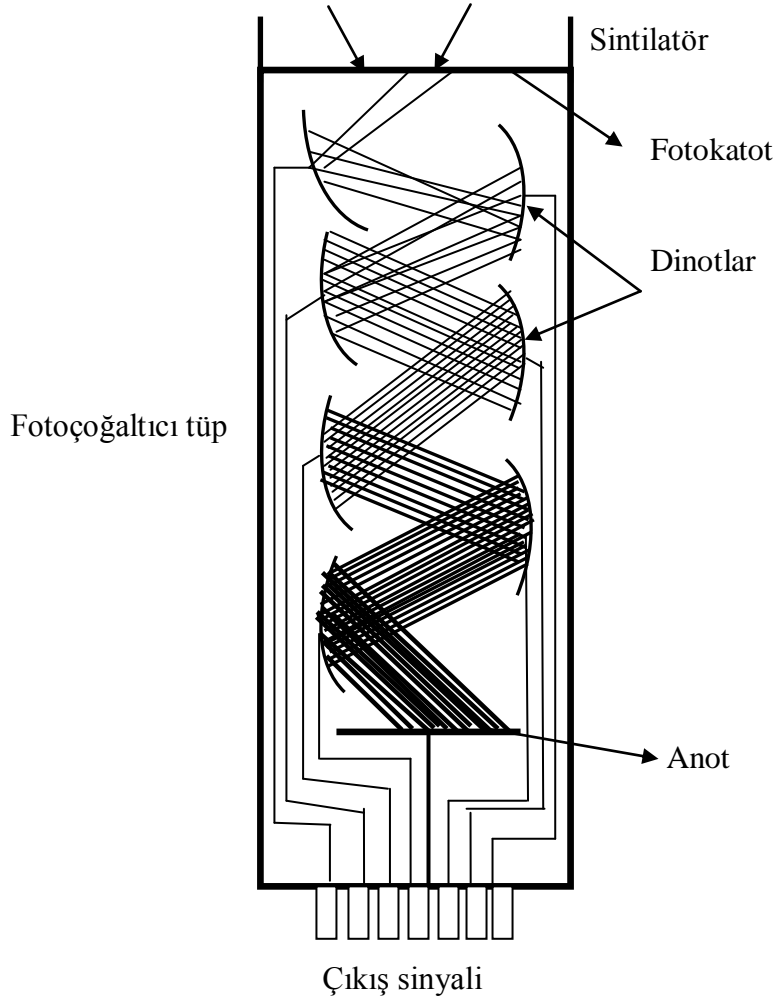


Şekil 22. Kütle soğurma katsayısı ölçümünde kullanılan deney geometrisi.

Numuneyi sabitlemek için camdan yapılan bir numune tutucu kullanıldı. Numune bu tutucuya bantla sabitlenip numunesiz ölçümlerde bandın etkisi de gözönüne alındı.

Ölçümler her bir numune ve her numunesiz ölçüm için üç kez tekrarlandı. Hesaplamalar alınan üç ölçümün ortalaması alınarak yapıldı.

Yapılan her iki çalışmada da numunelerden geçen γ -ışınlarını saymak için 59.54 keV'de yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM) yaklaşık 6 keV olan NaI(Tl) dedektörü kullanıldı. Numuneden geçen γ -ışınları dedektöre girer ve atomları uyararak görünür bölgede veya yakınlarında ışık yayınlamasına sebep olurlar. Işık foto duyarlı yüzeye çarparak foton başına en fazla bir fotoelektron salınmasına neden olur. Bu elektronlar foto çoğaltıcı tüplerde çoğaltılarak ve hızlandırılarak çıkış pulslarına dönüştürülür (Şekil 23.). Pulslar ön yükselteç ve sonra lineer yükselteçten geçerek çok kanallı analizörde (MCA) kaydedilirler (Baltaş, 2003). Sayma işleminde MCA'nın 1024 kanalı kullanıldı. Sayımlar GENIE 2000 VDM programı kullanılarak gözlemlendi.



Yapılan çalışmada kullanılan n-tipi GaAs numunesi çinkobelend yapıda olup örgü sabiti 5.653 Å'dur. Yasak enerji aralığı 300 K'de yaklaşık 1.42 eV olup direkt bant geçişine sahiptir. Yoğunluğu 5.32 gr/cm³ olup birim hacimde (cm⁻³) 4.42×10²² tane atom vardır. P-tipi GaAs numunesi özellik bakımından n-tipi GaAs numunesi ile hemen hemen aynıdır. N-tipi GaAs numunesi GaAs'a krom (Cr) ve oksijen (O) katkılamayla elde edilmiştir. Büyüme doğrultusu <111> düzlemindedir. P-tipi GaAs numunesi ise GaAs'a çinko (Zn) katkılanmasıyla elde edilmiş olup büyüme doğrultusu <100> yönelimindedir. N-tipi Si numunesi elmas yapıda olup örgü sabiti 5.430 Å'dur. 300 K'de yasak enerji aralığı yaklaşık 1.12 eV olan n-tipi Si numunesi direkt bant geçişine sahip değildir. Yoğunluğu 2.30 gr/cm³ olup birim hacimde 5.0×10²² atom bulunmaktadır. Silisyuma fosfor (P) atomunun katkılanmasıyla n-tipi Si numunesi elde edilmiştir. N-tipi Si numunesinin büyüme doğrultusu <111> yönelimine sahiptir. Katkılama işlemi numunelerde birim hacimde 10¹⁴ mertebesinde yapılmıştır. InSe numunesi Brigman-Stocbarger tekniği ile büyütülmüş olup büyüme doğrultusu <001> yönelimindedir. Yasak enerji aralığı 300 K'de yaklaşık 1.27 eV' tur. Au/n.Si/n⁺Si/Al numunesi Si bir yüzeyine Schottky altın (Au) ve omik alüminyum (Al) kontak yapılmasıyla elde edilmiştir. Bu kontak kalınlıkları yaklaşık 25 nm'dir. Deneyde kullanılan yarı iletkenlerin kalınlık, alan ve kütleleri Tablo 2'de verilmiştir.

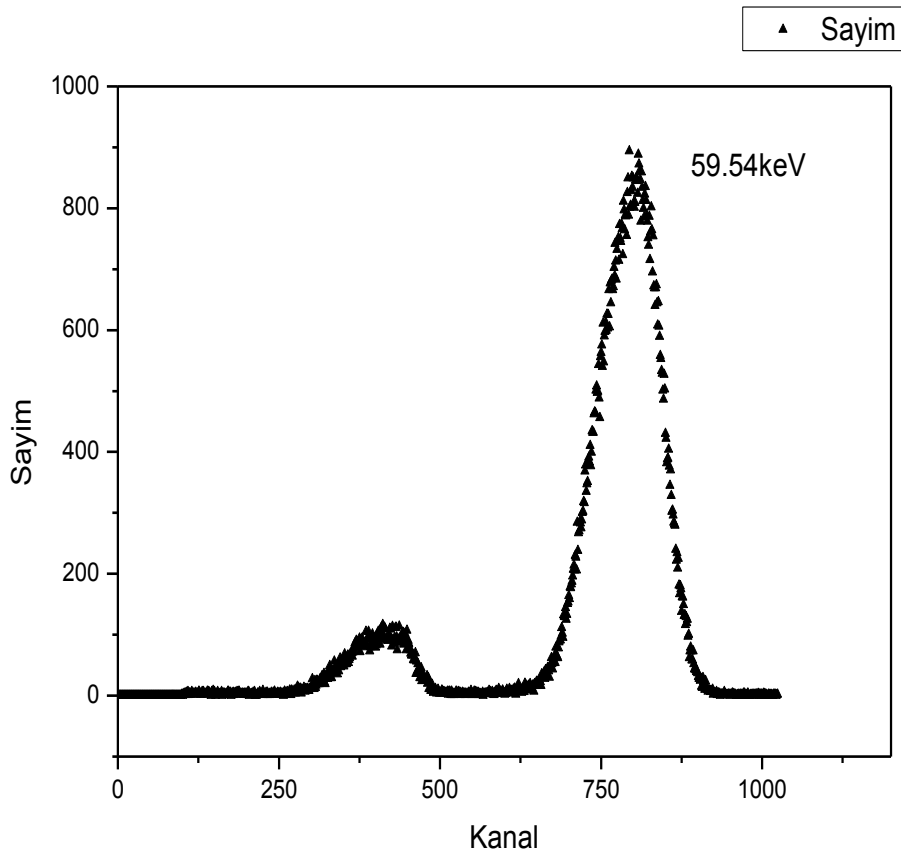
Tablo 2. Kullanılan yarı iletkenlerin bazı özellikleri

| Numunenin adı | Kalınlık (mm) | Alan (cm ²) | Kütle (gr) |
|------------------------------|---------------|-------------------------|------------|
| n-tipi GaAs | 0,45 | 18,924 | 5,260 |
| p-tipi GaAs | 0,50 | 1,296 | 0,328 |
| InSe | 0,35 | 0,785 | 0,088 |
| n-tipi Si | 0,15 | 4,673 | 0,159 |
| Au/n.Si/n ⁺ Si/Al | 0,45 | 0,960 | 0,084 |

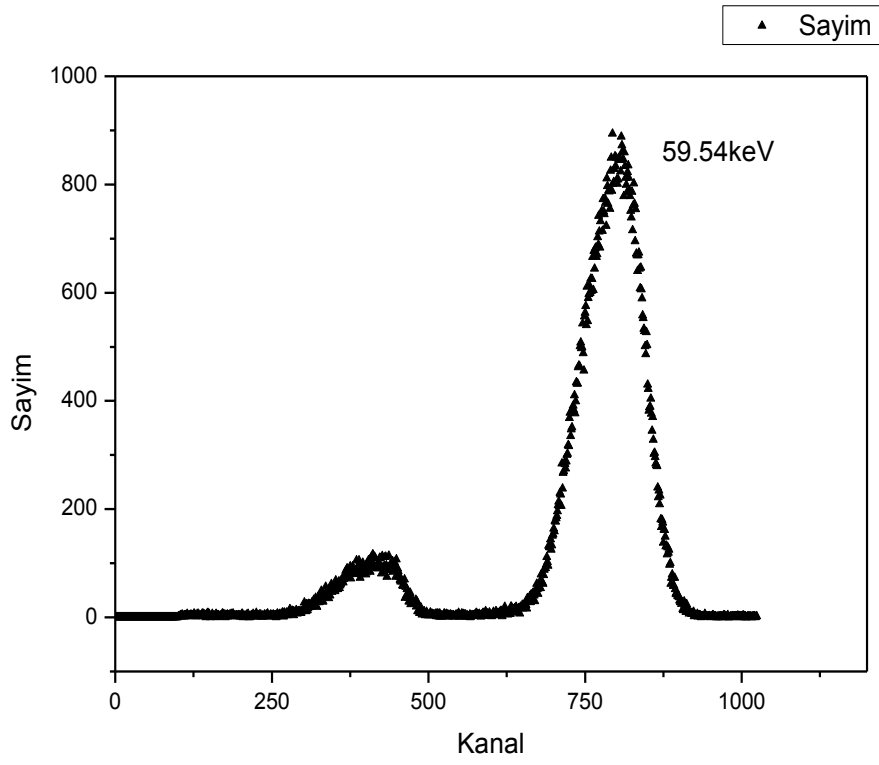
3. BULGULAR

3.1. Elektrik Alanlı Ölçümler

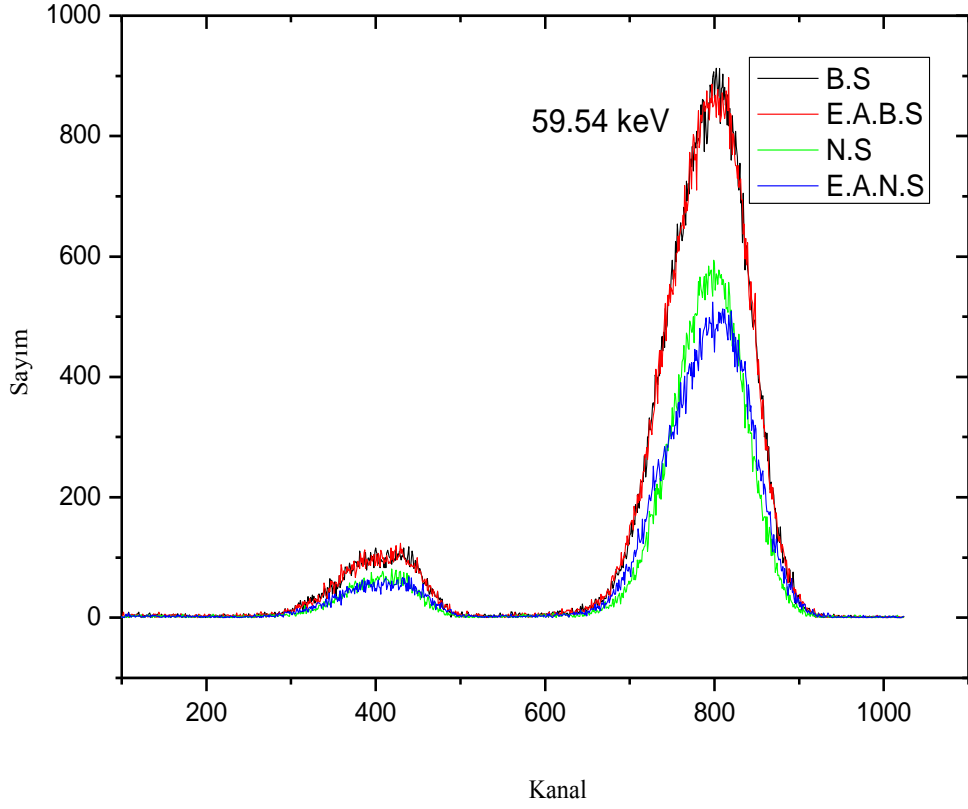
Şekil 21’ de verilen deney geometrisi kullanılarak elde edilen grafikler ve hesaplanan kütle soğurma katsayıları aşağıda verilmiştir.



Şekil 24. Numunesiz ve elektrik alansız yapılan ölçüm grafiği



Şekil 25. Numune olmadan elektrik alan altında yapılan ölçüm grafiği



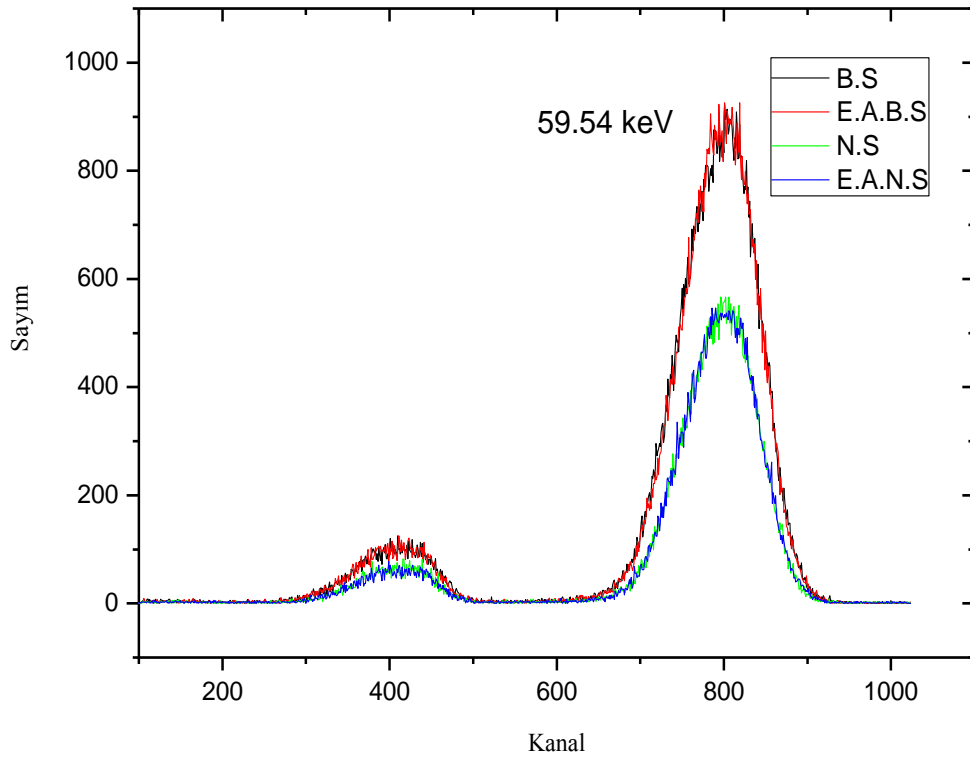
Şekil 26. n-tipi GaAs numune için 59.54 keV’de soğurma spektrum örneği

B.S : Boş Sayım

E.A.B.S : Elektrik Alanda Boş Sayım

N.S : Numuneli Sayım

E.A.N.S : Elektrik Alanda Numuneli Sayım



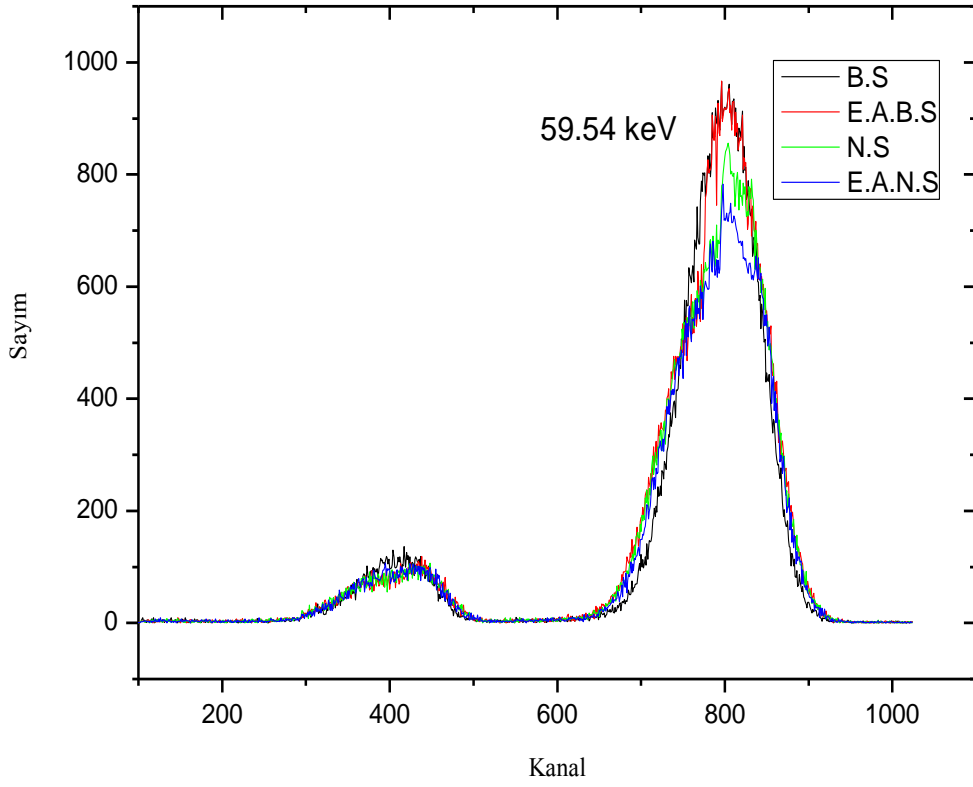
Şekil 27. p-tipi GaAs numune için 59.54 keV’de soğurma spektrum örneği

B.S : Boş Sayım

E.A.B.S : Elektrik Alanda Boş Sayım

N.S : Numuneli Sayım

E.A.N.S : Elektrik Alanda Numuneli Sayım



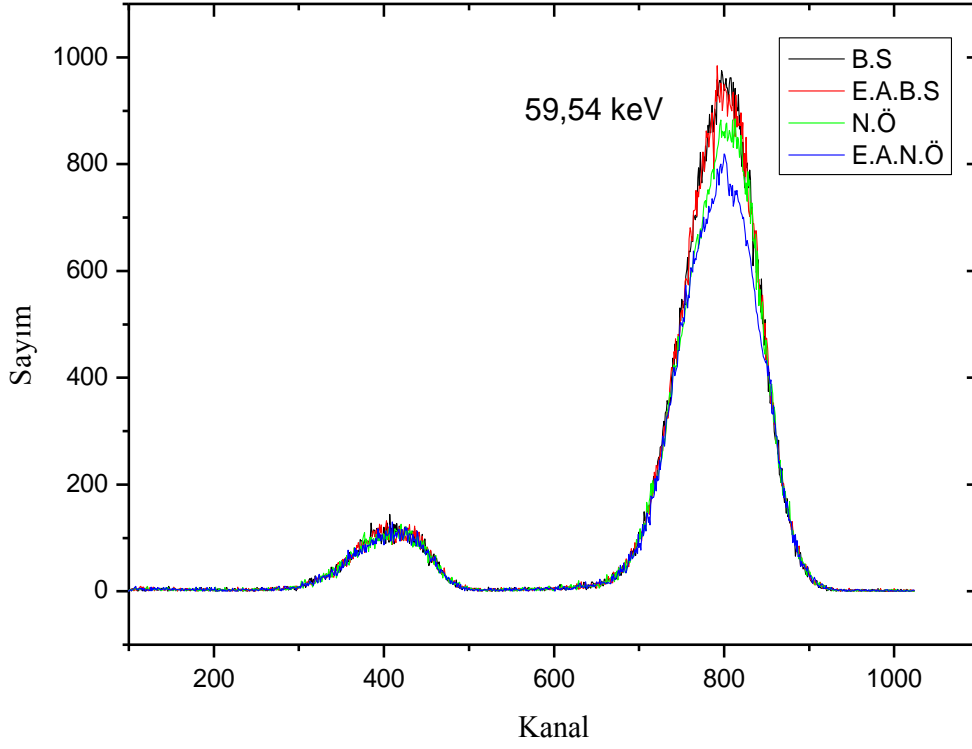
Şekil 28. n-tipi Si numune için 59.54 keV’de soğurma spektrum örneği

B.S : Boş Sayım

E.A.B.S : Elektrik Alanda Boş Sayım

N.S : Numuneli Sayım

E.A.N.S : Elektrik Alanda Numuneli Sayım



Şekil 29. Au/n_Si/n+Si/Al numune için 59.54 keV’de soğurma spektrum örneği

B.S : Boş Sayım

E.A.B.S : Elektrik Alanda Boş Sayım

N.S : Numuneli Sayım

E.A.N.S : Elektrik Alanda Numuneli Sayım

Çalışmada dış elektrik alan etkisini araştırmak için elde edilen veriler Origin8 Data Analysis and Graping Workspace programı kullanılarak grafik haline getirildi. Elde edilen kütle soğurma katsayıları Tablo 3’ de verilmiştir.

Tablo 3. 59.54 keV’de bazı yarı iletkenlerin kütle soğurma katsayıları

| Numune adı | kütle soğurma katsayı (μ) $\text{cm}^2/\text{gr}(\text{D})$ | kütle soğurma katsayısı (μ) $\text{cm}^2/\text{gr}(\text{E.A})$ | kütle soğurma katsayısı (μ) $\text{cm}^2/\text{gr}(\text{T})$ | elektrik alan etkisiyle değişim yüzdesi |
|------------------------------|--|--|--|--|
| n-tipi GaAs | 1,9693 \pm 0,078 | 2,0649 \pm 0,082 | 2,0891 | 4,8 % |
| p-tipi GaAs | 2,0758 \pm 0,083 | 2,0824 \pm 0,083 | 2,0891 | 0,3 % |
| n-tipi Si | 0,3243 \pm 0,012 | 0,3717 \pm 0,014 | 0,3246 | 14,6 % |
| Au/n.Si/n ⁺ Si/Al | 0,3897 \pm 0,015 | 0,4851 \pm 0,019 | --- | 24,4 % |

(D) : Elektrik alan uygulamadan elde edilen değer

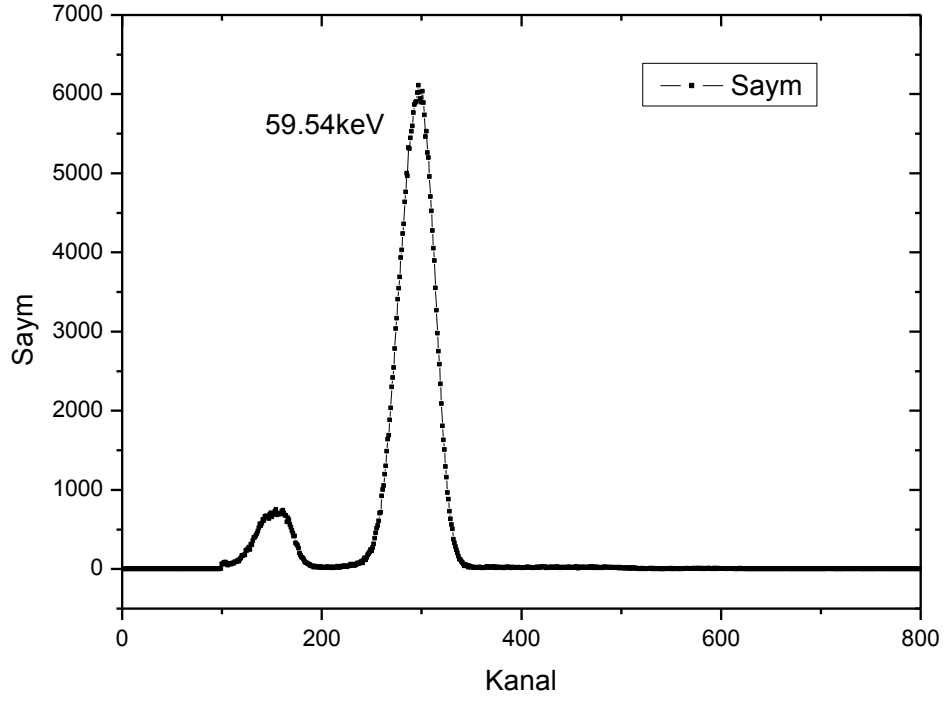
(E.A) : Elektrik alan uygulanarak elde edilen değer

(T) : Teorik değer

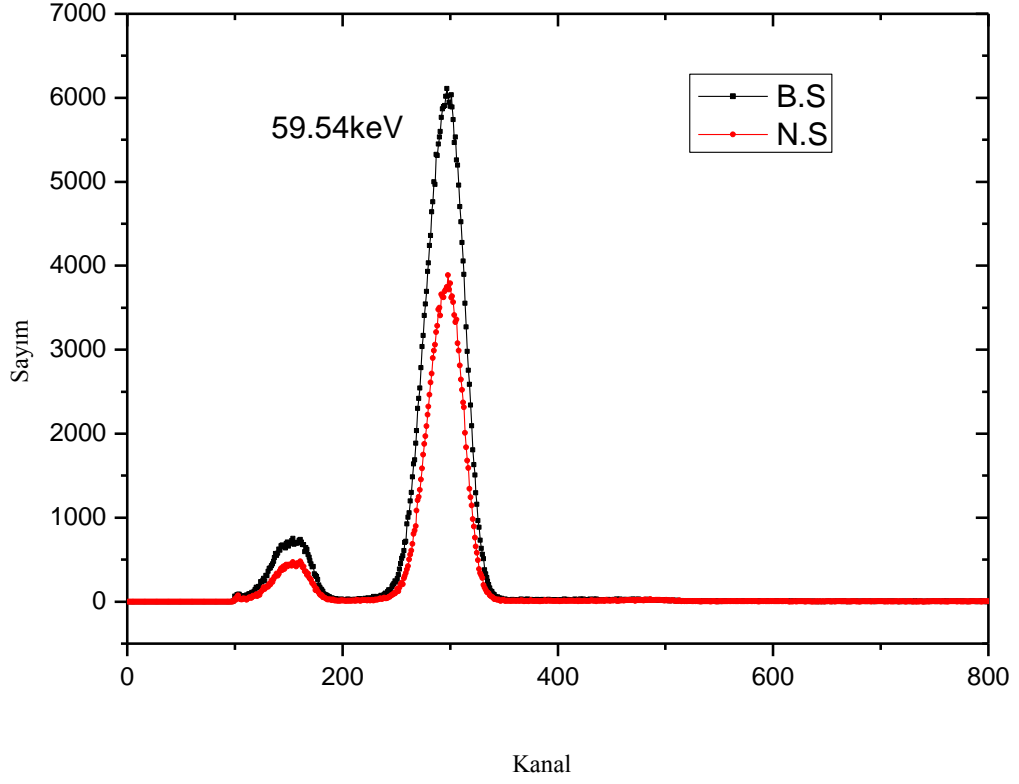
Teorik değerler XCOM programı kullanılarak hesaplanmıştır.

3.2 Ktle Soğurma Katsayısı Ölçümleri

Şekil 22’de gösterilen deney düzeneği kullanılarak yapılan ölçümlerde aşağıdaki grafikler elde edilmiştir.



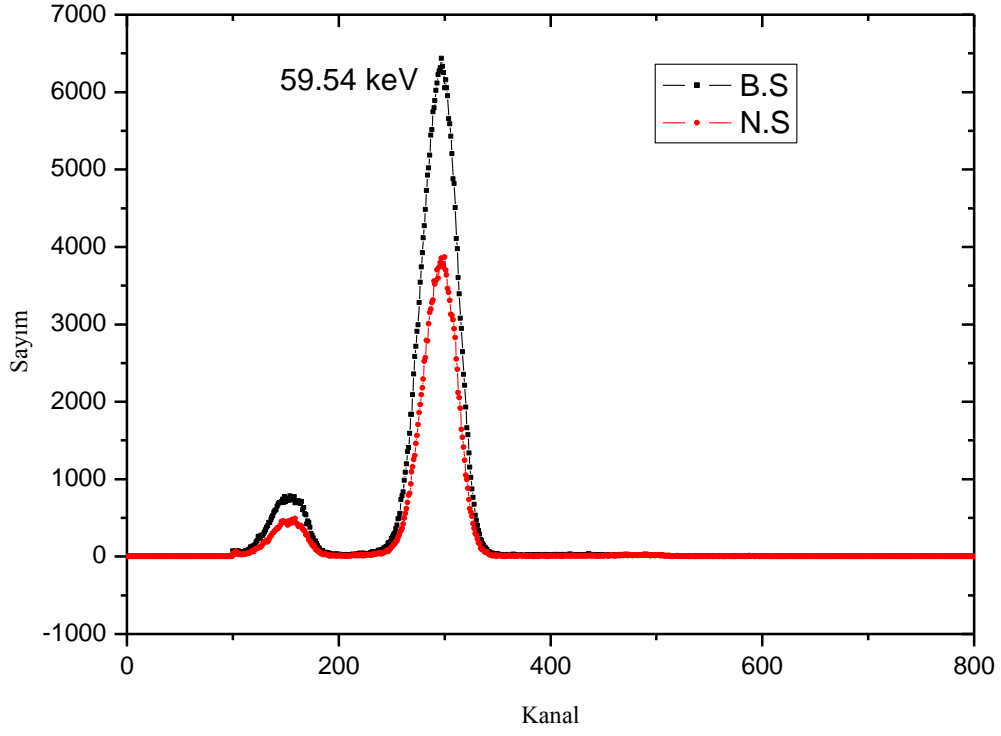
Şekil 30. Numunesiz ölçüm için yapılan sayımlardan elde edilen bir grafik.



Şekil 31. p-tipi GaAs numunesi için 59.54 keV’de soğurma spektrum örneği

B.S : Boş Sayım

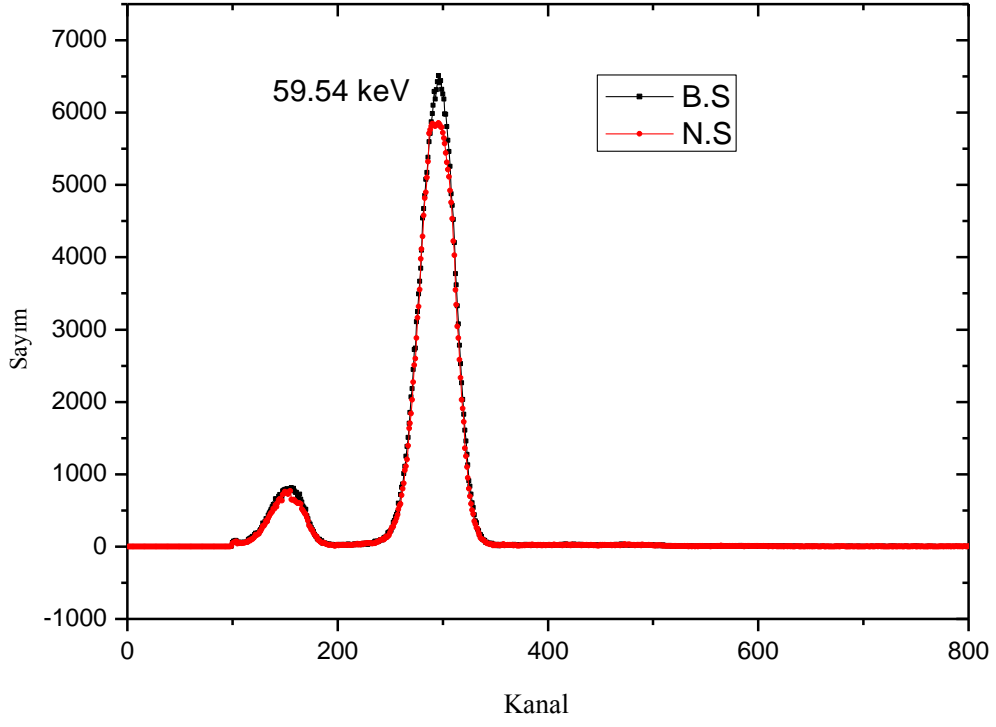
N.S : Numuneli Sayım



Şekil 32 n-tipi GaAs numunesi için 59.54 keV’de soğurma spektrum örneği

B.S : Boş Sayım

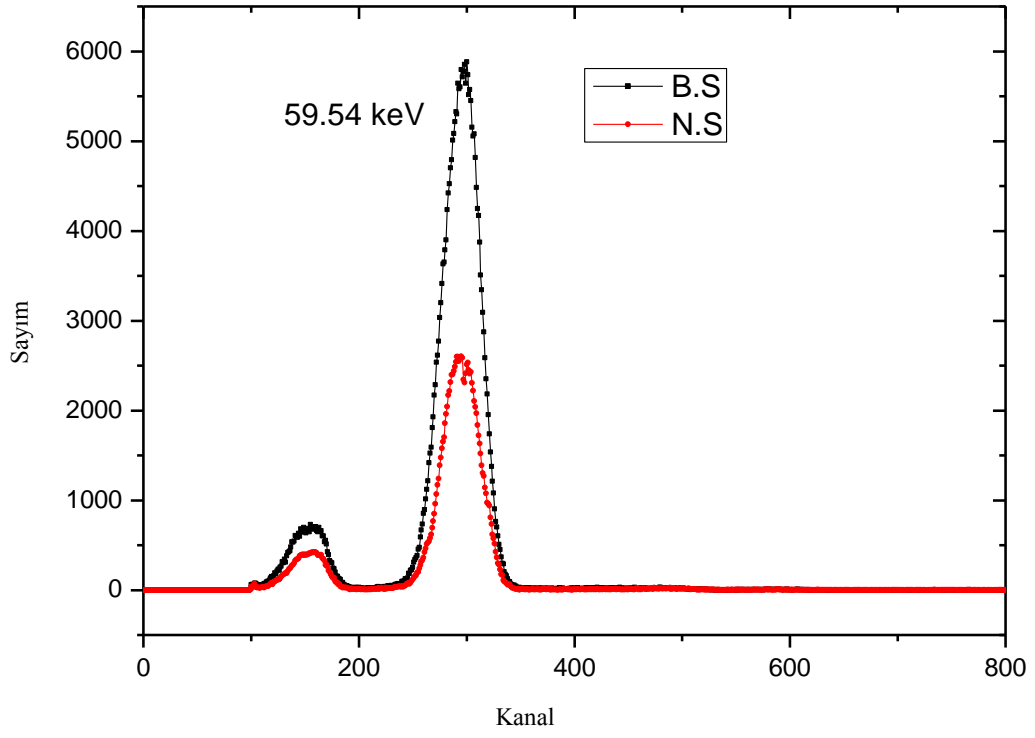
N.S : Numuneli Sayım



Şekil 33. n-tipi Si numunesi için 59.54 keV’de soğurma spektrum örneği

B.S : Boş Sayım

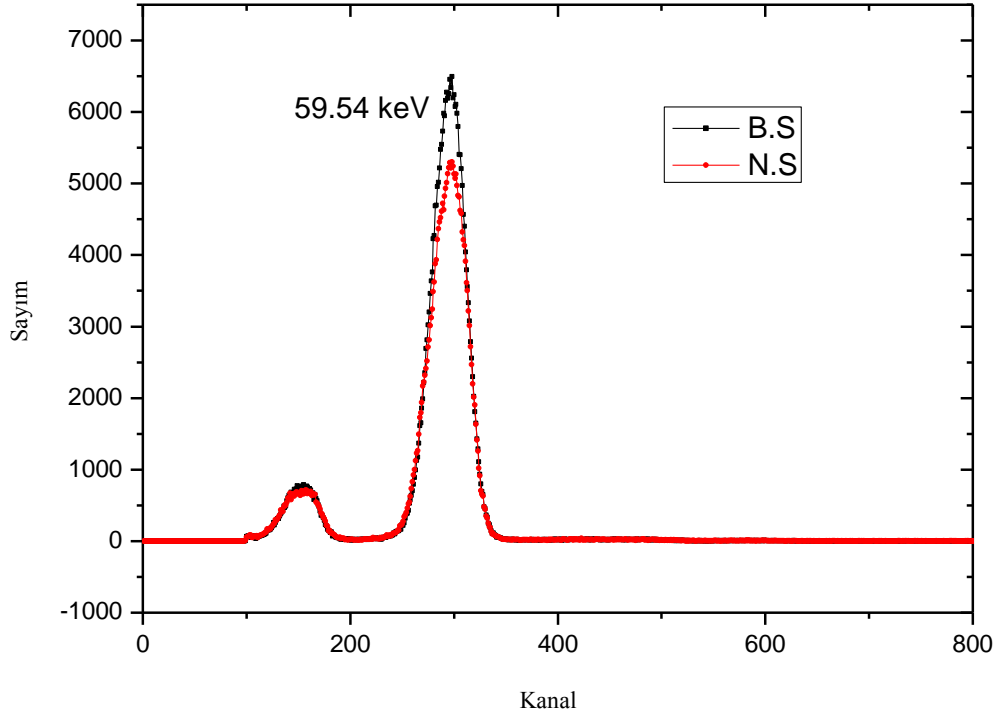
N.S : Numuneli Sayım



Şekil 34. InSe numunesi için 59.54 keV’de soğurma spektrum örneği

B.S : Boş Sayım

N.S : Numuneli Sayım



Şekil 35. Au/n_Si/n+Si/Al numunesi için 59.54 keV’de soğurma spektrum örneği

B.S : Boş Sayım

N.S : Numuneli Sayım

Tablo 4. Bazı yarı iletkenlerin 59.54 keV’de kütle soğurma katsayıları

| Numune adı | kütle soğurma katsayısı (μ) cm ² /gr (D) | kütle soğurma katsayısı (μ) cm ² /gr (T) | hata yüzdesi (T)-(D) x 100/ (T) |
|------------------------------|--|--|--|
| InSe | 4,9460 \pm 0,197 | 4,7936 | 3,10 % |
| n-tipi GaAs | 2,1211 \pm 0,084 | 2,0891 | 1,50 % |
| p-tipi GaAs | 2,1093 \pm 0,084 | 2,0891 | 0,96 % |
| n-tipi Si | 0,3179 \pm 0,012 | 0,3246 | 2,06 % |
| Au/n.Si/n ⁺ Si/Al | 0,3601 \pm 0,014 | --- | --- |

(D) : Deneysel değer

(T) : Teorik değer

Tabloda 4.’de verilen teorik değerler (T) XCOM programı kullanılarak hesaplandı (Urll, 2011).

4. TARTIŞMA

Kristallerden özellikle silisyum kristalinin elektrik alandan önemli şekilde etkilenmesi ilgi çekicidir. Çünkü dış alan silisyum atomunun kendi iç alanı yanında küçük bir pertürbasyon olarak görülme sınırındadır. Her ne kadar metal yapıların içinde elektrik alan sıfırlansa da yarı iletkenler içinde az da olsa bir elektrik alan oluşabilir. Bu iç elektrik alandan kaynaklanan dipol momentleri deney geometrisinden dolayı gelen elektromanyetik dalğanın elektrik alanı ile hiçbir zaman zıt olamaz. Dolayısıyla net elektrik alan şiddeti her zaman artan yönde olacaktır. Bu değişimin olması oldukça önemlidir. Hakeza silisyuma Schottky altın ve omik alüminyum kontak (Au/n.Si/n⁺Si/Al) yapılmış olması durumunda elektrik alandan dolayı kütle soğurma katsayısının artış miktarı saf silisyumdan daha da büyük ölçülmüştür.

Büyük değişimlerin deneysel hatalardan kaynaklandığını düşünmüyoruz. Şekil 24 ve Şekil 25'ten görüldüğü gibi numune yokken boş sayımlar elektrik alanlı ve alansız ölçülmüştür. Bu ölçümlerde şiddete elektrik alanın bir etkisi olmadığı gözlenmiştir. Dolayısıyla havanın iyonizasyonu veya statik elektrik alanının dedektörü etkilemesi söz konusu değildir.

Dış elektrik alan etkisinin ölçülmesi deneylerinden sonra yeni bir geometride kütle soğurma katsayıları ölçülmüştür. Bu ölçümlerden elde edilen soğurma spektrumları Şekil 31, Şekil 32, Şekil 33, Şekil 34 ve Şekil 35'de görülmektedir. Ölçüm sonuçları teorik değerlerle hata sınırları içinde oldukça uyum içindedir. Tablo 4.'den görüldüğü gibi deneysel değerler içinde teorik değerden sadece silisyum küçük çıkmıştır. Bu küçük etki yüzey parlaklığından kaynaklandığını düşünmüyoruz. Bu düşüncemizi çalışma konumuz dışında test ettik. Diğer numuneler için yapılan ölçümlerde deneysel değerler teorik değerlerden büyük çıkmıştır. Bunun sebebi GaAs ve diğer bileşik yapıli kristallerin teorik değerlerinin hesabında kimyasal etkinin hesaba katılmamış olmasıdır.

5. SONUÇ ve ÖNERİLER

Bu çalışmada bazı yarı iletkenlerin dış elektrik alanda kütle soğurma katsayılarının değişip değişmediği incelendi. Ayrıca elektrik alan geometrisinden farklı bir geometride kütle soğurma katsayıları incelendi.

Yapılan deneysel çalışmaların sonucunda, dış elektrik alanın kütle soğurma katsayısına etkisi olduğu görüldü. Bu etki silisyum kristalinde en büyüktür. Dış elektrik alan kütle soğurma katsayısını artırıcı yönde olmuştur. Silisyum kristalinde değişim deneysel hata sınırları dışındadır. Artış miktarı Tablo 3’de görüldüğü üzere yüzde 14,6 olup bu miktar beklenmedik bir değişimdir. Altın ve alüminyum kontak yapılmış silisyum (Au/n_{Si}/n⁺Si/Al) numunesinde artış yüzde 24,4 dir. Bu numunede kontak kalınlıklarını deneysel olarak ölçmek numuneye zarar verebileceğinden dolayı ölçülmemiştir. *N*-tipi GaAs numunesinde artış yüzde 4,8 olup bu değer deneysel hata sınırları içindedir. *P*-tipi GaAs numunesinde artış yüzde 0,3 olup bu değer deneysel hata sınırları içindedir. Şekil 22’de verilen deney geometrisi ile numunelerin kütle soğurma katsayıları araştırıldı. Elde edilen deneysel değerlerin teorik değerlerle uyum içinde olduğu görüldü (Tablo 4)

Yapılan araştırmalarda literatürde bu tip bir çalışmaya rastlanılamamıştır. Bulunan sonuçlar önemli olup, bunların geniş bir uygulama alanı bulacağı açıktır. Dış elektrik alanın kristallerin kütle soğurma katsayılarına etkisi daha farklı kristaller kullanılarak ve çok daha iyi deney şartları sağlanarak araştırılabilir. Ayrıca uygulanan elektrik alan değerini belli aralıkta kademeli olarak arttırarak alanın artma miktarına bağlı olarak kütle soğurma katsayıları ölçülebilir. Bunu yaparken aynı zamanda bu etkinin optik bölge geçişlerine etkisi, yarı iletkenin karakteristiklerine etkisi de araştırılabilir.

KAYNAKLAR

- Ateş, A., InSe ve InSe:Ho tek kristalinin büyütülmesi, sıcaklığa bağlı elektriksel ve optik özelliklerinin incelenmesi, Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum, 2002.
- Baltaş, H., YBCO, BSCCO, Al, Cu ve Pb ve Numunelerinin 511, 661 ve 1274 keV Enerjilerde Kütle Soğurma Katsayılarının Ölçümü, Yüksek Lisans Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Trabzon, 2003.
- Baltaş, H., YBaCuO ve BiPbSrCaCuO Süperiletkenlerinin soğurma katsayılarının incelenmesi, Doktora Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Trabzon, 2006.
- Beer, Albert, C., Semiconductor and Semimetals, Edited by Willardson, R., K., 9, Cap. 6, 457-458, Academic Press, INC., New York, 1972.
- Bertin, E.P., 1975. Principles and Practica of X-ray Spectrometric Analysis, Second Edition, Plenum Press, New York - London.
- Çevik, U., Baltaş, H., Measurement of mass attenuation coefficients and electron densities for BiPbSrCaCuO superconductor at different energies, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 256 619-625, 2007.
- Çelik, A., EDXRF Tekniğini kullanarak CuInSe₂ İnce Filminin Kalınlık Tayini, Yüksek Lisans Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Trabzon 2006.
- Creagh, D.C., Hubell, J.H., X-ray Absorption (or Attenuation) Coefficients, Sec. 4.2.4. *in International Tablets for Crystallography*, C, A.J.C., Wilson, ed. (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht), 189-206, 1992.
- Cregah, D.C., Hubbell, J.H., Problems Associated with The Measurement of X-ray Atenuation Coefficients. I. Silicon. Report on the International Union of Crystallography X-ray Attenuation Project, Acta Cryst. A, 43, 102-112, 1987.
- Cregah, D.C., Hubbell, J.H., Problems Associated with The Measurement of X-ray Atenuation Coefficients. II. Carbon. Report on the International Union of Crystallography X-ray Attenuation Project, Acta Cryst. A, 46, 402-408, 1990.
- Çevik, U., Baltaş, H., Çelik, Ş., Karaca, İ. ve Kobya, A.İ., Measurement of mass attenuation coefficients for YBaCuO superconductor at different energies. Supercond. Sci. Technol., 18, 101-106, 2005.
- Demir, D., The effect of an external electric field on radiation transmission and Compton scattering plexiglass, Journal of Nuclear Material, 375, 218-223, 2008.

- Ekinci, N., Gürol, A., Durna, D. ve Gürbulak B., Determination of Mass Attenuation Coefficients of Some Semiconductor and Biological Samples, Analytical Letters, 43: 13,1999-2008.
- Erzenelioğlu, S., İçelli, O., Gürbulak, B. and Ateş, A., Measurement of mass attenuation coefficients for holmium doped and undoped layered semiconductors InSe at different energies and the validity of mixture rule for crystals around absorption edge, Jornal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, 102, 3., 343-347, 2006.
- Gerward, L., X-ray Attenuation Coefficients: Current State of Knowledge and Availability. Radiat. Phys. Chem. 41, 783-789, 1993.
- Han, İ., Demir, L. and Şahin, M., Determination of mass attenuation coefficients, effective atomic and electron number for some natural minerals, Radiation Physics and Chemistry, doi:10.1016/j.radphyschem.,03.077, 2009.
- Hubbel, J.H., Seltzer, S.M., Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficient 1keV to 20 MeV for Elements Z=1 to 92 and 48 Additional substances of Dosimetric Interest, NISTIR 5632, Gaithersburg, 1995.
- Hubell, J.H., Bibliography of Photon Total Cross Section (Attenuation Coefficient) Measurements 10 eV to 13.5 GeV, 1907-1993, NISTR 5437, 1994.
- Jerkins, R., Manne, R., Robin, R. ve Senemaud, C., Nomenclature, Symbols, Units and Their Usage in Spectrochemical Analysis, Nomenclature System for X-Ray Spectroscopy, X-Ray Spect., 20, 149, 1991.
- Neamen, Donald A., Yarı İletken Fiziğine Giriş, Çevirenler Sağlam M., Ateş, A., Birinci Baskı, Aktif Yayınevi, İstanbul, 2007.
- Riberio, F.J., Capaz, R.B. and Koiler, B., Electric-Field Effects on the Band-Edge States of GaAs/AlAs Coupled Quantum Wells, Braz. J. Phys., 32, 2a Sao Paulo 2002.
- Rieke, G., Detection of Light, Pages,8-9, 2nd edition, Cambridge University Press, Cambridge, 2003.
- Sali, A., Fliyou, M. and Loumrhari, H., The effect of electric field on photoionization cross-section, Il Nuovo Cimento 20 D,N. Giugno 1998.
- Sochava, S. L., Basun, S. A., Bursian, V. É., Razdobarian, A. G., and Evans, D. R., Electric Field Effects in the EPR Spectrum of Low-Spin Ni³⁺ Centers in the KTaO₃ Crystal, Physics of the Solid State, 49, No12.,2262-2265, 2005.
- Tertian, R. ve Claisse, F., Principles of Quantitative X-ray Fluorescence Analysis, Heyden ve Son Ltd., London, 1982.
- Tran, C. Q., Chantler, C. T. and Bernea, Z., X-Ray Mass Attenuation Coefficients of Silicon: Theory versus Experiment, PHYSICAL REVIEW LETTERS, 90, 25, 2003.

Urll,1- <http://physics.nist.gov/xcom/xcom2>

Yıldırım, H., Nonlinear Optical Properties of Semiconductor Heterostructures, Degree of Doctor Philosophy Middle East Technical University, The Graduate School of Natural and Applied Sciences , Ankara, 2006.

ÖZGEÇMİŞ

12.06.1987 tarihinde Erzurum'un İspir ilçesinde doğdu. İlköğretimini İspir Ziya Paşa İlköğretim Okulu'nda tamamladı. 2001 yılında İspir Yabancı Dil Ağırlıklı Lise'sine başladı. Bir yıl yabancı dil eğitimi aldı. 2005 yılında buradan mezun olduktan sonra aynı yıl Atatürk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümüne yerleşti. 2009 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü'nden mezun olarak aynı yıl Rize Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'nde yüksek lisans eğitimine başladı. Serdar YAVUZ halen Rize Üniversitesi'nde yüksek lisans eğitimine devam etmektedir.