



T.C.
MUŞ ALPARSLAN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**MONTE CARLO YÖNTEMİ İLE YARI
SONSUZ ALÜMİNYUM ORTAMINDA
ELEKTRON ETKİLEŞMELERİNİN
SİMÜLASYONU**

Turgut SARITAŞ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Fizik Anabilim Dalı

Haziran-2023
MUŞ
Her Hakkı Saklıdır



T.C.
MUŞ ALPARSLAN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**MONTE CARLO YÖNTEMİ İLE YARI
SONSUZ ALÜMİNYUM ORTAMINDA
ELEKTRON ETKİLEŞMELERİNİN
SİMÜLASYONU**

Turgut SARITAŞ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Ekrem ALMAZ

Haziran-2023
MUŞ
Her Hakkı Saklıdır

TEZ KABUL ve ONAYI

Turgut SARITAŞ tarafından hazırlanan “**Monte Carlo Yöntemi ile Yarı Sonsuz Alüminyum Ortamında Elektron Etkileşmelerinin Simülasyonu**” adlı tez çalışması 08/06/2023 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Muş Alparslan Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’nda YÜKSEK LİSANS TEZİ olarak kabul edilmiştir.

Jüri Üyeleri

İmza

Başkan

Dr. Öğr. Üyesi Muhammed Fatih KULUÖZTÜRK
Bitlis Eren Üniversitesi, Mühendislik-Mimarlık Fak.,
Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bl.

Danışman

Prof. Dr. Ekrem ALMAZ
Muş Alparslan Üniversitesi, Fen Edebiyat Fak., Fizik Bl.

Üye

Dr. Öğr. Üyesi Hasan Ali AYGÖR
Muş Alparslan Üniversitesi, Fen Edebiyat Fak., Fizik Bl.

Yukarıdaki sonuç;
Enstitü Yönetim Kurulu/...../..... Tarih ve/..... nolu kararı
ile onaylanmıştır.

.....
FBE Müdürü

TEZ BİLDİRİMİ

Bu tezdeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edildiğini ve tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

DECLARATION PAGE

I hereby declare that all information in this document has been obtained and presented in accordance with academic rules and ethical conduct. I also declare that, as required by these rules and conduct, I have fully cited and referenced all material and results that are not original to this work.

Turgut SARITAŞ
Tarih: 08/06/2023

ÖZET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

MONTE CARLO YÖNTEMİ İLE YARI SONSUZ ALÜMİNYUM ORTAMINDA ELEKTRON ETKİLEŞMELERİNİN SİMÜLASYONU

Turgut SARITAŞ

**Muş Alparslan Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı**

Danışman: Prof. Dr. Ekrem ALMAZ

Bu çalışmada yarı-sonsuz dilim ortamına giren çeşitli enerji değerlerindeki elektronların yaptığı etkileşimler incelenmiştir. Elektronlar bilgisayar ortamında Monte Carlo benzetişim yöntemi kullanılarak belli bir enerji değeri sınırına kadar madde ortamında tek tek takip edilmiştir. Turbo Basic programlama dilinde MCET adlı simülasyon programı bu amaçla geliştirilmiştir. Elektronların madde içindeki benzetişimi yapmak için gerekli olan elastik, inelastik ve bremsstrahlung tesir kesit ifadeleri literatürden elde edilmiş ve programa dahil edilmiştir. Ortam olarak Alüminyum seçilmiştir ve alınan her bir enerji değeri için 10000 elektron takip edilmiştir. Bu yolla çeşitli enerji değerlerine sahip elektronların farklı kalınlıklardaki Al ortamında yaptığı etkileşimler sonucu; geri saçılma, ileri geçme, ortamda enerji soğurulması ve bremsstrahlung dağılımları elde edilmiştir. Bu dağılımlar grafik olarak çalışmanın sonucunda değerlendirilmiştir.

2023, 43 Sayfa

Anahtar Kelimeler: Elektronun Alüminyum ortamında etkileşimleri, Elektronun ileri geçme dağılımı, Elektronun geri saçılma dağılımı, Elektronun bremsstrahlung enerji dağılımı, Monte Carlo yöntemi.

ABSTRACT

MS THESIS

THE SIMULATION OF ELECTRON INTERACTIONS IN SEMI-INFINITE ALUMINUM MEDIUM WITH MONTE CARLO METHOD

Turgut SARITAŞ

**Muş Alparslan University
Natural and Applied Science
Department of Physics**

Advisor: Prof. Dr. Ekrem ALMAZ

In this study, the interactions of electrons with different energy values entering the semi-infinite slice medium were investigated. Electrons were tracked one by one in the material up to a certain energy value limit by using the Monte Carlo simulation method in the computer environment. A simulation program called MCET in Turbo Basic programming language has been developed for this purpose. The elastic, inelastic and bremsstrahlung cross-section expressions required to simulate electrons in matter were obtained from the literature and added to the program. Aluminum was chosen as the medium and 10000 electrons were followed for each energy value taken. As a result of the interactions of electrons with various energies in different thicknesses of Al medium; back scattering, forward passing through the medium, energy absorption and bremsstrahlung distributions were obtained. These distributions data were evaluated graphically.

2023, 43 Pages

Keywords: Backscatter distribution of electron, Bremsstrahlung energy distribution of electron, Electron interactions in aluminum medium, Forward passing distribution of electron, Monte Carlo method.

TEŞEKKÜR

Bu tezin hazırlanmasında mütevazı yaklaşımı, engin bilgileri ve değerli tecrübeleri ile bana yol gösteren danışmanım Prof. Dr. Ekrem ALMAZ'a, yoğun çalışmalarına sabır gösterdiği için kıymetli eşim Emine Hanım'a, motivasyon ve yüreklendirmelerinden dolayı yakın arkadaşlarıma, manevi destek veren sevgili kardeşlerime ve her alanda olduğu gibi bu alanda da dualarını eksik etmeyen anne ve babama teşekkür ederim.

Turgut SARITAŞ
MUŞ-2023



İÇİNDEKİLER

ÖZET	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR	vi
İÇİNDEKİLER	vii
SİMGELER ve KISALTMALAR.....	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
1. GİRİŞ	1
2. KAYNAK ARAŞTIRMASI	3
2.1 Elektronların Madde ile Etkileşmesi.....	3
2.1.1 Elastik çarpışma	3
2.1.2 İnelastik çarpışma	4
2.1.3 Bremsstrahlung (Frenleme ışınımı) olayı	5
3. MATERYAL ve YÖNTEM	7
3.1 Monte Carlo Yöntemi	7
3.1.1 Reddetme Yöntemi	8
3.2 Monte Carlo Yöntemi ile Elastik Çarpışma İfadesi.....	8
3.3 Monte Carlo Yöntemi ile İnelastik Çarpışma İfadesi	9
3.4 Monte Carlo Yöntemi ile Bremsstrahlung Tesir Kesiti İfadesi	10
3.5 Tensör Matrisi.....	11
3.6 Monte Carlo ile Elektron Takibi (MCET) Programı	12
4. ARAŞTIRMA SONUÇLARI ve TARTIŞMA	17
5. SONUÇLAR ve ÖNERİLER	29
5.1 Sonuçlar	29
5.2 Öneriler	30
KAYNAKLAR	32
ÖZGEÇMİŞ	33

SİMGELER ve KISALTMALAR

Simgeler

e	: Elektron yükü
c	: Işık hızı
Z	: Ortamın atom numarası
eV	: Elektron volt
keV	: Kilo elektron volt
MeV	: Milyon elektron volt
β_N	: Atomik perdeleme parametresi
β	: Hız parametresi
σ_{el}	: Elastik saçılma tesir kesiti
σ_{in}	: İnelastik saçılma tesir kesiti
E	: Elektronun kinetik enerjisi
E_{max}	: Elektron maksimum enerjisi
E_{min}	: Elektron minimum enerjisi
$d\Omega$: Diferansiyel katı açısı
m	: Durgun elektron kütlesi
V	: Elektron hızı
σ_{B-H}	: Bremsstrahlung diferansiyel tesir kesiti
σ_b	: Bremsstrahlung toplam tesir kesiti
E_t	: Elektronun son toplam enerjisi
E_{t0}	: Elektronun ilk toplam enerjisi
E_{cut}	: Kesilim enerjisi
k	: Elektronun kaybettiği enerji
r_0	: Elektron klasik yarı çapı
τ	: Bremsstrahlung ile enerji kaybı
k_{min}	: Bremsstrahlung alt enerji sınırı
k_{max}	: Bremsstrahlung üst enerji sınırı
q	: Random sayı
Φ	: Azimut açısı
d	: Numunenin kalınlığı
l	: Serbest yol
Å	: Angström

Kısaltmalar

Al	: Alüminyum
MCET	: Monte Carlo ile Elektron Takibi
LINAC	: Lineer hızlandırıcı
BT	: Bilgisayarlı tomografi
Vb.	: Ve benzeri
SEM	: Taramalı elektron mikroskobu
TEM	: Geçirimli elektron mikroskobu
$N(k)$: Kutu başına sayma
$N(E)$: Enerji başına sayma
$E(k)$: Kutulanmış enerji değerleri

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 3.1	Reddetme yöntemi ile örneklenen $f(x)$ fonksiyonu.....	8
Şekil 3.2	Kartezyen koordinatlarda bir vektörün küresel koordinatlarda tanımlanması	11
Şekil 3.3.a.	MCET programı akış şeması.....	12
Şekil 3.3.b.	MCET programı akış şeması.....	12
Şekil 3.3.c.	MCET programı akış şeması.....	13
Şekil 3.3.d.	MCET programı akış şeması.....	13
Şekil 3.4.	Elektronun yarı sonsuz dilim geometri Al ortamına giriş doğrultusu ve koordinatlarının üç boyutlu Kartezyen koordinatlarda gösterimi.	14
Şekil 4.1.a	$1 \times 10^3 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı için ileri geçen elektronların dağılımı.	18
Şekil 4.1.b	$1 \times 10^3 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı için geri saçılan elektronların dağılımı.	18
Şekil 4.1.c	$1 \times 10^3 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı için elektronların Bremsstrahlung foton dağılımı.....	18
Şekil 4.1.d	$1 \times 10^3 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı içinde inelastik saçılma sonucu soğrulan enerji dağılımı..	18
Şekil 4.2.a	$2 \times 10^3 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortam için ileri geçen elektronların dağılımı.	19
Şekil 4.2.b	$2 \times 10^3 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortam için geri saçılan elektronların dağılımı.	19
Şekil 4.2.c	$2 \times 10^3 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı için elektronların Bremsstrahlung foton dağılımı.....	19
Şekil 4.2.d	$2 \times 10^3 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı içinde inelastik saçılma sonucu soğrulan enerji dağılımı.	19
Şekil 4.3.a	$5 \times 10^3 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortam için ileri geçen elektronların dağılımı.	20
Şekil 4.3.b	$5 \times 10^3 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortam için geri saçılan elektronların dağılımı.	20
Şekil 4.3.c	$5 \times 10^3 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı için elektronların Bremsstrahlung foton dağılımı.....	20
Şekil 4.3.d	$5 \times 10^3 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı içinde inelastik saçılma sonucu soğrulan enerji dağılımı.	20
Şekil 4.4.a	$1 \times 10^4 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortam için ileri geçen elektronların dağılımı.	21
Şekil 4.4.b	$1 \times 10^4 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortam için geri saçılan elektronların dağılımı.	21
Şekil 4.4.c	$1 \times 10^4 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı için elektronların Bremsstrahlung foton dağılımı.....	21
Şekil 4.4.d	$1 \times 10^4 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı içinde inelastik saçılma sonucu soğrulan enerji dağılımı.	21
Şekil 4.5.a	$5 \times 10^4 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortam için ileri geçen elektronların dağılımı.	22
Şekil 4.5.b	$5 \times 10^4 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortam için geri saçılan elektronların dağılımı.	22
Şekil 4.5.c	$5 \times 10^4 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı için elektronların Bremsstrahlung foton dağılımı.....	22

Şekil 4.5.d	$5 \times 10^4 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı içinde inelastik saçılma sonucu soğrulan enerji dağılımı.	22
Şekil 4.6.a	$1 \times 10^5 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortam için ileri geçen elektronların dağılımı.	23
Şekil 4.6.b	$1 \times 10^5 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortam için geri saçılan elektronların dağılımı.	23
Şekil 4.6.c	$1 \times 10^5 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı için elektronların Bremsstrahlung foton dağılımı.	23
Şekil 4.6.d	$1 \times 10^5 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı içinde inelastik saçılma sonucu soğrulan enerji dağılımı.	23
Şekil 4.7.a	Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamından ileri geçen elektronların dağılımı.	24
Şekil 4.7.b	Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamından geri saçılan elektronların dağılımı.	24
Şekil 4.7.c	Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamında elektronların bremsstrahlung foton dağılımı.	24
Şekil 4.7.d	Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamı içinde inelastik saçılma sonucu soğrulan enerji dağılımı.	24
Şekil 4.8.a	Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamından ileri geçen elektronların dağılımı.	25
Şekil 4.8.b	Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamından geri saçılan elektronların dağılımı.	25
Şekil 4.8.c	Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamında elektronların bremsstrahlung foton dağılımı.	25
Şekil 4.8.d	Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al ortamı içinde inelastik saçılma sonucu soğrulan enerji dağılımı.	25
Şekil 4.9.a	Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamından ileri geçen elektronların dağılımı.	26
Şekil 4.9.b	Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamından geri saçılan elektronların dağılımı.	26
Şekil 4.9.c	Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamında elektronların bremsstrahlung foton dağılımı.	26
Şekil 4.9.d	Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al ortamı içinde inelastik saçılma sonucu soğrulan enerji dağılımı.	26
Şekil 4.10.a	Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamından ileri geçen elektronların dağılımı.	27
Şekil 4.10.b	Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamından geri saçılan elektronların dağılımı.	27
Şekil 4.10.c	Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamında elektronların bremsstrahlung foton dağılımı.	27
Şekil 4.10.d	Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamı içinde inelastik saçılma sonucu soğrulan enerji dağılımı.	27
Şekil 4.11.a	Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamından ileri geçen elektronların dağılımı.	28
Şekil 4.11.b	Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamından geri saçılan elektronların dağılımı.	28
Şekil 4.11.c	Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamında elektronların bremsstrahlung foton dağılımı.	28
Şekil 4.11.d	Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamı içinde inelastik saçılma sonucu soğrulan enerji dağılımı.	28

1. GİRİŞ

Fizik, maddenin yapısını, temel bileşenlerini ve bunların etkileşme türlerini inceleyen bir bilim dalıdır. XIX. Yüzyılın sonu ve XX. Yüzyılın başında Klasik fiziğin yetersiz kaldığı alanlarda Kuantum ve Görelilik teorisi ortaya atılmış, atom altı parçacıklardan galaksilere kadar uzanan tüm evreni Fizik yasaları çerçevesinde insanoğlu inceleme fırsatı bulmuştur. Günümüz dünyasında Fizik çok farklı alt kollara ayrılmış bulunmaktadır. Atom ve molekül, çekirdek fiziği ve kaynağını atom ve çekirdekten alan radyasyon fiziği bu dallardan birkaçıdır. Elektronlar, atomun etrafındaki orbital dizilimi atomun kimyasal ve fiziksel özelliklerini belirleyen faktördür. Doğadaki pek çok fiziksel, kimyasal ve biyolojik etkileşmeler ışık yani foton ile elektron arasındaki etkileşmeler ile açıklanabilmektedir. Görme işlemi, fotosentez, kimyasal reaksiyonlar vb. tüm işlemler aslında elektron ve foton hareketleri ve birbirleri ile etkileşmeleridir.

Günümüz haberleşme ve elektronik teknolojileri baskın olarak elektron ve foton etkileşimi üzerine kurulmuştur. Atom ve Nükleer fizik alanında kullanılan bazı teknolojiler elektronun hızlandırılıp maddeye çarptırılması prensibine dayanarak oluşturulmuştur. Röntgen cihazı, LINAC, BT gibi görüntüleme teknikleri elektronların hızlandırılması sonucu elde edilen bremsstrahlung fotonları ile sağlanmaktadır. Ayrıca SEM, TEM vb. elektron mikroskopları elektronların madde ile etkileşme prensibine göre çalışmaktadır.

Bir serbest elektron hızlandırılırsa ve madde üzerine gönderilirse madde ile ne tür etkileşmeler yaptığı ne kadar yol aldığı ve ne kadar enerji kaybettiği merak konusudur. Atom altı dünyada elektron ile yapılan deneysel ölçümlerden elde edilen bilgileri yorumlamak, elektronların madde ile nasıl etkileşime girdiğini ve bu etkileşimlerin nasıl yorumlanabileceğini bilmeyi gerektirir. İlk önce hızlandırılmış serbest bir elektronun madde ile ne tür etkileşmeler yaptığı açıklığa kavuşturulmalıdır. Elektron madde ile taşıdığı yüke bağlı olarak Coulomb kuvveti etkisi ile atomik elektronlarla veya çekirdek alanında taşıdığı enerjiye bağlı olarak elastik, inelastik, bremsstrahlung ve Cherenkov ışınması olmak üzere dört temel etkileşme yapar. Bu etkileşmeler nükleer fizikte tesir kesiti olarak adlandırılan etkileşme olasılıkları ile tanımlanmıştır.

İlerleyen teknoloji ve hızlı işlem yapma kapasitesine sahip bilgisayarların kullanımının artması ile atomik, moleküler ve nükleer olaylarda nümerik çözüm yöntemleri ve simülasyon tekniklerinin kullanımı son derece yaygın hale gelmiştir. Bu

yöntemlerden en çok bilineni şüphesiz Monte Carlo yöntemidir. Bu yöntemle fiziksel olaylar sayısal olarak takip edilebilmekte ve elde edilen simülasyon sonuçları yapılan deneylerle uyumlu sonuçlar verebilmektedir. Sadece fizik bilim dalında değil mühendislik, kimya, iktisat ve matematik gibi içinde olasılık barındıran bilim dallarında da sıkça bu yöntem kullanılmaktadır. Bu tür simülasyon teknikleri, atom altı parçacıkların madde içindeki etkileşimlerinin sayısal takibine ve böylece deneysel değerlerle karşılaştırılabilecek güvenilir bilgiler elde etmemize yardımcı olmaktadır.

Bu tez çalışmasında yarı sonsuz dilim geometrili Alüminyum ortamına gönderilen farklı enerjilere sahip elektronların ortam içerisinde elastik, inelastik ve bremsstrahlung etkileşimleri ile ortama bıraktığı enerji kayıpları, dilim ortamından ileri geçme ve geri saçılma olasılıkları Monte Carlo yöntemi ile incelenmiştir.

Kaynak Araştırması bölümünde elektronların madde ile etkileşimi ayrıntılı olarak incelenmiş ve Sayısal simülasyonda kullanılan tesir kesitlerinin matematiksel ifadeleri tanımlanmıştır. Materyal ve yöntem kısmında Monte Carlo Yöntemi ve Monte Carlo Yöntemi ile tesir kesitlerinin elde edilmesi tanımlanmış ve tarafımızca kodlanan MCET programının akış diyagramı ve çalışma adımlarına değinilmiştir. Programda elde edilen grafikler araştırma ve sonuçlar kısmında ele alınmıştır. Sonuçlar ve öneriler kısmında MCET programında elde edilen grafikler elektronların madde içerisindeki etkileşimine göre yorumlanmıştır.

Bu tez ile Monte Carlo Yöntemini kullanarak elektronların Alüminyum ortamında yaptığı etkileşimler simüle edilmiş alınan veriler ve elde edilen grafikler ayrıntılı olarak tartışılmıştır. Yapılan çalışma ile bu alana yeni bir katkı sağladığımıza inanıyoruz.

2. KAYNAK ARAŞTIRMASI

2.1 Elektronların Madde ile Etkileşmesi

Yüklü parçacıklar ortam ile genelde Coulomb etkileşmesi yaparlar. Bu yüklü parçacık dedekte edilmek istenildiğinde, kullanılacak parçacık dedektörünün özelliklerinin, dedektörün yapıldığı dedeksiyon malzemesinin, ortam elektronları ve gelen radyasyon ile yaptığı etkileşmelerin bilinmesi gerekmektedir. Ölçümler sonucunda ortaya çıkan bilgileri yorumlamak için elektronların madde ile etkileşim tiplerinin anlaşılması gerekmektedir. Buradaki etkileşimler aslında Coulomb kuvvetlerinden kaynaklanmaktadır. Elektronun madde içerisindeki etkileşiminde kinetik enerjisini kaybetmesi veya geliş doğrultusundan saçılması dört temel etkileşimle olur (Evans, 1955; Knoll, 2010; Tsoufanidis, 2010).

1. Elastik Çarpışma
2. İnelastik Çarpışma
3. Bremsstrahlung
4. Cherenkov Işınması

2.1.1 Elastik çarpışma

Bir atoma yönelen elektron, ışın yapmadan veya çekirdekle etkileşime girmeden elastik olarak sapma ihtimali vardır. Elektron, etkileşim anında momentum korunumu için kinetik enerjisini kaybeder. Bu etkileşim eV düzeyindedir. Dolayısıyla etkileşimde enerji kaybı çok düşüktür ve ihmal edilebilir düzeydedir.

Bir elektron, Ze yüklü bir atomik çekirdeğin yanından geçtiğinde Coulomb kuvvetleri nedeniyle bir θ ile $\theta + d\theta$ açı aralığına saçılması Rutherford diferansiyel tesir kesiti ile,

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = \frac{Z^2 e^4}{4E^2(1-\cos\theta+2\beta_N)^2} \quad (2.1)$$

şeklinde verilir (Shimizu ve ark., 1972; Seltzer ve ark., 1974). Burada $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$, diferansiyel katı açı ve β_N atomik perdeleme parametresidir. Bu parametre (Chibani ve ark., 1994) tarafından,

$$\beta_N = 6,810^{-5} Z^{2/3} [1,13 + 3,76 \frac{Z}{137\beta}] (\frac{1-\beta^2}{\beta^2}) \quad (2.2)$$

olarak elde edilmiştir. Rutherford diferansiyel saçılma tesir kesitinin tüm katı açı üzerinden integrasyonu ile toplam elastik tesir kesiti,

$$\sigma_{el} = \frac{\pi e^4 Z^2}{4\beta_N(1+\beta_N)E^2} \quad (\text{cm}^2 / \text{çekirdek}) \quad (2.3)$$

olarak elde edilir (Cengiz, 1991).

2.1.2 İnelastik çarpışma

Atomik elektronla inelastik çarpışma yapan elektron, atomik elektronu uyarılmış duruma geçirerek yolundan sapar. Bu durumda atom uyarılmış hale gelir ya da iyonlaşmış olur. Gelen elektron, iyonlaşmış atomun elektronlarıyla da inelastik çarpışma yapabilir. Bu durumdaki iyonlara uyarılmış iyon denir. Gelen elektron kinetik enerjisinin bir kısmını inelastik çarpışma yaptığı elektrona aktarır.

Gelen elektronun Q ile $Q + dQ$ arasında bir enerjiyi atomik elektrona aktarması için atomik elektron başına diferansiyel inelastik saçılma tesir kesiti aşağıdaki ifade ile verilir (Evans, 1955; Ahmed, 2007).

$$d\sigma_{in} = \frac{2\pi e^4 dQ}{mV^2 Q^2} \quad (2.4)$$

Burada e , m ve V sırasıyla elektronun yükünü, durgun elektron kütesini ve elektronun hızını temsil eder. Işık hızına bağlı elektronun hızı, $\beta = V/c$ olarak tanımlanıp, Denk. (2.4)'te kullanılırsa,

$$d\sigma_{in} = \frac{2\pi e^4 dQ}{mc^2\beta^2 Q^2} \quad (2.5)$$

ifadesi elde edilir. Burada $mc^2 = 0,511 \text{ MeV}$ ile elektronun durgun kütle enerjisini temsil etmektedir. Denklemden verilen β parametresinin gelen elektronun E kinetik enerjisine bağlı ifadesi,

$$\beta = \left[1 - \left(\frac{mc^2}{mc^2 + E}\right)^2\right]^{1/2} \quad (2.6)$$

şeklinde verilir (Almaz, 2000). Toplam inelastik saçılma tesir kesiti ise,

$$\sigma_{in} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} d\sigma_{in} \quad (2.7)$$

şeklinde tanımlanır. Burada E_{max} ve E_{min} sırasıyla, atomik elektrona aktarılan maksimum ve minimum enerjiyi temsil etmektedir. E_{min} , atomik elektronun en düşük bağlanma enerjisi olarak alınır. Bütün ortamların en düşük bağlanma enerjileri eV mertebesindedir. Minimum enerji olarak 5 eV değeri bu çalışmada alınmıştır (Cengiz ve Özmutlu, 1994; Almaz, 2000). İnelastik saçılmadan sonra, gelen ve vurulan atomik elektron birbirinden ayırtılması mümkün değildir. Bundan dolayı inelastik saçılmadan sonra, elektronların

sahip olabileceği maksimum enerji gelen elektronun enerjisinin yarısı yani; $E_{max} = E/2$ kadar olacaktır. Denk. (2.7)'deki integral alınarak, toplam inelastik saçılma tesir kesiti,

$$\sigma_{in} = \frac{2\pi e^4}{mc^2\beta^2} \left[\frac{E-2E_{min}}{EE_{min}} \right] \quad (cm^2/elektron) \quad (2.8)$$

olarak elde edilir. Atom başına toplam inelastik saçılma tesir kesiti ifadesi, Z ortamın atom numarası olmak üzere yeniden;

$$\sigma_{in} = \frac{2\pi e^4}{mc^2\beta^2} Z \left[\frac{E-2E_{min}}{EE_{min}} \right] \quad (cm^2/atom) \quad (2.9)$$

şeklinde yazılabilir.

Gelen elektron, çekirdeğe kadar ulaşması durumunda enerjisinin bir kısmını kaybeder ve yolundan sapar. Bu durumda çok düşük olasılıkta nükleer uyarılma olasılığı vardır. Yüksek enerjiyle gelen elektronlar çekirdeğe ulaşabilirler ancak bu elektronlar büyük olasılıkla bremsstrahlung olayı sonucu enerjisini kaybederler. Çekirdekle inelastik çarpışma olasılığı bremsstrahlung olayı olasılığından çok küçüktür (Almaz, 2000). Bu yüzden çalışmada çekirdekle inelastik etkileşme olayı ele alınmamıştır.

2.1.3 Bremsstrahlung (Frenleme ışınımı) olayı

Bethe–Heitler yaklaşımı olarak bilinen Coulomb perdeleme düzeltmeleri içermeyen ve rölativistik bir yaklaşımla elde edilen bremsstrahlung diferansiyel tesir kesiti ifadesi;

$$d\sigma_{B-H} = \frac{4Z^2 r_0^2 dk}{137k} \left[1 + \left[\frac{E_t}{E_{t_0}} \right]^2 - \frac{2E_t}{3E_{t_0}} \right] \left[\ln \left[\frac{2E_{t_0}E_t}{mc^2k} \right] - \frac{1}{2} \right] \quad (2.10)$$

Şeklinde verilmiştir (Evans, 1955; Haug ve Nakel, 2004). Burada E_{t_0} ve E_t elektronun ilk ve son toplam enerjileridir.

Denk. (2.10)'da, $\tau = k/E_{t_0}$ değişken değiştirmesi yapılırsa;

$$1 - \tau = \frac{E_t}{E_{t_0}} \quad (2.11)$$

elde edilir. Denk. (2.10)'da, Denk. (2.11)'de elde edilen ifade yerine yerleştirilirse,

$$d\sigma_{B-H} = \frac{4Z^2 r_0^2 d\tau}{137\tau} g(\tau) \quad (2.12)$$

şeklinde elde edilir. Burada $g(\tau)$ fonksiyonu,

$$g(\tau) = \left[1 + [1 - \tau]^2 - \frac{2}{3} (1 - \tau) \right] \left[\ln \left[\frac{2E_{t_0}(1-\tau)}{mc^2\tau} \right] - \frac{1}{2} \right] \quad (2.13)$$

Denk. (2.12)'den şekilde elde edilir.

σ_{B-H} toplam bremsstrahlung tesir kesiti için 2.12 ifadesi bir seferde kaybedilebilecek enerji alt ve üst sınırları olan k_{min} ve k_{max} üzerinden diferansiyel tesir kesitinin integrasyonu ile ;

$$\sigma_{B-H} = \int_{k_{min}}^{k_{max}} d\sigma_{B-H} \quad (2.14)$$

şeklinde elde edilir.

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1 Monte Carlo Yöntemi

Monte Carlo yöntemi, istatistik teknikler kullanarak bir deneyi ve olayı sayısal olarak taklit etmektir. Bu yöntem, mühendislik, fen, İktisat ve sosyal bilimlerin çok çeşitli alanlarında kullanılmaktadır. $a \leq x \leq b$ aralığında, her bir x sonucunun ortaya çıkma olasılığı, $f(x)$ sıklık fonksiyonu ile belirlenen bir olayı taklit etmeye çalışalım. Olayda sonucun x ile $x+dx$ aralığında değer alma olasılığı,

$$p(x)dx = \frac{f(x)dx}{\int_a^b f(x)dx} \quad (3.1)$$

ile gösterilir ve olasılık yoğunluk fonksiyonu olarak ifade edilir (Hammersley ve Handscomb, 1979).

Toplam olasılık yoğunluk fonksiyonu veya olasılık dağılım fonksiyonu,

$$P(x) = \int_a^x p(x')dx' \quad (3.2)$$

şeklinde tanımlanır. $a \leq x \leq b$ aralığında, her x değerine karşılık $P(x)$ fonksiyonu 0-1 aralığında gelişigüzel değerler alır. $P(x)$ değerlerinin ortaya çıkma sayısı yani sıklık fonksiyonu düzgün bir dağılım gösterir (Kirkegaard, 1966). O halde $P(x)$ 'i q random sayısına eşitleyebiliriz: $q=P(x)$

Denk.(3.1), Denk.(3.2) ve $q=P(x)$ ifadeleri kullanılarak;

$$q = \frac{\int_a^x f(x')dx'}{\int_a^b f(x)dx} \quad (3.3)$$

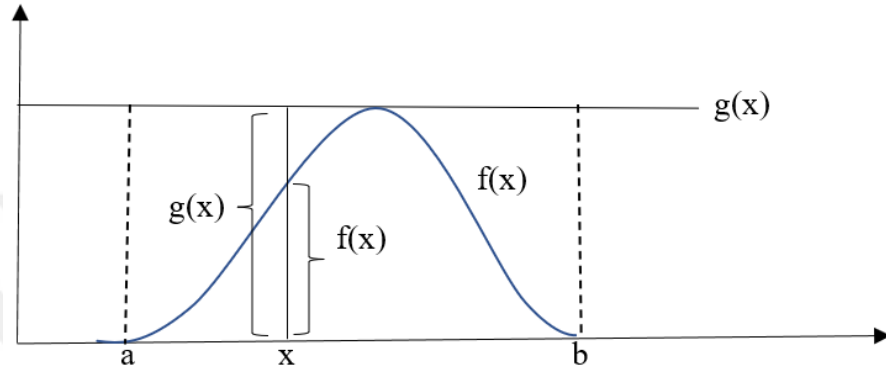
elde edilir. Denk. (3,3) Temel Monte Carlo ilkesi olarak bilinir. Yukarıdaki denklem tersine çözülüp q ' ya bağlı olarak x ;

$$x = P^{-1}(q) \quad (3.4)$$

şeklinde elde edilebilir. Türetilen her bir q ' ya karşılık bir x değeri Denk.(3,4)'den hesaplanır (Spanier ve Gelbard, 1969). Böylece, 0-1 arası düzgün dağılımlı q değerleri kullanılarak $a-b$ aralığında $f(x)$ dağılımlı x değerleri elde edilir (Cashwell ve Everett, 1957; Rubinstein ve Kroese, 1981).

3.1.1 Reddetme Yöntemi

Temel Monte Carlo ilkesinin analitik olarak uygulanması ve tersine çözümü mümkün olmayan fonksiyonlar için reddetme yöntemi kullanılabilir. Reddetme yöntemi için; a ile b arasında tanımlı analitik çözülemeyen bir $f(x)$ fonksiyonu ele alındığında ve bu fonksiyona, fonksiyonu örten, sabit (homojen) bir $g(x)$ fonksiyonu Şekil 1.' de görüldüğü gibi giydirildiğinde Temel Monte Carlo ilkesi uygulanabilen bir $g(x)$ dağılımı ile çözüm elde edilebilir.



Şekil 3.1 Reddetme yöntemi ile örneklenen $f(x)$ fonksiyonu

$f(x)$ dağılımlı bir fonksiyon türetebilmemiz için bilgisayarın random sayı algoritması ile bir q sayısı $0 < q < 1$ aralığında üretilir. Bilgisayarda işlemin hızı ve kolaylığı için $f(x)$ ve örten $g(x)$ fonksiyonu 1'e normalize edilir. Bunu $g(x) = \text{sabit} = 1$ olarak ve $h(x) = f(x)/f(x)_{\max}$ şeklinde $f(x)$ fonksiyonu maksimum değerine bölünerek 1'e normalizasyon gerçekleştirilir.

Bir q sayısı ile seçilerek Denk (3.5)'den bir x değeri üretilir.

$$x = a + (b - a)q \quad (3.5)$$

x değerleri kullanılarak $h(x)/g(x)$ oranı elde edilir. Yeni bir q sayısı seçilir. Seçilen q , $h(x)/g(x)$ oranından küçükse örnekleme $g(x)$ fonksiyonuna göre yapılır, büyükse işlem tekrarlanır. Bu şekilde analitik çözümü mümkün olmayan $f(x)$ dağılımlı fonksiyon reddetme yöntemi ile örneklenmiş olur (Nelson, 2012; Jenkins ve ark., 2012).

3.2 Monte Carlo Yöntemi ile Elastik Çarpışma İfadesi

Elektronun elastik olarak çarpışma etkileşmesinde enerji kaybı yoktur. Elektron yalnızca yolundan sapar. Denk. (2.1)'de verilen, $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ diferansiyel katı açığı, β_N ise atomik perdeleme parametresini temsil etmektedir, ve

$$\beta_N = 6,8 \cdot 10^{-5} Z^{2/3} \left[1,13 + 3,76 \frac{Z}{137\beta} \right] \left(\frac{1-\beta^2}{\beta^2} \right) \quad (3.6)$$

şeklinde verilmiştir (Evans, 1955).

Denk (2.1) ile verilen diferansiyel tesir kesitine Temel Monte Carlo ilkesi uygulandığında;

$$q = \frac{\int_0^\theta d\sigma_{el}}{\int_0^\pi d\sigma_{el}} \quad (3.7)$$

İfadesi elde edilir. Denk (3.7)'nin tüm katı açı üzerinden integrasyonu yapılırsa;

$$q = \frac{\int_0^\theta \frac{Z^2 e^4}{4E^2} \frac{1}{(1-\cos\theta+2\beta_N)^2} 2\pi \sin\theta d\theta}{\int_0^\pi \frac{Z^2 e^4}{4E^2} \frac{1}{(1-\cos\theta+2\beta_N)^2} 2\pi \sin\theta d\theta} \quad (3.8)$$

ifadesi elde edilir ve bu ifade Denk (3.8) ile verilen temel Monte Carlo ilkesine göre çözüldüğünde;

$$\cos\theta = 1 + 2\beta_N - \frac{2\beta_N(1+2\beta_N)}{1+2\beta_N-q} \quad (3.9)$$

ifadesi elde edilir.

Elastik ve inelastik saçılmanın azimut (tepe) açısı Φ , $0-2\pi$ arasında eşit ihtimallidir. Yani Φ düzgün bir açısal dağılım gösterir. Bu düzgün dağılıma Temel Monte Carlo ilkesi uygulanırsa;

$$\Phi = 2\pi q \quad (3.10)$$

bağıntısı elde edilir.

3.3 Monte Carlo Yöntemi ile İnelastik Çarpışma İfadesi

Atom başına toplam inelastik saçılma tesir kesiti, Denk. (2.9)'un ortamın atom numarası Z ile çarpımına eşittir.

Bu etkileşimde gelen elektron Q büyüklüğünde bir enerjiyi atomik elektrona aktarır. Denk (2.4) ile verilen diferansiyel inelastik saçılma tesir kesitine Temel Monte Carlo İlkesi uygulandığında

$$q = \frac{\int_{E_{min}}^Q d\sigma_{in}}{\int_{E_{min}}^E d\sigma_{in}} \quad (3.11)$$

şeklinde elde edilir. Denk (3.11)'de Denk (2.4)'teki ifade yerine yerleştirilirse,

$$q = \frac{\int_{E_{min}Q^2}^Q \frac{dQ}{Q^2}}{\int_{E_{min}Q^2}^E \frac{dQ}{Q^2}} \quad (3.12)$$

ifadesi elde edilir. Denk (3.12)'nin Temel Monte Carlo ilkesine göre integrali alındığında

$$Q = \frac{E.E_{min}}{(1-q)E+qE_{min}} \quad (3.13)$$

Şeklinde bir ifade elde edilir.

3.4 Monte Carlo Yöntemi ile Bremsstrahlung Tesir Kesiti İfadesi

Elektronun bremsstrahlung ile enerji kaybı olayında kaybolan k enerjisini bulmak için verilen diferansiyel tesir kesitine Temel Monte Carlo ilkesi uygulandığında analitik olarak bu denklemin tersine çözümü mümkün olmadığından Reddetme Yöntemi'ne başvurulmuştur. Reddetme Yöntemi dikdörtgensel reddetme fonksiyonu ile uygulandığında verim çok düşük olmakta ve fazla zaman harcanmaktadır.

Bundan dolayı örten reddetme fonksiyonu;

$$r(\tau) = \frac{4Z(Z+\sigma)r_0^2}{137} g(\tau_{min}) \frac{1}{\tau} \quad (3.14)$$

şeklinde seçilmiştir. Bu fonksiyona Temel Monte Carlo ilkesi uygulandığında,

$$q = \frac{\int_{\tau_{min}}^{\tau_{max}} r(\tau') d\tau'}{\int_{\tau_{min}}^{\tau_{max}} r(\tau) d\tau} \quad (3.15)$$

ifade elde edilir. Denk. (3.15)'te integraller verilen sınırlara göre alındığında tau (τ) değerinin q 'ya göre çözümünden,

$$\tau = \tau_{min} (\tau_{max}/\tau_{min})^q \quad (3.16)$$

İfadesi elde edilir. Burada;

$$\tau_{min} = \frac{k_{min}}{E_{t_0}} = \frac{10keV}{E_{t_0}} \quad ve \quad \tau_{max} = \frac{k_{max}}{E_{t_0}} = \frac{E_t}{E_{t_0}} \quad \text{olarak alınmıştır.}$$

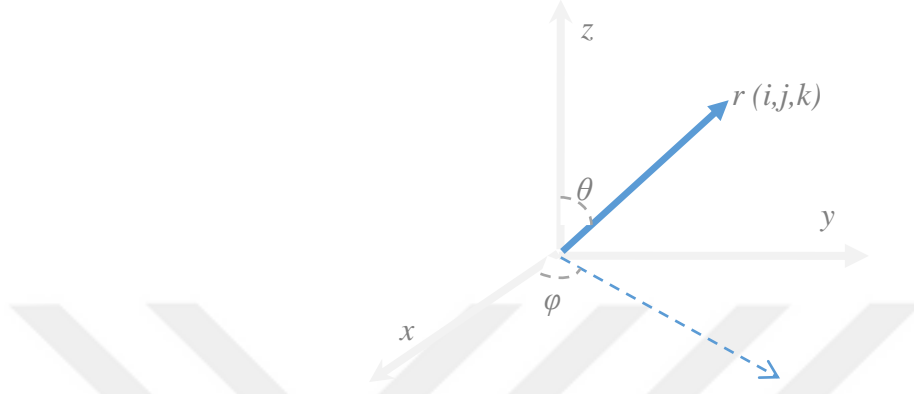
Bir q üretilerek denk. (3.16)'dan bir τ değeri bulunmuştur. İkinci bir q üretilerek,

$$q \leq \frac{g(\tau)}{g(\tau_{min})} \quad (3.17)$$

Denk. (3.17) şartına bakılmıştır. Bu şart sağlanırsa, bremsstrahlung olayında yayınlanan fotonun enerjisi $k = E_{t_0} \tau$ 'dan hesaplanarak elektron takibine devam edilmiştir. Şart sağlanmazsa işlem tekrarlanmıştır (Almaz, 2000).

3.5 Tensör Matrisi

Bir elektronun yarı sonsuz Al ortama girdikten sonra gideceği serbest yol sonrası yaptığı etkileşmenin tespitinden sonra uzayda yönelimini belirlemek için Kartezyen koordinatında şekil 3.2’de doğrultman kosinüslerinden yola çıkarak yeni koordinat noktası belirlenmelidir.



Şekil 3.2 Kartezyen koordinatlarda bir vektörün küresel koordinatlarda tanımlanması

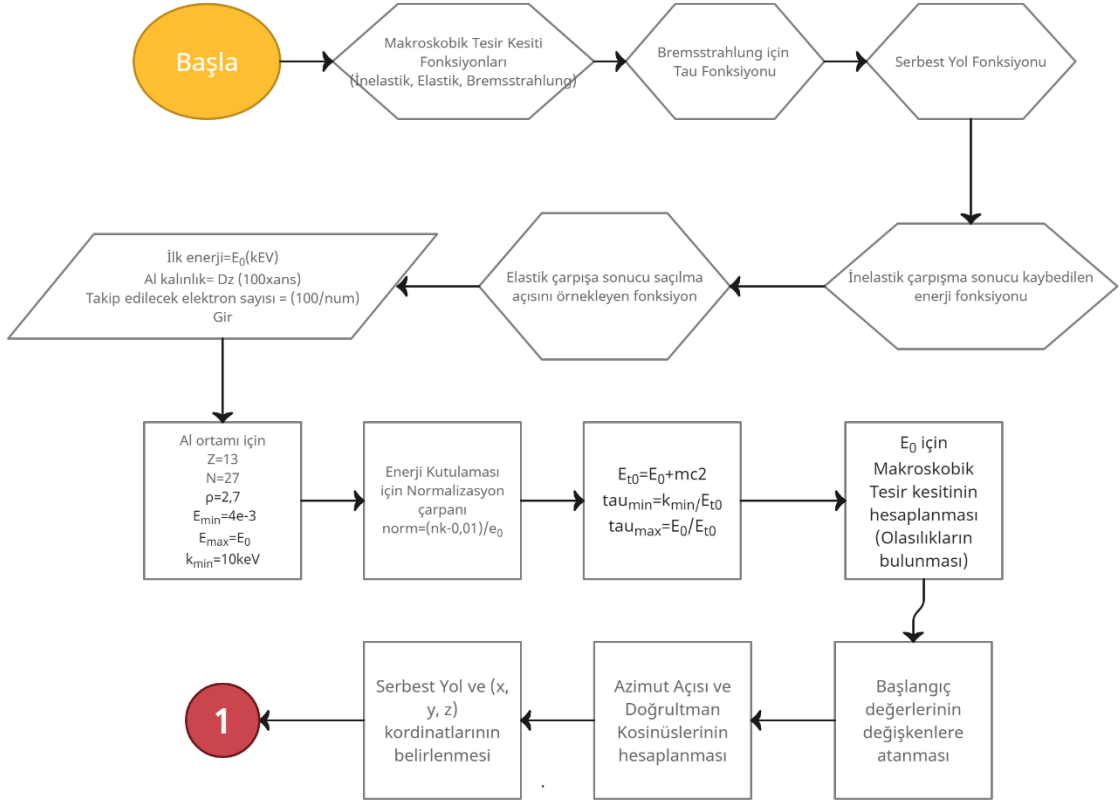
Buna göre; $\alpha = \cos\varphi\cos\theta$, $\beta = \sin\varphi\sin\theta$ ve $\gamma = \cos\theta$ olmak üzere;

Doğrultman kosinüsleri tensörü

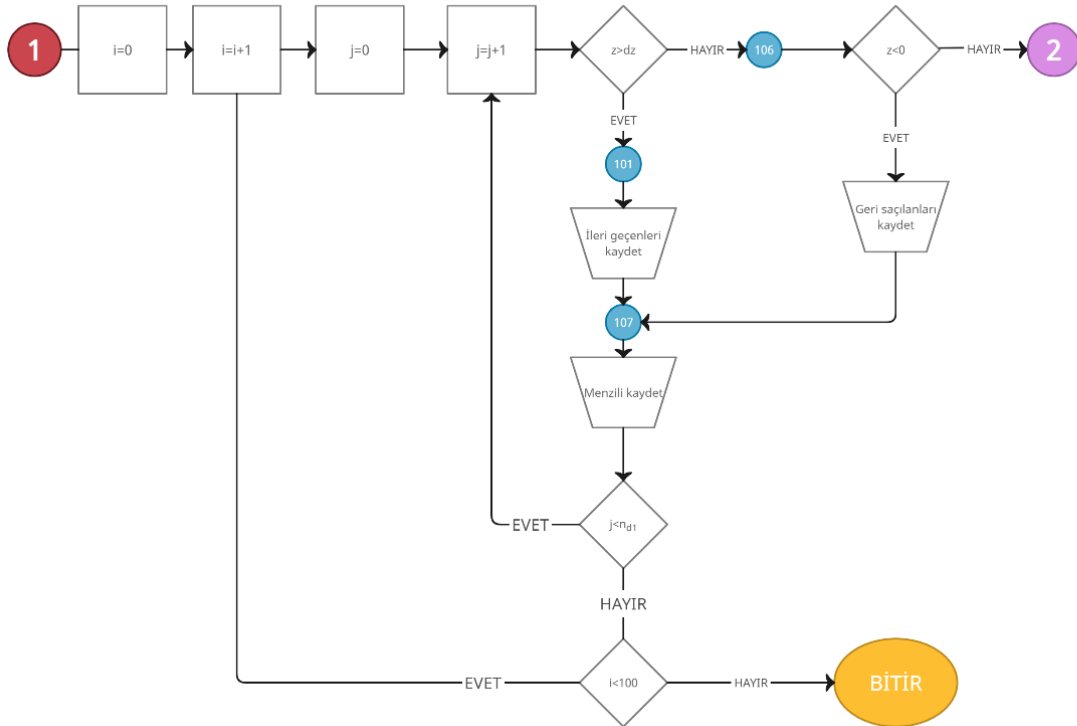
$$\begin{bmatrix} i \\ j \\ k \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\gamma\alpha}{\sqrt{1-\gamma^2}} & \frac{-\beta}{\sqrt{1-\gamma^2}} & \alpha \\ \frac{\beta\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}} & \frac{\alpha}{\sqrt{1-\gamma^2}} & \beta \\ -\sqrt{1-\gamma^2} & 0 & \gamma \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i' \\ j' \\ k' \end{bmatrix} \quad (3.18)$$

olarak elde edilmiştir. Etkileşme sonrası elektronun koordinat dönüşümü Denk (3.18)’de verilen doğrultman kosinüsü tensörü kullanılarak yapılmıştır.

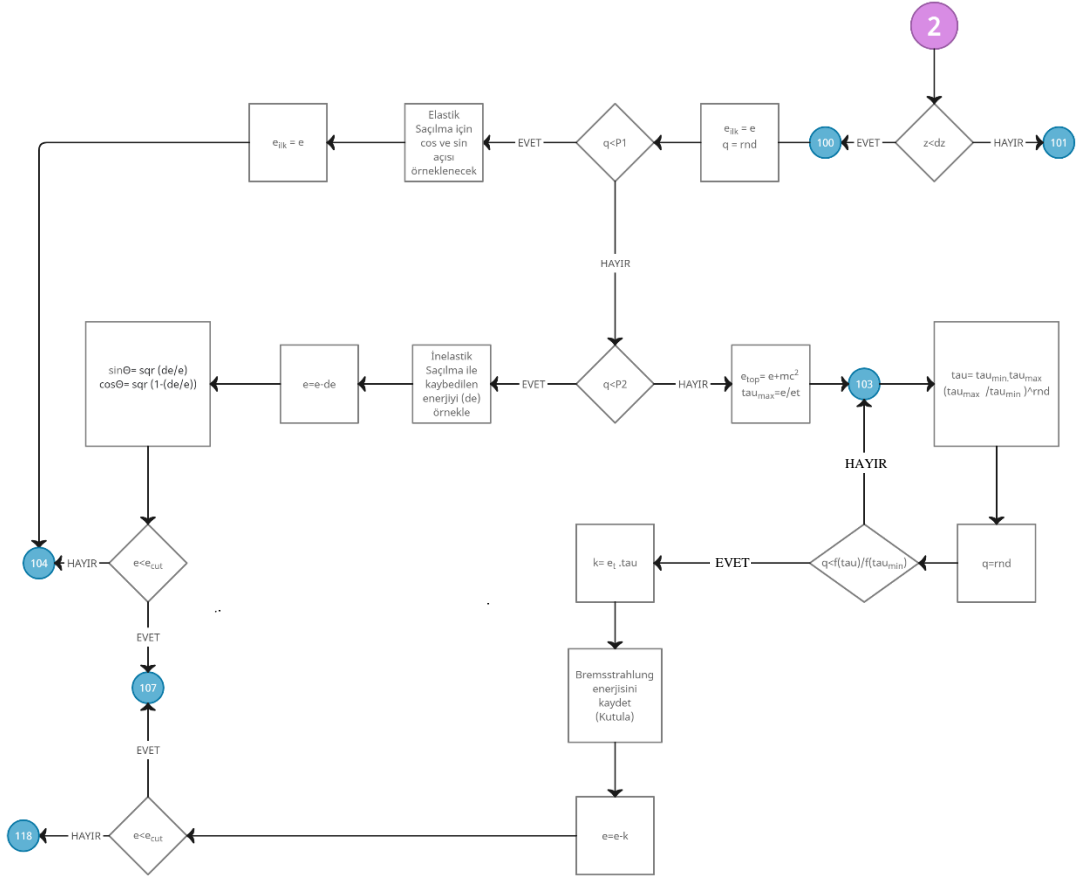
3.6 Monte Carlo ile Elektron Takibi (MCET) Programı



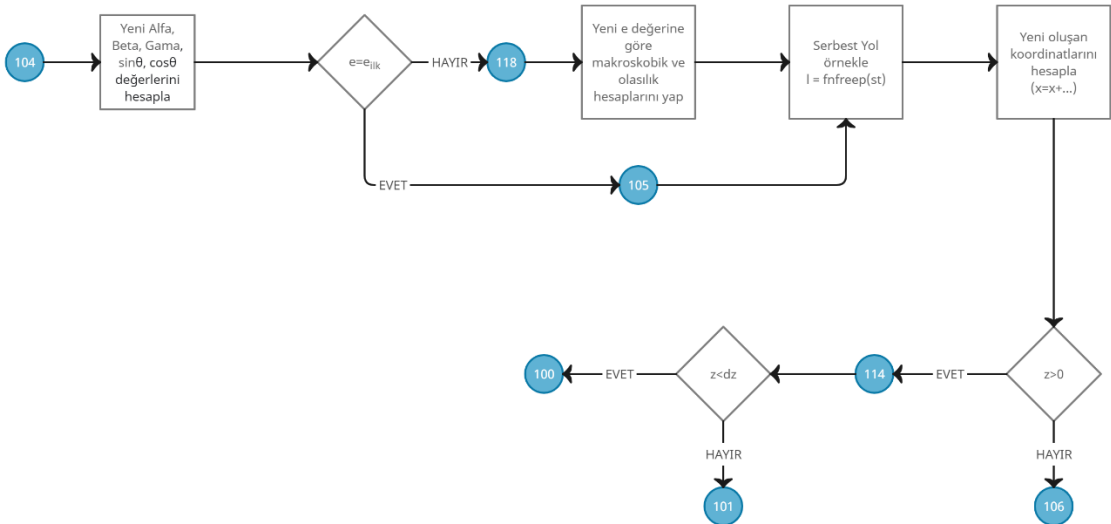
Şekil 3.3.a. MCET programı akış şeması



Şekil 3.3.b. MCET programı akış şeması



Şekil 3.3.c. MCET programı akış şeması



Şekil 3.3.d. MCET programı akış şeması

Yukarıda akış diyagramı verilen ve tarafımızdan yazılan MCET programının işleyişi aşağıda maddeler halinde verilmiştir.



Şekil 3.4. Etkileşim olasılığı aralıkları

- a) Etkileşim elastik saçılma ise saçılma açısı örneklenecek ve elektron takibine devam edilecek.
 - b) Etkileşme inelastik çarpışma ise Q enerji kaybı örneklenecek. Enerjisi büyük olan elektron takip edilecek.
 - i. $E \geq Q + E_{min}$ ise gelen elektron takip edilecek değilse vurulan diğer elektron takip edilecek.
 - ii. $E \leq E_{cut}$ ise menzil kaydedilecek elektron takibi bırakılacak ve yeni elektron takibine başlanacak.
 - iii. $E > E_{cut}$ ise yeni enerji ile elektron takibine devam edilecek.
 - c) Etkileşme Bremsstrahlung ise bu olay sonucu elektronun kaybettiği enerji örneklenecek. Bremsstrahlung sonrası kalan elektron enerjisi E_{cut} enerjisinden küçük ise menzil kaydedilecek ve elektron takibi bırakılacak ve yeni elektron takibine başlanacak. Eğer geri kalan enerji E_{cut} enerjisinden büyük ise aynı elektron bremsstrahlung olayı sonrası kalan enerjisi ile takibine devam edilecek.
8. Bremsstrahlung sonrası elektronun hareket doğrultusu değişmeyeceği için kalan enerji ile hareketine devam elektronun yapacağı etkileşimde, etkileşme türü tespit edilecek ve yeniden serbest yol örneklenecek. Eğer saçılma elastik veya inelastik saçılma ise yeniden doğrultman kosinüsleri hesaplanacak ve yeni hareket doğrultusu ve sonrasında serbest yol örneklenecek.
 9. Yeni etkileşme noktasının koordinatları belirlenecek.
 - a) $z > d$ ise ileri geçme söz konusu, ileri geçenler kutusuna 1 eklenecek, yeni menzil kaydedilecek ve yeni elektron takibine başlanacak.
 - b) $z < d$ ise kalan enerji ile yedinci adımda verilen akış maddeleri ile elektron takibine devam edilecek.
 10. Verilen sayıda elektron döngüsü tamamlandığında program durdurulacak.

11. Enerji kutularına dağıtılmış ileri geçen, geri saçılan, inelastik saçılma sonucu soğrulan enerji ve bremsstrahlung etkileşimi yapan elektronların enerjiye bağılı dağılımlarının dataları kaydedilecek ve bu datalar grafik olarak çizilecek.

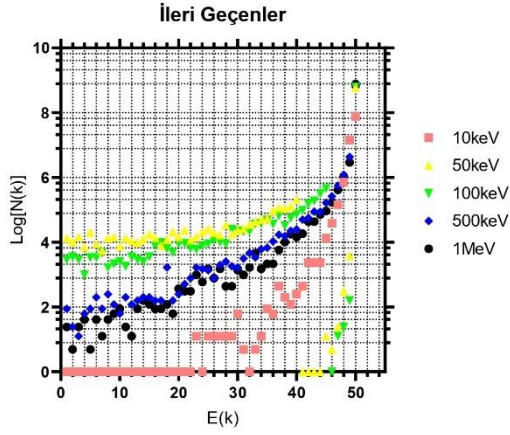


4. ARAŞTIRMA SONUÇLARI ve TARTIŞMA

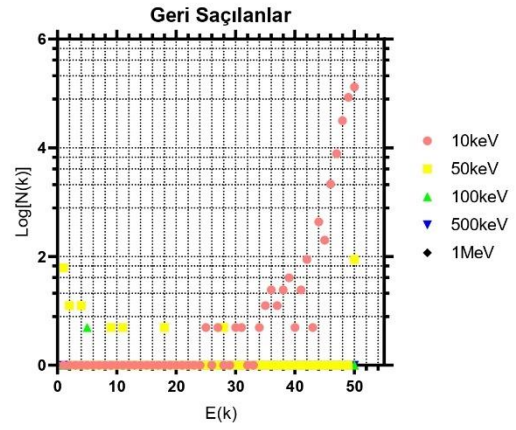
Tarafımızca Turbo Basic programlama dili ile geliştirilen MCET programı ile farklı enerjilerde belli kalınlıklardaki yarı sonsuz dilim geometrili Al ortamına gelen elektronların ortam içindeki etkileşimleri ele alınmıştır. Elektronun elastik saçılma ile sapması, inelastik saçılma ve bremsstrahlung ile enerji kayıpları, dilim ortamında ileri geçme ve geri saçılmalarının tümü Monte Carlo benzetişim yöntemi kullanılarak incelenmiştir (Ellis ve Lodi, 2014).

Araştırmamız için yarı sonsuz Al ortamının kalınlıklarını $1 \times 10^3 \text{ \AA}$, $2 \times 10^3 \text{ \AA}$, $5 \times 10^3 \text{ \AA}$, $1 \times 10^4 \text{ \AA}$, $5 \times 10^4 \text{ \AA}$ ve $1 \times 10^5 \text{ \AA}$ şeklinde belirlenmiştir. Her bir Al dilimi için 1×10^4 elektron takibi yapılmıştır. Elektron enerjileri 10 keV, 50 keV, 100 keV, 500 keV ve 1 MeV olarak seçilmiştir. Bu yolla, dilim ortamından ileri geçen, geri saçılan ve bremsstrahlung yapan elektronların dağılımlarıyla birlikte Al ortamında inelastik saçılma sonucu soğrulan enerji dağılımı MCET programı ile incelenmiştir.

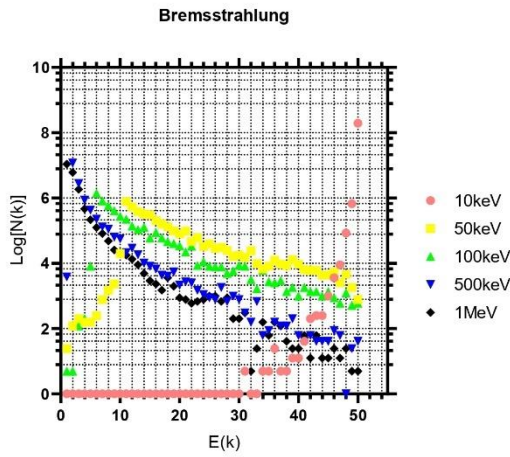
MCET programından alınan datalar iki grupta analiz edilmiştir. Birinci grupta belli Al ortamı kalınlığı için, tüm enerji bölgesi 50 kutuya bölünmüş ve bu kutulara düşen saymalar, değişen elektron enerji değerlerine göre verilmiştir. Alınan dataların grafikleri aşağıda Şekil 4.1, Şekil 4.2, Şekil 4.3, Şekil 4.4, Şekil 4.5 ve Şekil 4.6'da gösterilmiştir. İkinci grupta ise elektronların ortama geliş enerji değerlerine karşılık farklı Al ortamı kalınlıklarına göre enerjiye bağlı sayma simülasyon analizi yapılmış ve elde edilen dataların grafikleri Şekil 4.7, Şekil 4.8, Şekil 4.9, Şekil 4.10 ve Şekil 4.11'de gösterilmiştir.



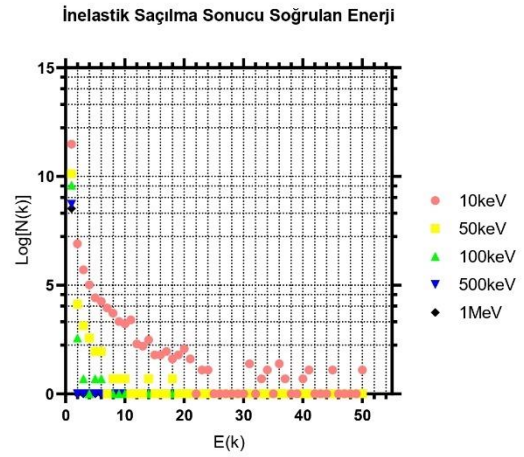
Şekil 4.1.a $1 \times 10^3 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı için ileri geçen elektronların dağılımı.



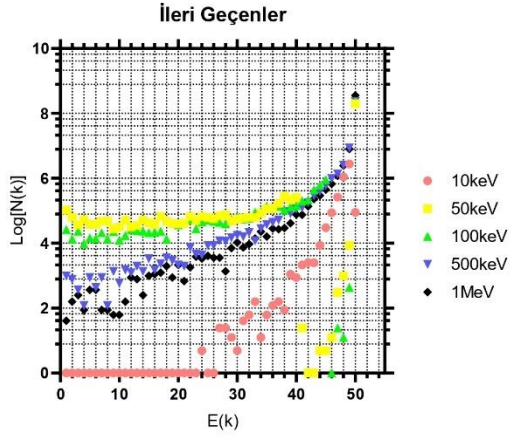
Şekil 4.1.b $1 \times 10^3 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı için geri saçılan elektronların dağılımı.



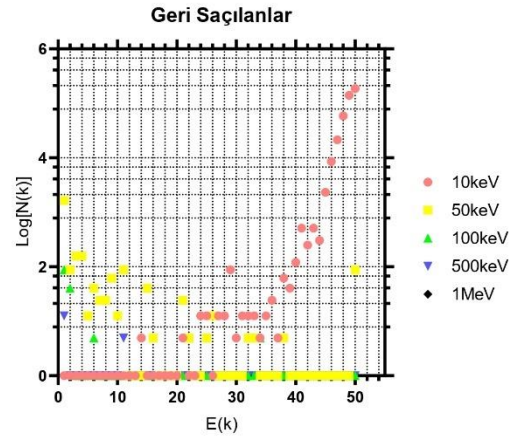
Şekil 4.1.c $1 \times 10^3 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı için elektronların Bremsstrahlung foton dağılımı.



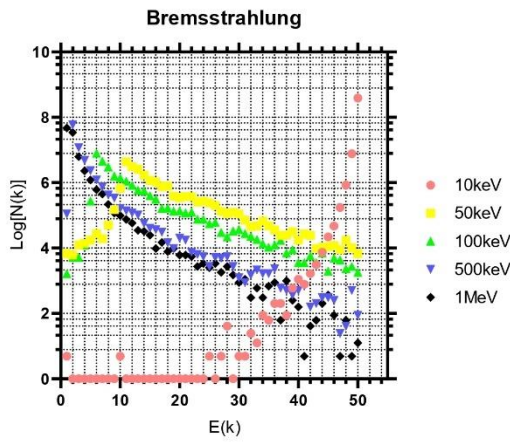
Şekil 4.1.d $1 \times 10^3 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı içinde inelastik saçılma sonucu soğrulan enerji dağılımı.



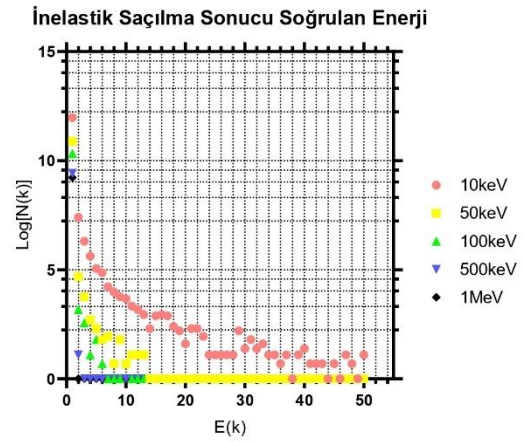
Şekil 4.2.a $2 \times 10^3 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortam için ileri geçen elektronların dağılımı.



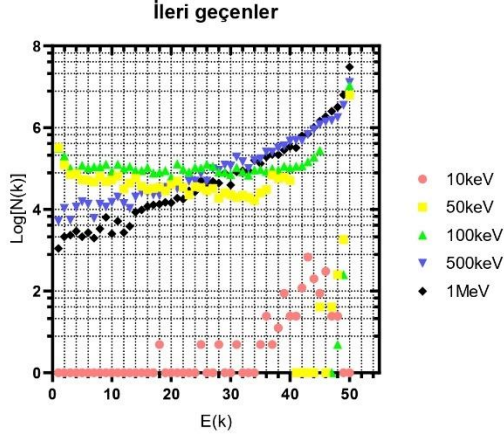
Şekil 4.2.b $2 \times 10^3 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortam için geri saçılan elektronların dağılımı.



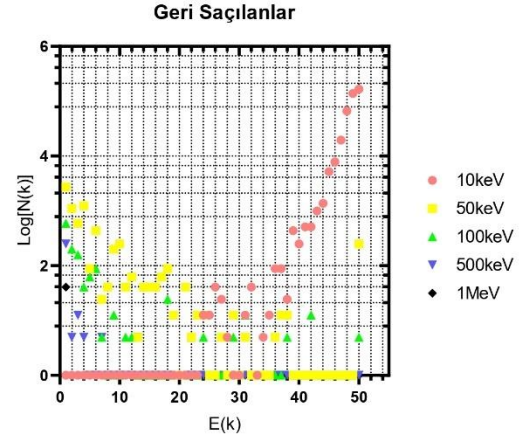
Şekil 4.2.c $2 \times 10^3 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı için elektronların Bremsstrahlung foton dağılımı.



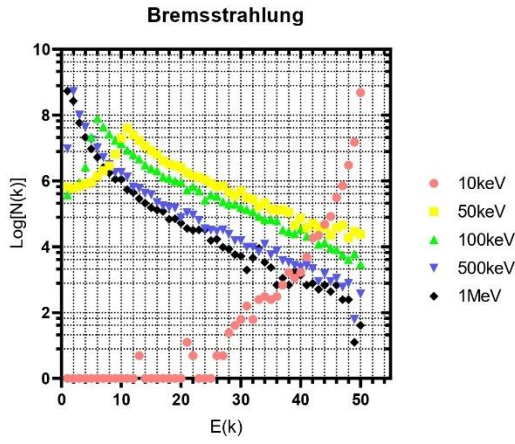
Şekil 4.2.d $2 \times 10^3 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı içinde inelastik saçılma sonucu soğrulan enerji dağılımı.



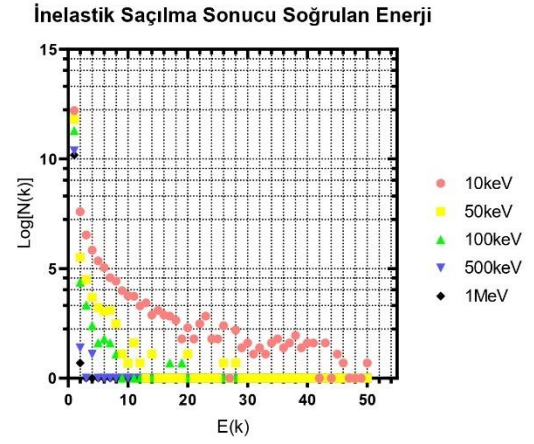
Şekil 4.3.a $5 \times 10^3 \text{ \AA}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortam için ileri geçen elektronların dağılımı.



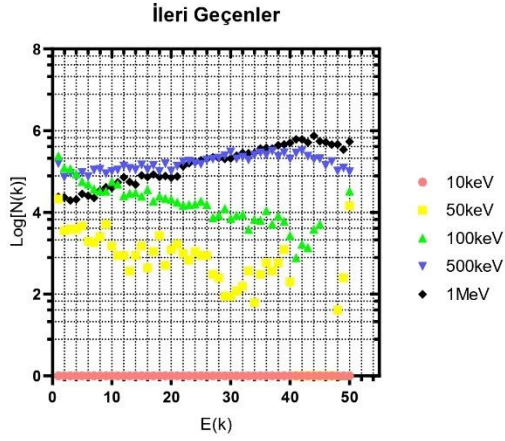
Şekil 4.3.b $5 \times 10^3 \text{ \AA}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortam için geri saçılan elektronların dağılımı.



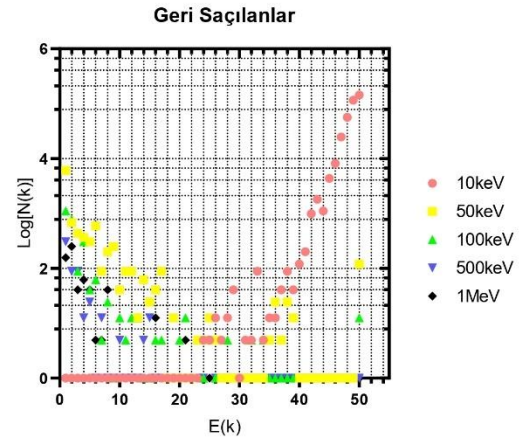
Şekil 4.3.c $5 \times 10^3 \text{ \AA}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı için elektronların Bremsstrahlung foton dağılımı.



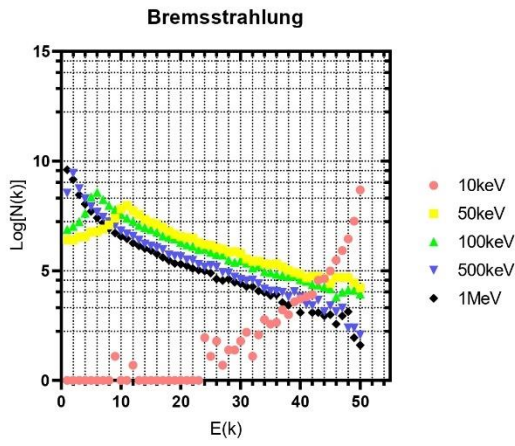
Şekil 4.3.d $5 \times 10^3 \text{ \AA}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı içinde inelastik saçılma sonucu soğrulan enerji dağılımı.



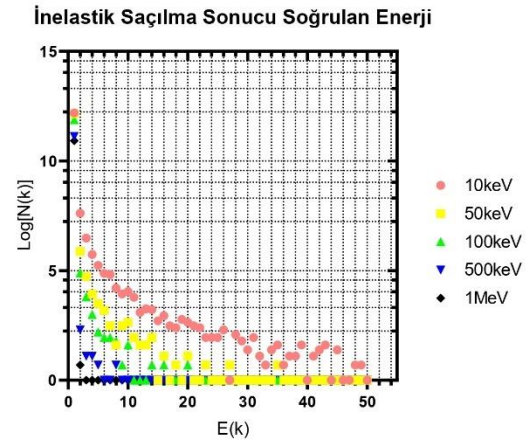
Şekil 4.4.a $1 \times 10^4 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortam için ileri geçen elektronların dağılımı.



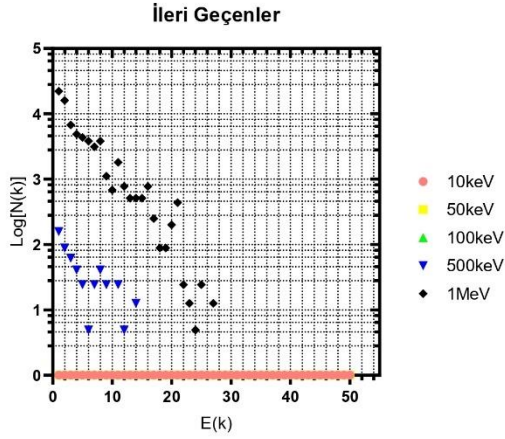
Şekil 4.4.b $1 \times 10^4 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortam için geri saçılan elektronların dağılımı.



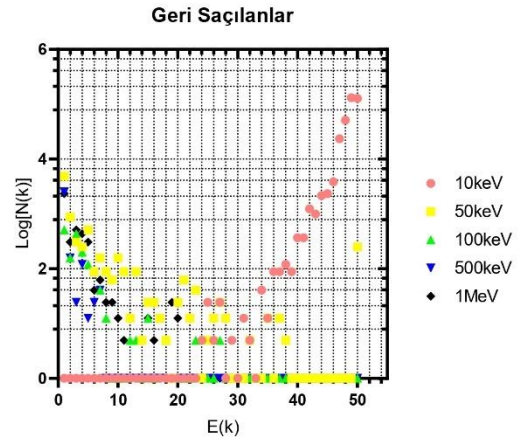
Şekil 4.4.c $1 \times 10^4 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı için elektronların Bremsstrahlung foton dağılımı.



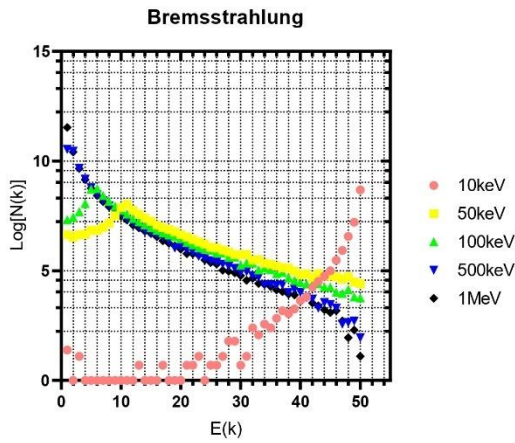
Şekil 4.4.d $1 \times 10^4 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı içinde inelastik saçılma sonucu soğrulan enerji dağılımı.



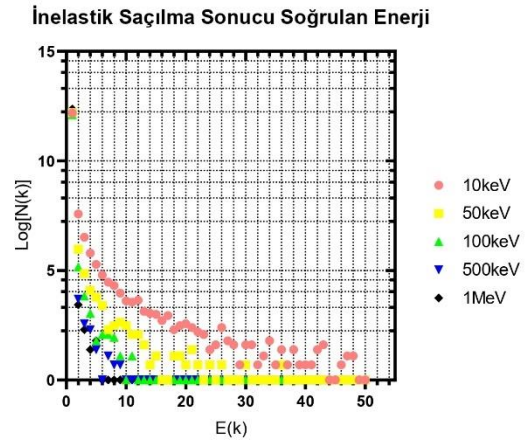
Şekil 4.5.a $5 \times 10^4 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortam için ileri geçen elektronların dağılımı.



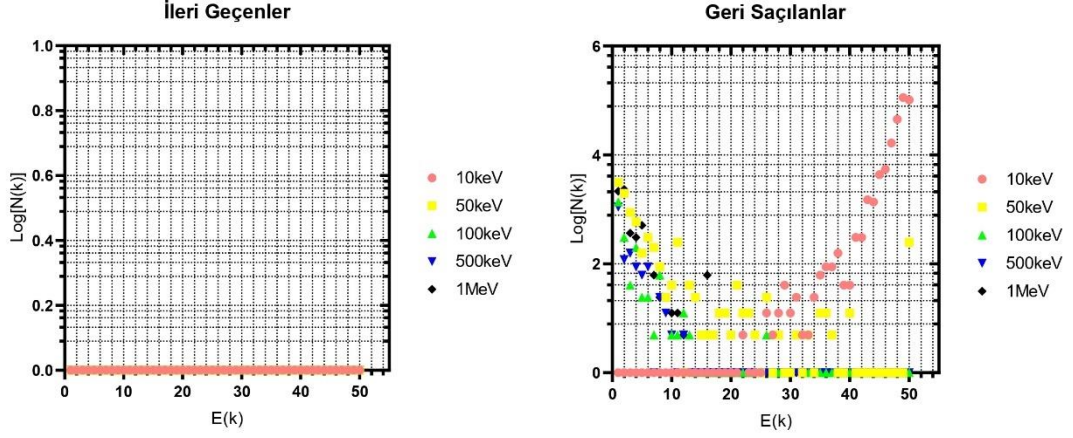
Şekil 4.5.b $5 \times 10^4 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortam için geri saçılan elektronların dağılımı.



Şekil 4.5.c $5 \times 10^4 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı için elektronların Bremsstrahlung foton dağılımı.

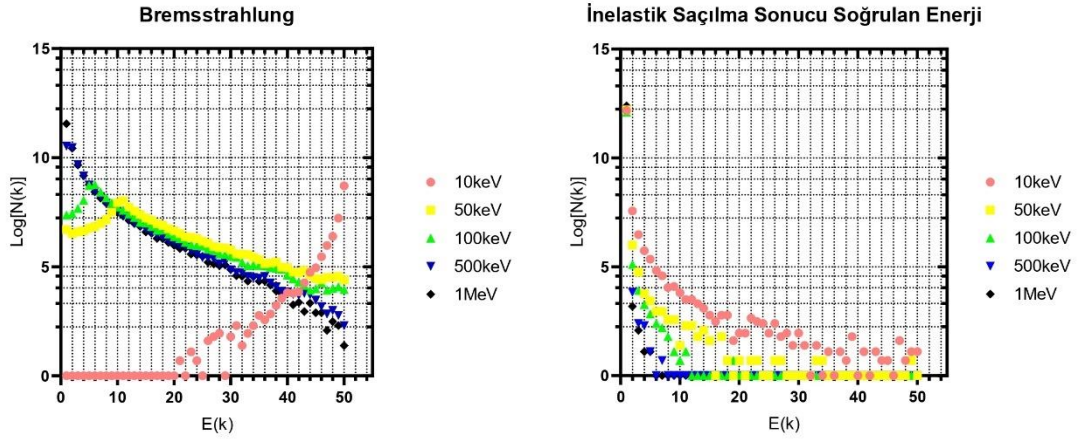


Şekil 4.5.d $5 \times 10^4 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı içinde inelastik saçılma sonucu soğrulan enerji dağılımı.



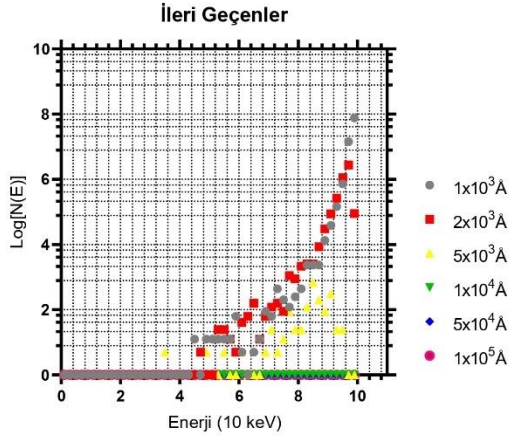
Şekil 4.6.a $1 \times 10^5 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortam için ileri geçen elektronların dağılımı.

Şekil 4.6.b $1 \times 10^5 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortam için geri saçılan elektronların dağılımı.

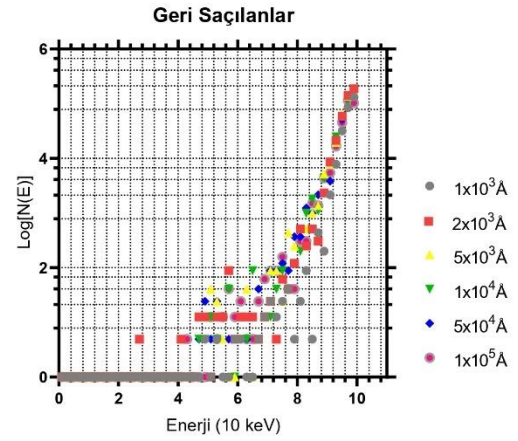


Şekil 4.6.c $1 \times 10^5 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı için elektronların Bremsstrahlung foton dağılımı.

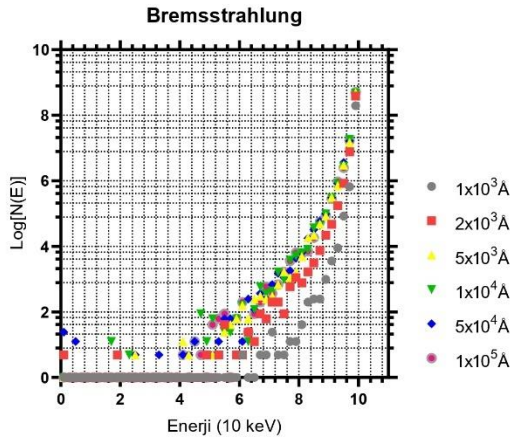
Şekil 4.6.d $1 \times 10^5 \text{Å}$ yarı sonsuz kalınlıktaki Al ortamı içinde inelastik saçılma sonucu soğrulmuş enerji dağılımı.



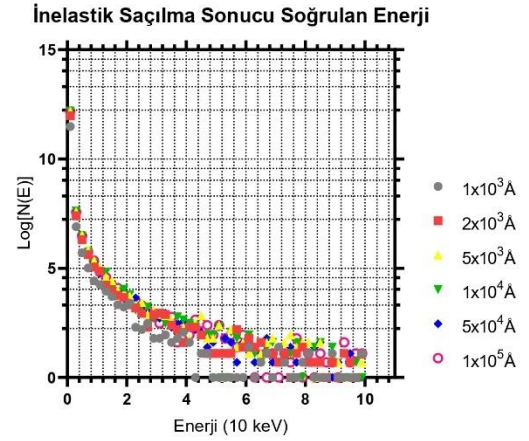
Şekil 4.7.a Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamından ileri geçen elektronların dağılımı.



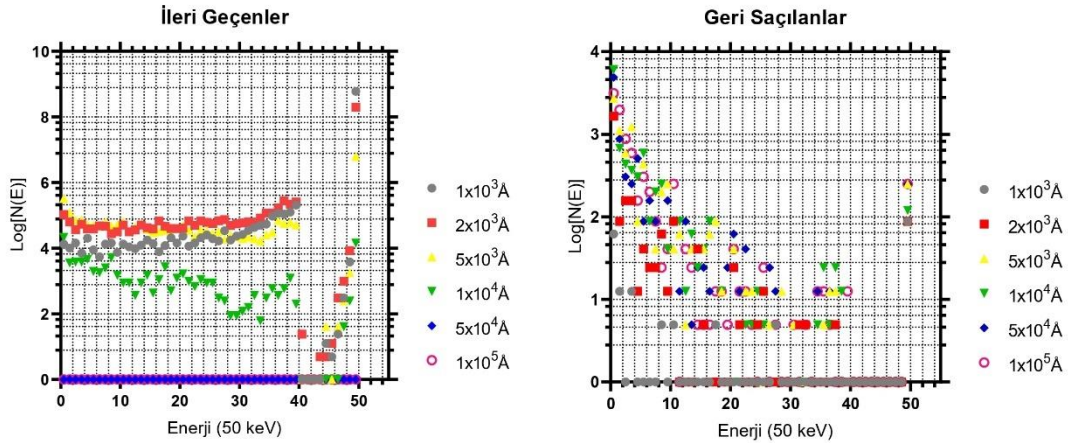
Şekil 4.7.b Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamından geri saçılan elektronların dağılımı.



Şekil 4.7.c Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamında elektronların bremsstrahlung foton dağılımı.

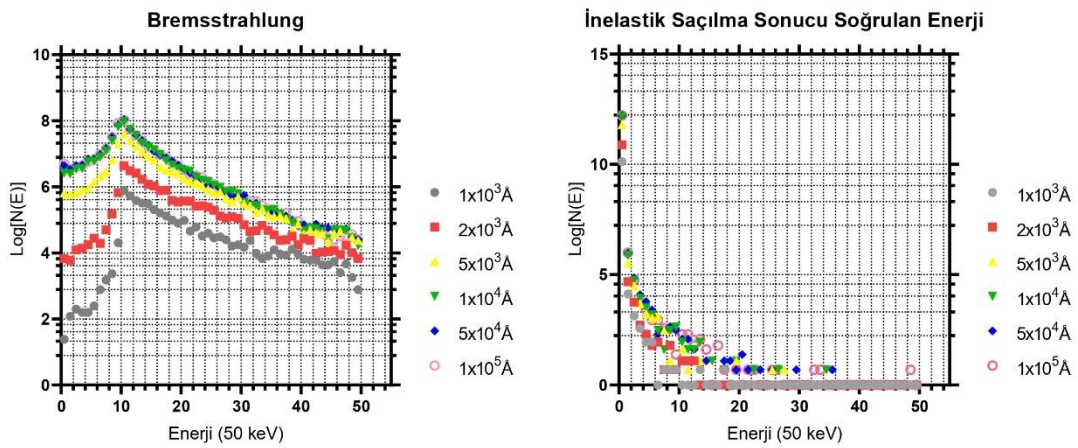


Şekil 4.7.d Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamı içinde inelastik saçılma sonucu soğrulan enerji dağılımı.



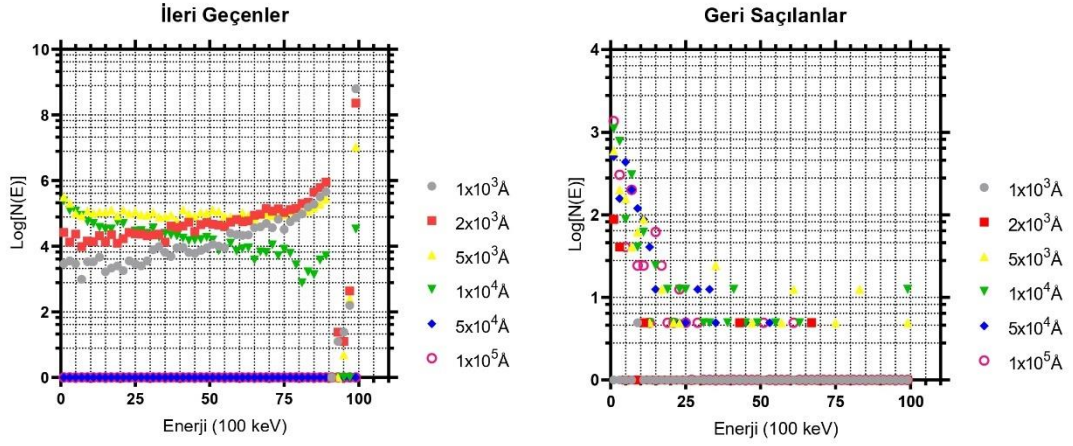
Şekil 4.8.a Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamından ileri geçen elektronların dağılımı.

Şekil 4.8.b Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamından geri saçılan elektronların dağılımı.



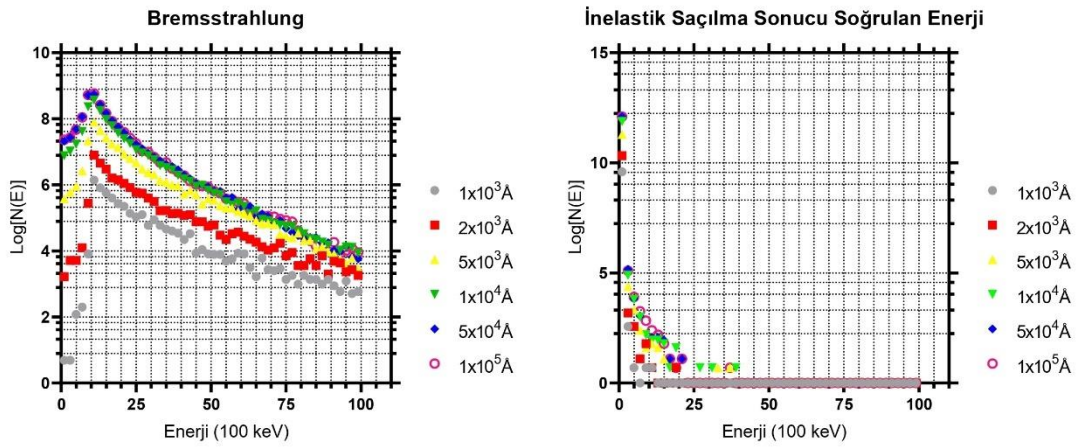
Şekil 4.8.c Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamında elektronların bremsstrahlung foton dağılımı.

Şekil 4.8.d Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamı içinde inelastik saçılma sonucu soğrulmuş enerji dağılımı.



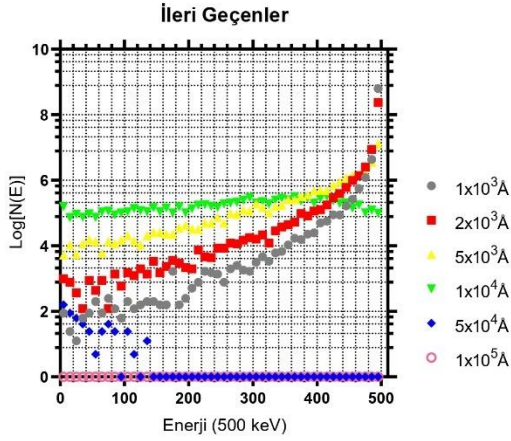
Şekil 4.9.a Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamından ileri geçen elektronların dağılımı.

Şekil 4.9.b Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamından geri saçılan elektronların dağılımı.

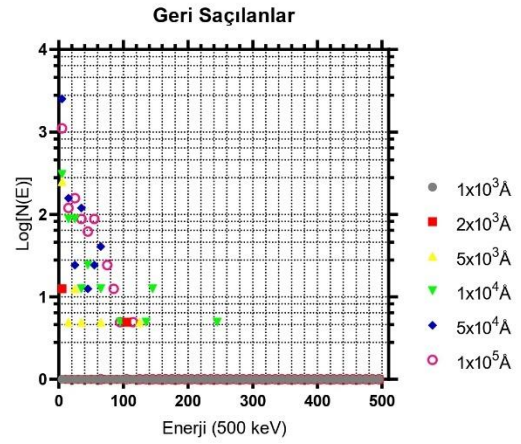


Şekil 4.9.c Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamında elektronların bremsstrahlung foton dağılımı.

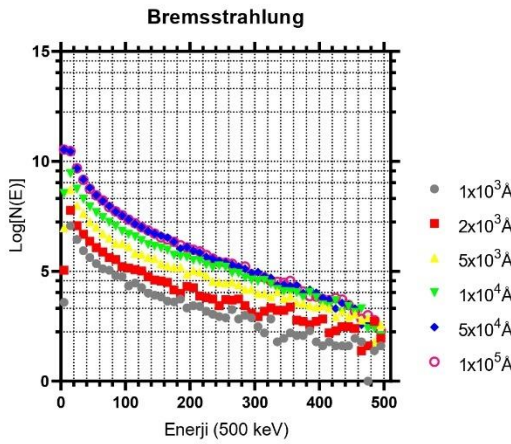
Şekil 4.9.d Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamı içinde inelastik saçılma sonucu soğrulmuş enerji dağılımı.



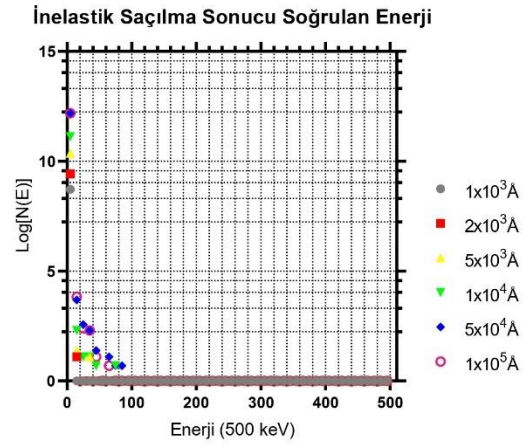
Şekil 4.10.a Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamından ileri geçen elektronların dağılımı.



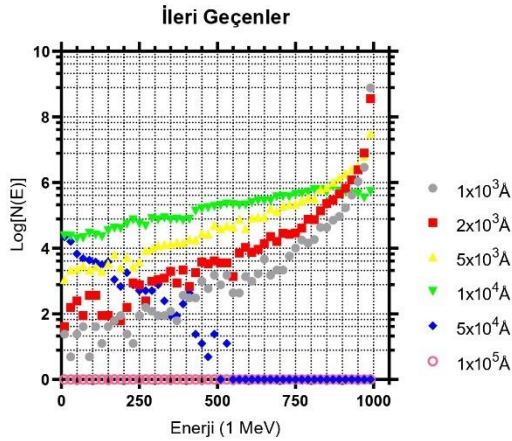
Şekil 4.10.b Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamından geri saçılan elektronların dağılımı.



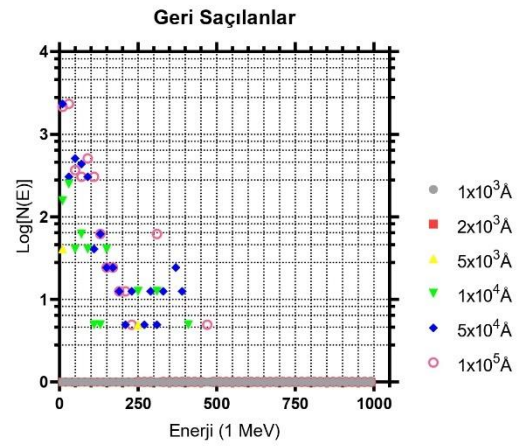
Şekil 4.10.c Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamında elektronların bremsstrahlung foton dağılımı.



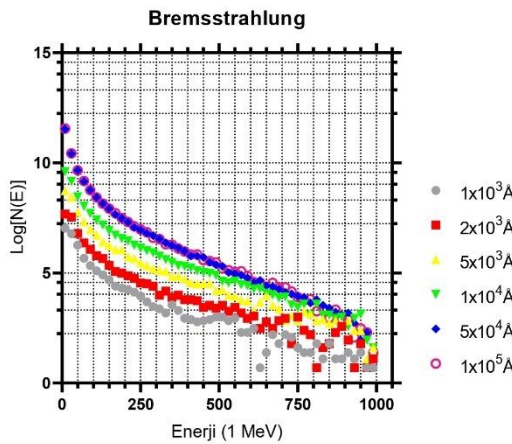
Şekil 4.10.d Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamı içinde inelastik saçılma sonucu soğrulan enerji dağılımı.



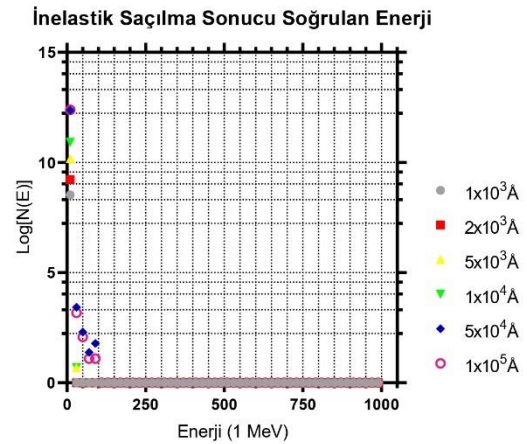
Şekil 4.11.a Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamından ileri geçen elektronların dağılımı.



Şekil 4.11.b Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamından geri saçılan elektronların dağılımı.



Şekil 4.11.c Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamında elektronların bremsstrahlung foton dağılımı.



Şekil 4.11.d Farklı kalınlıklardaki yarı sonsuz Al dilim ortamı içinde inelastik saçılma sonucu soğrulan enerji dağılımı.

5. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

5.1 Sonuçlar

Elektronların yarı sonsuz Al dilim ortamında yaptıkları etkileşmeler ve bu etkileşmeler sonucu ortamdaki ileri geçen, geri saçılan ve bremsstrahlung fotonu yayan elektronlar ile bu elektronların ortamda inelastik saçılma sonucu bıraktıkları enerji kayıpları yukarıda verilen şekillerde görülmektedir.

Birinci grupta ele aldığımız enerji kutusu başına sayma grafiklerinde 10^3 Å, Al kalınlığı için elde edilen sonuçlar; Şekil 4.1 grubunda görüldüğü gibidir. Şekil 4.1.a'da Al dilim ortamında ileri geçen elektronların dağılımı incelenmiştir. Şekil 4.1.a elektronların Al dilim ortamını terk ederken hangi enerji ile çıktığının dağılımını göstermektedir. 10 keV enerjili elektronlar belli bir enerji kutusuna kadar ortamdaki çıkamamıştır. 50 keV ve 100 keV enerjili elektronların 500 keV ve 1 MeV enerjili elektronlara kıyasla düşük enerji bölgesinde daha fazla sayma göstermiştir. Bunun sebebi elektronların Al dilim ortamından ayrılırken düşük enerjide çıkma olasılıklarının daha fazla olmasıdır. Şekil 4.2.a ve Şekil 4.3.a' da ise kalınlık arttıkça yüksek enerji ile ortamı terk eden elektronların sayısında az da olsa azalma gözlenirken düşük ve orta enerjide elektron sayısında artmalar gözlenmiştir. Şekil 4.4.a' da yüksek enerjide çıkan elektron sayısında azalma ve düşük ve orta enerjide artma, artan ortam kalınlığında daha belirgin hale gelmiştir. Şekil 4.5.a'da ortam kalınlığı 5×10^4 Å olduğunda sadece 500 keV ve 1 MeV enerjili elektronların ortamdaki ileri geçtiklerini daha düşük enerjili elektronların ortamda soğurulduklarını dağılımdan gözlemlemekteyiz. Şekil 4.6.a' da ise ortam kalınlığı 1×10^5 Å olduğundan tüm enerjilerde gelen elektronların ortamda tamamen soğurulduğu verilen grafikte görülmektedir.

Şekil 4.1.b ve Şekil 4.2.b' de geri saçılan elektronların enerjiye bağlı dağılımları görülmektedir. Düşük enerjili elektronların (10 ve 50 keV) daha fazla geri saçıldığı tespit edilmiştir. 10 keV ile gelen elektronlar ilk etkileşmenin sonucunda çok az bir enerji kaybıyla geri saçılarak ortamı terk etmiştir. 50 keV ile gelen elektronlarda ise yüksek enerji ile geri saçılan elektronlar olduğu gibi düşük enerji ile geri saçılan elektronlarda gözlenmiştir. Kalınlık arttıkça yüksek enerji ile gelen elektronlarında geriye doğru saçıldıklarını Şekil 4.3.b ve Şekil 4.4.b' de gözlemlenmektedir. Bu durum ortam kalınlığının çok daha fazla olduğu Şekil 4.5.b ve Şekil 4.6.b' de artan olasılıklarda özellikle düşük enerji ile geri saçılmalar gözlemlenmektedir. Şekil 4.1.c ile Şekil 4.6.c arasında artan kalınlık değerlerine bağlı olarak sırasıyla verilen elektronların

bremsstrahlung foton dağılımları görülmektedir. Elektronların enerjileri arttıkça yüksek enerjide bremsstrahlung yapma olasılıkları arttığından ve düşük enerjide bremsstrahlung yapma tesir kesiti azaldığından ve 5 keV enerjide kesilim enerjisi bulunduğundan grafiklerdeki dağılımlardan görüldüğü üzere elektron enerjisi arttıkça bremsstrahlung olasılıkları da artmaktadır. Ortam kalınlığının artmasıyla da kutulardaki saymaların arttığı gözlemlenmektedir. Şekil 4.1.d ile Şekil 4.6.d arasında ise Al ortamına farklı enerjilerde gelen elektronların etkileşmeler sonucu ortam içerisinde inelastik saçılma sonucu bıraktıkları enerji dağılımları verilen kalınlık değerleri için gösterilmektedir. Bu dağılım bilgisayarda programlanırken elektronların ileri veya geri saçılma durumunda gelme enerjisi ile ortamı terk ederken sahip olduğu enerjinin farkı alınıp bulunan enerji kutularak elde edilmiştir.

İkinci grup olarak adlandırılan kısımda ise aynı enerjilerde ortama gelen elektronların değişen ortam kalınlıklarına karşın alınan dataların dağılımlarının karşılaştırılması gösterilmiştir. Şekil 4.7.a ile Şekil 4.11.a arasında 10 keV, 50 keV, 100 keV, 500 keV ve 1 MeV enerji ile ortama gelen elektronların ileri geçme grafikleri ortamdaki çıkış enerjilerine karşın değişen ortam kalınlıklarına göre verilmiştir. Şekil 4.7.b ile Şekil 4.11.b arasında 10 keV, 50 keV, 100 keV, 500 keV ve 1 MeV enerji ile ortama gelen elektronların geri saçılma sonrası hangi enerji ile ortamı terk ettiklerini gösteren grafikler değişen ortam kalınlıklarına göre verilmiştir. Şekil 4.7.c ile Şekil 4.11.c arasında 10 keV, 50 keV, 100 keV, 500 keV ve 1 MeV enerji ile ortama gelen elektronların bremsstrahlung sonrası oluşan fotonların enerji dağılımları değişen ortam kalınlıklarına göre verilmiştir. Şekil 4.7.d ile Şekil 4.11.d arasında 10 keV, 50 keV, 100 keV, 500 keV ve 1 MeV enerji ile ortama gelen elektronların dilim geometri Al ortamında inelastik saçılma sonucu bıraktıkları enerjinin değişen ortam kalınlıklarına göre grafikleri verilmiştir.

5.2 Öneriler

Atom ve nükleer fizikte nükleer parçacıklarla yapılan deneyler büyük bütçe ve zaman gerektirdiğinden deneyler yapılmadan önce veya sonra deneylerin simülasyonlarına başvurulmaktadır. Simülasyon teknikleri bu sebeple sıklıkla başvuru bilimsel yöntemlerdir. Bu çalışma ile örnek olarak seçilen ve deneylerde kullanılan Al, ortam olarak alınmış parçacık olarak da elektronlar seçilmiştir. Al ortamına gelen elektronların bu ortamda yapacağı etkileşmelerin analizi Monte Carlo Yöntemi ile bilgisayar ortamında tarafımızca kodlanan program ile örneklenmesi yapılarak

oluşturulmuştur. Kodlanan program daha farklı parçacıklar ve ortamlar kullanılarak geliştirilebilir ve genişletilebilir. alıştırılabilir kaynak olarak bu konuda çalışma yapan veya yapmayı planlayan araştırmacıların kullanımına sunulabilir. Ayrıca deneysel sonuçlarla karşılaştırma yapılarak güvenirliği desteklenebilir. Yaptığımız bu çalışmanın bu konuda yeni yapılacak simülasyonlara, deneylere yol göstereceğine ve kaynak bilgi olarak faydalanılacağına inanıyoruz.



KAYNAKLAR

- Ahmed, S.N., 2007, Physics and engineering of radiation detection, *Academic Press*,
- Almaz, E. (2000), " β parçacıklarının internal bremsstrahlung spektrumlarının incelenmesi", Uludağ Üniversitesi,
- Cashwell, E.D., Everett, C.J., 1957, A practical manual on the Monte Carlo method for random walk problems, *Los Alamos Scientific Laboratory of the University of California*,
- Cengiz, A. 1991. Elektron ve beta-parçacıklarının menzil, enerji ve açısal dağılımlarının Monte Carlo yöntemi ile incelenmesi.
- Cengiz, A., Özmutlu, C. 1994. Range distribution of electrons, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 84 (3), 310-318.
- Chibani, O., Patau, J.P.J.N.I., Materials, M.i.P.R.S.B.B.I.w., Atoms. 1994. New electron multiple scattering distributions for Monte Carlo transport simulation, 94 (1-2), 1-10.
- Ellis, W., Lodi, E., 2014, Structured Programming Using Turbo BASIC, *Academic Press*,
- Evans, R.D., 1955, The atomic nucleus, *McGraw-Hill New York*,
- Hammersley, J., Handscomb, D. 1979. Monte Carlo Methods: Monographs in Probability and Statistics, Chapman & Hall, London.
- Haug, E., Nakel, W., 2004, The elementary process of bremsstrahlung, *World Scientific*,
- Jenkins, T.M., Nelson, W.R., Rindi, A., 2012, Monte Carlo transport of electrons and photons, *Springer Science & Business Media*,
- Kirkegaard, P., 1966, Nuclear Particle Transport with Emphasis on Monte-Carlo and Shielding Calculations, *Danish Atomic Energy Commission, Research Establishment Risø*,
- Knoll, G.F., 2010, Radiation detection and measurement, *John Wiley & Sons*,
- Nelson, W.R., 2012, Computer techniques in radiation transport and dosimetry, *Springer Science & Business Media*,
- Rubinstein, R.Y., Kroese, D.J.I.P. 1981. Simulation and the monte carlo method. john wiley&sons.
- Seltzer, S., Berger, M.J.N.I., Methods. 1974. Transmission and reflection of electrons by foils, 119, 157-176.
- Shimizu, R., Ikuta, T., Murata, K.J.J.o.A.P. 1972. The Monte Carlo technique as applied to the fundamentals of EPMA and SEM, 43 (10), 4233-4249.
- Spanier, J., Gelbard, E. 1969. Monte Carlo principles and neutron transport problems.,(Addison-Wesley: Reading, MA, USA).
- Tsoufanidis, N., 2010, Measurement and detection of radiation, *CRC press*,

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı : Turgut SARITAŞ

EĞİTİM

Derece	Adı, İlçe, İl	Bitirme Yılı
Lise	: Van Cumhuriyet Lisesi Merkez Van	2004
Üniversite	: Marmara Üniversitesi Kadıköy İstanbul	2009
Yüksek Lisans	: Muş Alparslan Üni. Merkez Muş	2023

İŞ DENEYİMLERİ

Yıl	Kurum	Görevi
2013	Van Açık Dersanesi	Fizik Öğretmeni
2014	Van Özel Hürriyet Koleji	Fizik Öğretmeni
2015	Van Özel Hürriyet Koleji	Fizik Öğretmeni
2016	Milli Eğitim Müdürlüğü	Fizik Öğretmeni

UZMANLIK ALANI

Nükleer Fizik

YABANCI DİLLER

İngilizce