

**T.C.
RECEP TAYYİP ERDOĞAN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**DETEKTÖRÜN ENERJİ ÇÖZÜNÜRLÜK KABİLİYETİ'NİN
KÜTLE SOĞURMA KATSAYISI ÜZERİNE OLAN ETKİSİNİN
BELİRLENMESİ**

ÖMER FARUK DEMİRTAŞ

TEZ DANIŞMANI

DOÇ. DR. SONGÜL AKBULUT ÖZEN

TEZ JÜRİLERİ

PROF. DOÇ. DR. UĞUR ÇEVİK

DOÇ. DR. RECEP KESER

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI


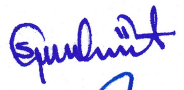
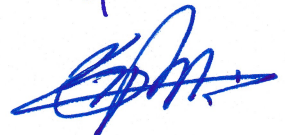
RİZE-2016


Her Hakkı Saklıdır.

T.C.
RECEP TAYYİP ERDOĞAN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DEDEKTÖRÜN ENERJİ ÇÖZÜNÜRLÜK KABİLİYETİ'NİN KÜTLE
SOĞURMA KATSAYISI ÜZERİNE OLAN ETKİSİNİN BELİRLENMESİ

Doç. Dr. Songül AKBULUT ÖZEN danışmanlığında Ömer Faruk DEMİRTAŞ tarafından hazırlanan bu çalışma, Enstitü Yönetim Kurulu kararıyla oluşturulan jüri tarafından 23/09/2016 tarihinde FİZİK Anabilim Dalı'nda YÜKSEK LİSANS tezi olarak kabul edilmiştir.

Jüri Üyeleri	Ünvanı Adı Soyadı	İmzası
Başkan	: Prof. Dr. Uğur ÇEVİK	
Üye	: Doç. Dr. Songül AKBULUT ÖZEN	
Üye	: Doç. Dr. Recep KESER	


Doç. Dr. Ferhat KALAYCI
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRÜ

ÖNSÖZ

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışmada yardımlarını esirgemeyen danışman hocam sayın Doç. Dr. Sogül AKBULUT ÖZEN'e teşekkürlerimi sunarım.

Tezi hazırlama aşamasında değerli yorumları ve göstermiş olduğu anlayış ile akademik bilgi birikimini, zamanını ve yardımlarını hiçbir zaman esirgemeyen sayın Doç. Dr. Necati ÇELİK'e en içten dileklerle teşekkür ederim.

Tez çalışmalarım sırasında her konuda yardımcı olan sayın Yrd. Doç. Dr. Cevdet DEMİRTAŞ'a teşekkürlerimi sunarım.

Tez çalışmalarım sırasında her konuda yardımlarını esirgemeyen çok değerli arkadaşım Fatih DEVRAN'a en içten dileklerle teşekkür ederim.

Son olarak her zaman maddi ve manevi yanımda olan annem Miyase DEMİRTAŞ'a ve babam Cevdet DEMİRTAŞ'a teşekkür ederim.

Ömer Faruk DEMİRTAŞ

TEZ ETİK BEYANNAMESİ

Tarafımdan hazırlanan “Detektörün enerji çözünürlük kabiliyetinin kütle soğurma katsayısı üzerine olan etkisinin belirlenmesi” başlıklı bu tezin, Yükseköğretim Kurulu Bilimsel Araştırma ve Yayın Etiği Yönergesindeki hususlara uygun olarak hazırladığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal işlemi kabul ettiğimi beyan ederim.
23/09/2016

Ömer Faruk DEMİRTAŞ

Uyarı: Bu tezde kullanılan özgün ve/veya başka kaynaklardan sunulan içeriğin kaynak olarak kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

ÖZET

DETEKTÖRÜN ENERJİ ÇÖZÜNÜRLÜK KABİLİYETİ'NİN KÜTLE SOĞURMA KATSAYISI ÜZERİNE OLAN ETKİSİNİN BELİRLENMESİ

Ömer Faruk DEMİRTAŞ

Recep Tayyip Erdoğan Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Ana Bilim Dalı

Yüksek Lisans Tezi

Danışmanı: Doç. Dr. Songül AKBULUT ÖZEN

Bu çalışmada 81-662 keV enerji aralığında Mg ve W'in kütle soğurma katsayıları Monte Carlo metoduyla hesaplanarak HPGe ve NaI dedektörlerinin performansları belirlenmiştir. Dedektör performanslarını belirlemek için çapları 2 mm ile 20 mm arasında değişen kolimatörler kullanılmıştır. Görülmüştür ki, kolimatör çapları arttıkça, kütle soğurma katsayıları azalmıştır. Bu azalma NaI dedektörü için HPGe dedektörüyle kıyaslandığında daha belirgindir. NaI dedektörüyle elde edilen sonuçların aksine, HPGe için kolimatör çapı 10 mm olduktan sonra kütle soğurma katsayılarının artık azalmadığı görülmüştür. Bu durum HPGe dedektörlerinin daha iyi enerji çözünürlüğüne sahip olduğu gerçeğiyle ilişkilendirilmiştir. Bu gerçeği görünür hale getirmek için, hem HPGe hem de NaI dedektörleriyle 662 keV için spektrumlar oluşturulmuştur. Monte Carlo sonuçlarını teyit etmek için, Mg'un kütle soğurma katsayıları 662 keV için 2-10 mm kolimatör çaplarında ölçülmüştür. Sonuçların gayet uyumlu olduğu görülmüştür.

Anahtar Kelimeler: HPGe dedektör, NaI dedektör, Kolimatör çapı

ABSTRACT

DETERMINATION OF DEECTOR ENRGY RESOLUTİON CAPACITY EFFECT ON MASS ATTENUATION COEFFICIENT

Ömer Faruk DEMİRTAŞ

Recep Tayyip Erdoğan University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics
Master Thesis
Supervisor: Doç. Dr. Songül AKBULUT ÖZEN

In this study, the performances of HPGe and NaI detector were determined in calculating mass attenuation coefficients of Magnesium (Mg) and Tungsten (W) for the energy interval of 81-662 keV. In order to reveal the ability of the detectors, collimators were used the diameter of which ranges from 2 mm to 20 mm. It was observed that, as collimator diameters increased, the mass attenuation coefficients decreased. The decrease in mass attenuation coefficients was more significant for NaI detector as compared to those of HPGe detector. It was also seen that after the collimator diameter increased to 10 mm, the mass attenuation coefficient reached the saturated value for HPGe detector unless the case of NaI. It was linked to the fact that HPGe detector has superior energy resolution as compared to NaI detector. To visualize that, spectrums were created for the energy value of 662 keV for both HPGe and NaI. In order to check the validity of the Monte Carlo results, experimental measurements were performed with both HPGe and NaI detector for 662 keV as for the mass attenuation coefficients of Mg for the detector collimator diameters ranging from 2 mm to 10 mm. A good agreement was observed.

Keywords: HPGe detector, NaI detector, Collimator diameter.

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ	I
TEZ ETİK BEYANNAMESİ	II
ÖZET	III
ABSTRACT.....	IV
İÇİNDEKİLER	V
ŞEKİLLER DİZİNİ	VII
TABLolar DİZİNİ	IX
SEMBOLLER ve KISALTMALAR DİZİNİ	X
1. GENEL BİLGİLER	1
1.1. Giriş	1
1.2. Elektromanyetik Radyasyon	1
1.2.1. Gama Işını.....	2
1.3. Elektromanyetik Radyasyonun Madde ile Etkileşimi	2
1.3.1. Fotoelektrik Soğurma	3
1.3.2. Compton Saçılması.....	4
1.3.3. Rayleigh Saçılma	5
1.4. Gama Işınlarnın Soğrulması	5
1.5. HPGe ve NaI Dedektörleri	7
1.5.1. Yüksek saflıktaki germanyum dedektörleri (HPGe)	7
1.5.2. Sintilasyon Dedektörler	8
1.6. Monte Carlo Yöntemi	10
1.6.1. Temel Monte Carlo İlkesi	10
1.7. Literatür Özeti.....	12
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR	15
2.1. EGS4 Similasyon Programı ve Çalışma Metodu	15
2.1.1. EGS4 (Electron Gamma Shower).....	15
2.1.2. Simülasyon	15
2.1.3. EGS4 Programı.....	16
2.1.4. PEGS4 Veri Dosyalarının Hazırlanması	16
2.1.5. EGS4 Prensibi - Monte Carlo Metodu	18
2.1.6. Simüle Edilen Fiziksel Prosesler	19

2.1.7.	EGS4'te Parçacık Taşınması	20
2.1.8.	Parçacık Etkileşimleri	21
2.1.9.	Elektron Prosesi	22
2.1.10.	Foton Prosesi	22
2.2.	Similasyonda Dedektör Modellerin Oluşturulması	22
2.2.1.	HPGe Modeli	23
2.2.2.	NaI Modeli	23
2.3.	Deney Yapılışı	26
3.	TARTIŞMA VE SONUÇLAR	27
3.1.	DeneySEL Ve Simülasyon Sonuçlarının Karşılaştırılması	35
4.	ÖNERİLER	36
	KAYNAKLAR	37
	EKLER	39
	ÖZGEÇMİŞ	54

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.	Elektromanyetik spektrum (URL-1, 2015).....	1
Şekil 2.	Gama Bozunumu	2
Şekil 3.	Compton saçılmasının şematik gösterimi	4
Şekil 4.	Soğurma olayının şematik gösterimi	6
Şekil 5.	HPGe n tipi dedektörün yapısı.....	8
Şekil 6.	Sintilasyon dedektör şeması.....	9
Şekil 7.	Olasılıklar bölgesi	10
Şekil 8.	EGS4 foton takibi diyagramı	18
Şekil 9.	HPGe Modeli	24
Şekil 10.	NaI Modeli.....	25
Şekil 11.	81 keV’de kolimatör çapına bağlı Mg’un kütle soğurma katsayıları	28
Şekil 12.	356 keV’de kolimatör çapına bağlı Mg’un kütle soğurma katsayıları	29
Şekil 13.	662 keV’de kolimatör çapına bağlı Mg’un kütle soğurma katsayıları	29
Şekil 14.	81 keV’de kolimatör çapına bağlı W’nun kütle soğurma katsayıları	30
Şekil 15.	356 keV’de kolimatör çapına bağlı W’nun kütle soğurma katsayıları	30
Şekil 16.	662 keV’de kolimatör çapına bağlı W’nun kütle soğurma katsayıları	31
Şekil 17.	Tungsten için 662 keV’de HPGe ve NaI dedektörleriyle 2 mm kolimatör çapı için numune yokken alınan spektrum.....	32
Şekil 18.	Tungsten için 662 keV’de HPGe ve NaI dedektörleriyle 2 mm kolimatör çapı için numune varken alınan spektrum.	32
Şekil 19.	Tungsten için 662 keV’de HPGe ve NaI dedektörleriyle 4 mm kolimatör çapı için numune varken alınan spektrum.	33
Şekil 20.	Tungsten için 662 keV’de HPGe ve NaI dedektörleriyle 6 mm kolimatör çapı için numune varken alınan spektrum.	33
Şekil 21.	Tungsten için 662 keV’de HPGe ve NaI dedektörleriyle 10 mm kolimatör çapı için numune varken alınan spektrum.	34

Şekil 22. Tungsten için 662 keV’de HPGe ve NaI dedektörleriyle 20 mm kolimatör çapı için numune varken alınan spektrum. 34



TABLULAR DİZİNİ

Tablo 1.	Ölçümlerde kullanılan iki dedektörlerin genel özellikleri	26
Tablo 2.	HPGe detektörüyle elde edilen Mg elementinin kütle soğurma katsayısı (μ/ρ) değerleri ve yüzdellik farklar	27
Tablo 3.	NaI detektörüyle elde edilen Mg elementinin kütle soğurma katsayısı (μ/ρ) değerleri ve yüzdellik farklar	27
Tablo 4.	HPGe detektörüyle elde edilen W elementinin kütle soğurma katsayısı (μ/ρ) değerleri ve yüzdellik farklar	27
Tablo 5.	NaI detektörüyle elde edilen W elementinin kütle soğurma katsayısı (μ/ρ) değerleri ve yüzdellik farklar	27
Tablo 6.	662 keV için Monte Carlo kütle soğurma katsayısı hesapları ve deneysel ölçümler	35

SEMBOLLER ve KISALTMALAR DİZİNİ

X	X Işınları
γ	Gama Işınları
ρ	Yoğunluk
l	Serbest Yol
Z	Atom Numarası
keV	Kilo Elektron Volt
MeV	Mega Elektron Volt
N_a	Avagadro Sayısı
Li	Lityum
Mg	Magnezyum
W	Tungesten
FWHM	Enerji Çözünürlüğü
DMSO	Dimetil sülfoksit
I	Geçen Foton Sayısı
I_0	Gelen Foton Sayısı
HPGe	High Purity Germanium
NaI	Sodium İodide
CsI	Sezyum İyodür
EGS4	Electron Photon Shower Simulation Four
PEGS4	Preprocessor for EGS4
σ_t	Molekül Başına Toplam Tesir Kesit
F(i)	Etkileşim Sayısına Ait Dağılım Fonksiyonu
Ne	Milimetre
E_b	Milimolar
P(x)	Fonksiyonu Olasılık Yoğunluğu
M	Molekül Ağırlığı
λ	Ortalama Serbest Yol
g	Gram
cm^2	Santimetre Kare

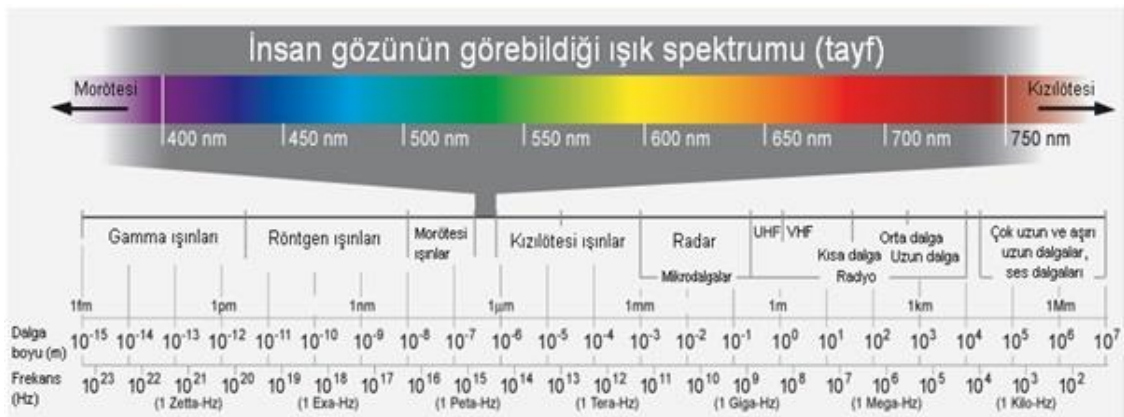
1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

Çeşitli numunelerin kütle soğurma katsayılarının ölçümlerinde, araştırmacılar bazen HPGe, bazen de NaI dedektörü kullanmışlardır. Ancak deneysel geometri incelendiğinde görülmüştür ki, araştırmacılar kaynak ve dedektör kolimatör çapları ile ilgili herhangi bir ayrıntı vermemişlerdir. Bu çalışmada da bir HPGe ve bir NaI dedektörünün kütle soğurma katsayısı belirlemedeki performansları Monte Carlo metodu kullanılarak belirlenmiş ve dedektör kolimatör çapının elde edilen sonuçlar üzerindeki etkileri belirlenmiştir.

1.2. Elektromanyetik Radyasyon

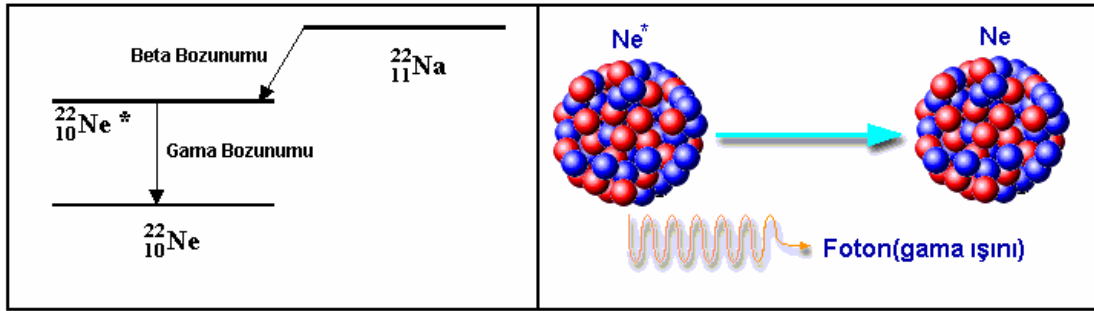
Atomlardan farklı şekillerde meydana çıkan enerji türleri ve bunların yayılma şekilleri "elektromagnetik radyasyon" olarak adlandırılır. İçinde X ve γ ışınlarının ve görülebilir ışığın da bulunduğu radyasyonlar, dalga boyları ve frekanslarına göre Şekil 1'de görüldüğü gibi elektromanyetik radyasyon spektrumunu oluştururlar. Bu spektrumun bir ucunda dalga boyları en büyük, enerjileri ve frekansları ise en küçük olan radyo dalgaları bulunur. Diğer ucunda ise dalga boyları çok küçük, fakat enerji ve frekansları büyük olan X ve γ ışınları bulunur.



Şekil 1. Elektromanyetik spektrum (URL-1, 2015)

1.2.1.Gama Işını

Radyoaktif bozunum (alfa veya beta) yapmış veya bir nükleer reaksiyondan sonra meydana çıkan ürün çekirdek, genellikle, uyarılmış enerji seviyesinde kalır. Bu durumdaki çekirdek ikinci bir bozunum ile bir foton yayınlamaya daha düşük enerji seviyesine ve sonunda taban enerji seviyesine düşer. Bu şekilde, çekirdeğin uyarılmış enerji seviyesinden temel enerji seviyesine düşerken yayınladığı fotonlara gama ışını denir. Şekil 2’de Na (sodyum)’nın, beta bozunumu yaparak Ne (neon)’nin uyarılmış haline dönüşmesi ve uyarılmış halde bulunan Ne çekirdeğinin gama bozunumu ile temel enerji seviyesine düşerken yayınladığı gama ışınının şematik diyagramları gösterilmiştir.



Şekil 2. Gama Bozunumu

Gama ışınlarının enerjileri 0,1-10 MeV arasında olup çekirdek durumları arasındaki enerji farkı mertebesinde ve bu 10^4 ile 100 fm dalga boyu aralığına karşılık gelir. Gama ışınları Şekil 1’de gösterilen elektromanyetik spektrumun en kısa dalga boylu ve en fazla enerjili olanlarıdır, durgun kütleleri yoktur ve yüksüzdürler dolayısıyla elektrik ve manyetik alanda saptırılamazlar, yüksek enerjilerinden dolayı madde içerisinde yol alabilirler, ışık hızı ile yayılırlar (Akkoyun, 2006).

1.3. Elektromanyetik Radyasyonun Madde ile Etkileşimi

Elektromanyetik radyasyonun maddeyle etkileşimi farklı şekillerde olabilirken, en fazla bilinen üç tip etkileşim ele alınacaktır. Bunlar fotoelektrik soğurma, Compton saçılması ve çift oluşum olayıdır. Bu etkileşimlerin sonucunda, foton enerjisinin bir

bölümü ya da tamamı elektrona transfer edilir. Bu enerji transferi, fotonda büyük değişiklikler oluşturur, örneğin foton tamamen kaybolabileceği gibi, belli bir açıyla da saçılabilir.

1.3.1. Fotoelektrik Soğurma

Fotoelektrik soğurma olayında foton tamamen ortadan kaybolacak şekilde soğurucu bir atomla etkileşime girer. Bunun yerine atomun orbital elektronlarından bir tanesi koparılır. Bu etkileşim, serbest bir elektronla değil, atomun kendisiyle (yani iç yörünge elektronlarıyla) meydana gelir. Yeterince enerjik bir fotoelektron için en muhtemel etkileşim atomun K tabakasındaki elektronla olur ve elektron aşağıdaki enerjiye sahip olur.

$$E_{e^-} = h\nu - E_b \quad (1)$$

Burada; E_b elektronun orijinal kabuğuna bağlanma enerjisini gösterir. Enerjisi birkaç yüz keV olan bir gama ışınının ürettiği elektron, bu enerjinin hemen hemen hepsini taşır. Enerjisi yaklaşık 30 keV olan gama ışını fotonlarının xenon atomuyla etkileşimi sonucunda, etkileşimin %86'sı xenonun K tabakasındaki elektronlarıyla olur. Bu etkileşimin %87,5'i karakteristik K-ışınlarının yayınlanmasıyla, %12,5'i de Auger elektronlarının yayınlanmasıyla sonuçlanır. K tabakasıyla etkileşime girmeyen %14'lük bir kısım ise L veya M tabakasındaki elektronlarla etkileşime girer.

Fotoelektrik soğurma olayı, düşük enerjili gama ışınları için olasılığı yüksek bir etkileşim olayıdır. Bu ihtimaliyet, soğurucu atomun atom numarasının artmasıyla artar. Bu olasılık için kesin bir matematiksel bağıntı olmamakla beraber, aşağıdaki gibi yaklaşık bir ilişki yazılabilir:

$$\tau \cong \text{sabit} \frac{Z^n}{E_\gamma^{3.5}} \quad (2)$$

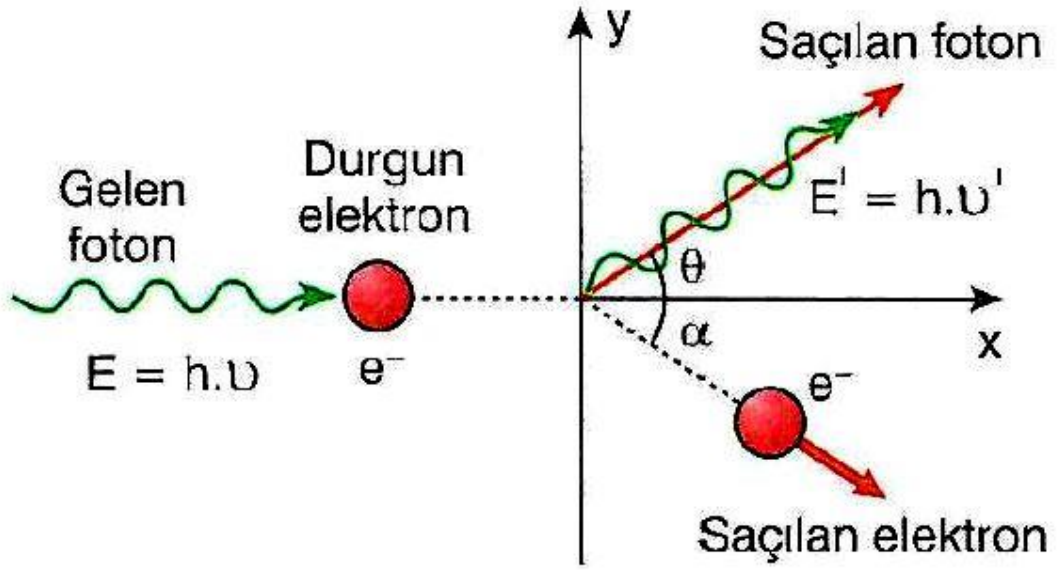
Burada n sayısı 4 ile 5 arasında değişen bir parametredir. Gama ışınlarının soğurulmasının atom numarasına bu denli sıkıca bağlı olması, gama dedektörlerinin atom numarası yüksek elementlerden üretilmesini gerektirir.

1.3.2. Compton Saçılması

Compton saçılması gama ışınlarıyla soğurucu atomun çok zayıf bağlı elektronları arasında gerçekleşen bir etkileşim türüdür. Compton saçılmasında gelen foton, elektronla etkileştikten sonra (elektrona belli oranda enerji transfer ederek) geliş yönünden belli bir açı kadar saçılır. Enerjik olarak bütün açılarda saçılma gerçekleşebileceğinden, elektrona transfer edilen bu enerji sıfırdan, çok büyük oranlara kadar değişebilir.

Herhangi bir etkileşimde enerji transferini veren ifade, basitçe enerji ve momentumun korunumu ifadelerini veren denklemlerin aynı anda çözülmesiyle elde edilir.

Şekil 3’de dikkate alındığında;



Şekil 3. Compton saçılmasının şematik gösterimi

aşağıdaki bağıntı kolaylıkla çıkarılabilir:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (3)$$

Burada; m_0c^2 , elektronun durgun kütle enerjisidir (0,511 MeV). Küçük saçılma açıları için, enerjinin küçük bir kesri transfer edilecektir.

Compton saçılmasının meydana gelme ihtimaliyeti, ortamda bulunan saçıcı elektron sayısı ile orantılı olduğundan Z ile doğrusal olarak artar.

Çeşitli saçılma tesir kesitleri için saçılan gama ışınlarının açısal dağılımı, *Klein-Nishina* formülüyle tahmin edilmektedir:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right) \quad (4)$$

Burada $\alpha \equiv h\nu / m_0c^2$ ve r_0 ise klasik elektron yarıçapıdır.

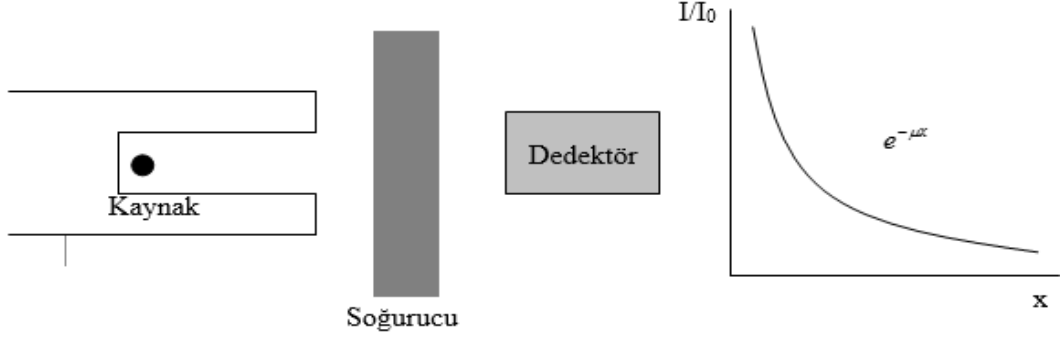
1.3.3. Rayleigh Saçılma

Compton saçılması haricinde, Koherent veya Rayleigh saçılması denen diğer bir saçılma olayı daha vardır. Bu saçılma olayında etkileşme sonucunda foton başlangıçtaki enerjisini aynen koruduğundan, etkileşime giren atom ne uyarılır ne de iyonize edilir. Herhangi bir enerji aktarımı söz konusu olmadığından, bu etkileşim türü genellikle ihmal edilir veya hiç bahsedilmez. Ancak, koherent saçılmada, gelen fotonun yönü değişir. Bu saçılma daha çok enerjisi düşük fotonlarda (birkaç yüz keV) yüksek olasılıkla olur ve yüksek Z değerli atomlarda daha olasıdır. Ortalama saçılma açısı artan enerjiyle beraber azalır.

1.4. Gama Işınlarının Soğrulması

İnce bir demet şeklinde kolime edilmiş gama ışınlarının şiddeti, değişik kalınlıklarda soğurucu bir madde içinden geçtikten sonra bir dedektör üzerine düşürüldüğü zaman exponansiyel olan bir azalma şeklinde gözlenecektir. Her bir etkileşim, demet içinde bir miktar gama fotonunun, belli bir ihtimaliyet dâhilinde gerçekleşen soğurma veya saçılma şeklinde dedektöre gitmesini engelleyecektir. Bu ihtimaliyetlerin her birinin toplamı, birim kalınlık başına toplam soğrulma ihtimaliyetini

verir ve lineer soğurma katsayısı olarak tanımlanır. Şekil 4’de bu olay şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 4. Soğurma olayının şematik gösterimi

oğurucu maddeden geçen foton sayısı I , gelen foton sayısı da I_0 olmak üzere;

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu x} \quad (5)$$

bağıntısı yazılabilir. Gama ışını fotonları aynı zamanda herhangi bir etkileşme meydana gelmeden önce aldıkları ortalama serbest yolları (l) bakımından da karakterize edilebilirler. Bu ortalama serbest yolun değeri aşağıdaki şekilde elde edilebilir:

$$l = \frac{\int_0^{\infty} x e^{-\mu x} dx}{\int_0^{\infty} e^{-\mu x} dx} = \frac{1}{\mu} \quad (6)$$

Gama ışınları için katı içinde ortalama serbest yolun (l) tipik değeri birkaç mm ile birkaç cm arasında değişir. (5) formülü yeniden dizayn edilirse, kütle soğuma katsayısı ifadesi elde edilir:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{d} \ln\left(\frac{I_0}{I}\right) \quad (7)$$

Aynı malzeme için bile olsa, lineer soğurma katsayısı yoğunlukla değiştiği için kütle soğurma katsayısının kullanılması daha kullanışlıdır (μ/ρ), burada ρ malzemenin

yoğunluğudur. Bir gama fotonu için, kütle soğurma katsayısı malzemenin fiziksel fazıyla değişik göstermez. Yani, kütle soğurma katsayısı su için sıvı veya buhar fazında olması önemsenmeden aynıdır. Herhangi bir bileşik veya karışımın kütle soğurma katsayısı ise aşağıdaki denklemlerle elde edilebilir.

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right) = \sum_i w_i \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_i \quad (8)$$

burada w_i i elementinin bileşik içindeki ağırlık faktörüdür. Soğurma olayı başka bir formatta aşağıdaki şekilde de ifade edilebilir:

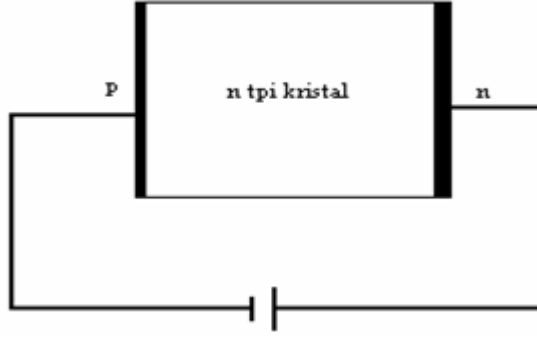
$$\frac{I}{I_0} = e^{-(\mu/\rho)\rho x} \quad (9)$$

burada ρx çarpanı kütle kalınlığı olarak bilinir ve soğurmanın derecesini veren faydalı bir ifadedir ve birimi g/cm^2 'dir. Radyasyon ölçümlerinde soğurucu malzemenin fiziksel kalınlığı yerine kütle kalınlığı tercih edilen bir parametredir (Çelik, 2009).

1.5. HPGe ve NaI Dedektörleri

1.5.1. Yüksek saflıktaki germanyum dedektörleri (HPGe)

Normal germanyum kristallerinde safsızlık oranı 10^{13} atom/cm³ iken 1986 yılında yüksek saflıktaki germanyum kristallerinde bu oran 10^{10} atom/cm³ değerine ulaşmıştır. Böylece Li katkısı ile daha az safsızlıkta elde edilen Ge(Li) yarı iletken dedektörlerinde, Li katkısı yapılmadan daha yüksek saflıkta germanyum kristalleri oluşturulmuştur. Bu durumda yüksek saflıkta germanyum kristallerinden yapılan yarı iletken dedektörlerin tüketim bölgesinde daha büyük artışlar elde edilmiştir. Ayrıca Li katkısının kalkmasıyla da bu yarı iletken dedektörleri sürekli soğutmaya gerek kalmamaktadır, sadece kullanıldıkları süre içerisinde soğuk tutulmaları yeterlidir.



Şekil 5. HPGe n tipi dedektörün yapısı

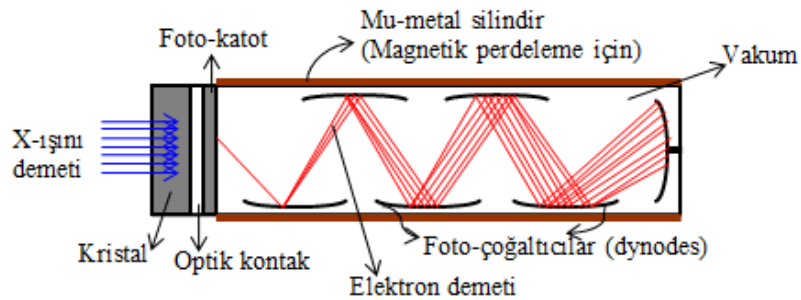
Bu tip dedektörlerin yapımı şu şekildedir: n tipi ya da p tipi bir kristalin uç kısımlarına n alıcı kontak ve p verici kontakların yerleştirilmesiyle elde edilir. n alıcı kontak oluşturulurken n tipi kristalin sağ tarafına Li katkısı yapılırken, p tipi kontak oluşturmak için boron katkısı, kristalin sol tarafına yapılır. p kontak ucuna – uç ve n kontak ucuna + uç gelecek şekilde ters voltaj uygulanır, böylece n tipi kristalin tamamı tüketim bölgesinden meydana gelir. Aynı şekilde p tipi kristalin sağ tarafına p tipi kontak ve sol tarafına n tipi kontak eklenebilmektedir. Böylece p tipi yüksek saflıkta bir dedektör elde edilmiş olur. Yüksek saflıktaki germanyum dedektörlerini en önemli özellikleri diğer dedektörlere göre daha yüksek enerji çözünürlüğüne sahip olmalarıdır. Ayrıca normal bir germanyumda bir elektron deşik çifti oluşturabilmek için verilmesi gereken eşik voltajı, normal yarı iletken dedektörlere göre oldukça düşüktür. Bu durum daha düşük enerjili gama ışınlarının ölçülmesinin yanında, sayım kapasitesinin artmasını da sağlamaktadır (Baykal, 2007).

1.5.2. Sintilasyon Dedektörler

Gama ışınlarının algılanmasında çok önemli bir yöntem olan kristal sintilatörler kullanılmaktadır. Genel manada sintilatörler, yüksek enerjideki yüklü parçacıklar ona çarptığında düşük enerjili (görülebilir dalgaboylarında) fotonlar yayınlayan kristallerdir. Sintilatörler bir gama ışın dedektörü olarak kullanılırken gama ışınının kendisini algılamaz. Bunun yerine gama ışınları yüklü parçacıklar üretirler ve bu parçacıklar sintilatör ile etkileşirler. Kristalin ürettiği düşük enerjili fotonlar ise daha sonra fotoçoğaltıcı tüpler tarafından toplanırlar. Sintilasyon dedektörlerinin çalışma şekillerini kısaca özetlersek; Şekil 6’da görünen bir sintilasyon dedektör kristaline gelen gama

ışınları, kristal tarafından birçok görünür ışık fotonuna dönüştürülür. Bu dönüşüm, fotoelektrik soğrulma, Compton saçılması ve çift üretim yolları ile meydana gelir. Bu üç yöntem de yüksek enerjili elektron pozitron çiftleri yaratırlar ve bu parçacıklar sintilatör ile etkileşirler. Görünür fotonlar, fotoçoğaltıcı tüp adı verilen aygıta girerler. Bu tüp, görünür fotonlar topluluğunu voltaj pulslarına dönüştürür. Katoda çarpan görünür bölge fotonları, katottan fotoelektrik olay yolu ile fotoelektron salınmasına neden olur. Elektronlar, elektrik alan sayesinde dinot (dynode) adı verilen metal bir plakaya doğru hızlandırılır. Dinota çarpan elektronlar birçok yeni elektronun serbest bırakılmasını sağlarlar. İlk dinottan fırlatılan elektronlar, elektrik alan sayesinde ikinci dinota hareket eder ve bu böylece devam eder. Her dinot, bir öncekinden daha yüksek potansiyeldedir. Ortalama olarak bir fotoçoğaltıcı tüpte 10-12 dinot bulunur. Yani elektronlar, 10-12 kez bir dinottan diğerine hareket eder. Elektronlar, dinotlara her çarpışta çoğaltılır, hızlandırılırlar. Son dinottaki yük miktarı, tübe giren foton sayısı ile orantılıdır. Foton sayısı ile kristale gelen gama ışınlarının sayısı da orantılı olduğundan dolayı, çıkış voltajı direkt olarak gelen gama ışını ile orantılı olur.

Sintilatörler organik ve inorganik olabilirler. Gama ışın dedektörlerinde çoğunlukla kullanılan dedektörler inorganik maddeler olan sodyum iyodid (NaI) veya sezyum iyodid (CsI) gibi alkali halinde (herhangi bir halojen asit tuzu) tuzlardır. Bu maddelere, foton yayınlama olasılığını arttırmak ve ışığın kendisinin soğurulmasını azaltmak amacıyla bir miktar katkı eklenir. Bu maddeye, aktivatör (aktifleyici) denir. Talyum ve sodyum genellikle en çok kullanılan aktivatörlerdir. Genellikle pek çok dedektör, NaI(Tl) yani talyum aktifleyici ile sodyum iyodid kristali, ya da CsI(Na) yani sodyum aktifleyici ile sezyum iyodidi şeklinde ifadelerle açıklanır. İnorganik sintilatörler pek çok uzay projesinde gözlem aracı olarak kullanılmaktadır (Akkoyun, 2006).



Şekil 6. Sintilasyon dedektör şeması

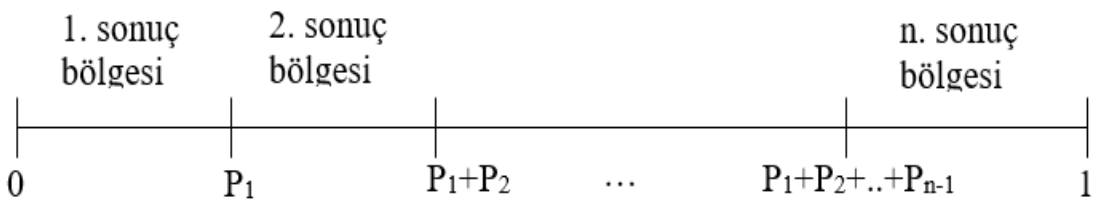
1.6. Monte Carlo Yöntemi

Monte Carlo yöntemi, istatistiksel teknikler kullanılarak bir olayı veya deneyi sanal bir ortamda taklit etmektir. Bu yöntem bilimin bir çok dalında geniş kullanım alanı bulmuştur.

Belli bir ölçme veya deneyde elde edilen değerler bir gelişigüzel sayılar kümesi oluşturur. Gelişigüzel sayılar kümesinde herhangi bir sayının gelme olasılığı ötekilerden farklı olabilir. Olasılıklar aynı ise böyle bir kümeye düzgün dağılımlı sayılar kümesi denir. Sayısal olarak bir deneyi veya olayı taklit etmek için $0-1$ arasında değerler alan düzgün dağılımlı gelişigüzel sayılar kullanarak, ele alınan olayla ilgili olasılık dağılımına sahip, belli bir $a-b$ aralığında değerler alabilen gelişigüzel sayılar üretmek gerekmektedir. $0-1$ aralığında değerler alabilen düzgün dağılımlı gelişigüzel sayıları ξ temsil etsin.

1.6.1. Temel Monte Carlo İlkesi

Belli bir ölçme veya deneyi bir olay olarak isimlendirelim. Herhangi bir olayın belli olasılıklarla meydana gelen çeşitli sonuçları vardır. Bu sonuçlar da ayrı ayrı birer olay olarak düşünülebilir. Örneğin fotonun bir ortamda etkileşmesi bir olay, fotoelektrik olay, Compton olayı veya çift oluşumu ise birer sonuçlardır. Bu üç sonuç da birer olaydır. n - tane sonucu ve bu sonuçların meydana gelme olasılıkları P_1, P_2, \dots, P_n olan bir olay tasarlayalım. Tasarladığımız bu olayı gelişigüzel sayılar kullanarak taklit etmek istediğimizi varsayalım. Gelişigüzel sayı eksenini Şekil 7'de görüldüğü gibi n -tane bölgeye ayıralım.



Şekil 7. Olasılıklar bölgesi

Şekil 7'de gösterilen gelişigüzel sayıları sonuç bölgelerine ayırmakla, gelişigüzel sayıların P_1 olasılıkla belirlenen miktarını 1. sonuç, P_2 olasılıkla belirlenen miktarını 2.

sonuç, ... P_n olasılıkla belirlenen miktarını da n. sonuç için ayırmış olduk. Böylece, türetilen bir gelişigüzel sayı hangi sonuç bölgesine düşerse olayda o sonuç meydana gelmiştir. Yani,

$0 < \xi < P_1$ ise 1. Sonuç

$P_1 < \xi < P_1 + P_2$ ise 2. sonuç

$P_1 + P_2 + \dots + P_{n-1} < \xi < 1$ ise n. sonuç

meydana gelir.

Şimdi de, $a \leq x \leq b$ aralığında, her bir x sonucunun ortaya çıkma olasılığı, $f(x)$ sıklık fonksiyonu ile belirlenen bir olayı taklit etmek isteyelim. Olayda sonucun x ile $x+dx$ aralığında gelme olasılığı,

$$p(x)dx = \frac{f(x)}{\int_a^b f(x)dx} \quad (10)$$

şeklinde dir. Burada $p(x)$ fonksiyonuna olasılık yoğunluk fonksiyonu denir. Toplam olasılık yoğunluk fonksiyonu veya olasılık dağılım fonksiyonu,

$$P(x) = \int_a^x p(x')dx' \quad (11)$$

şeklinde tanımlanır. $a \leq x \leq b$ aralığında, her x değerine karşılık $P(x)$ fonksiyonu 0-1 aralığında gelişigüzel değerler alır. $P(x)$ değerinin ortaya çıkma sayısı yani sıklık fonksiyonu düzgün bir dağılım gösterir (Cashwell ve Everet, 1959). O halde $P(x)$ 'i ξ 'e eşitleyebiliriz. Yani

$$\xi = \frac{\int_a^x f(x')dx'}{\int_a^b f(x)dx} \quad (12)$$

ifadesi elde edilir. Buna Temel Monte Carlo İlkesi denir. Yukarıdaki denklem tersine çevrilerek ξ değerlerine bağlı olarak x değerleri,

$$x=P^{-1}(\xi) \quad (13)$$

şeklinde elde edilir. Türetilen her bir ξ 'a karşılık gelen x değerleri yukarıda verilen denklemlerden hesaplanır. Böylece 0-1 arası düzgün dağılımlı ξ değerleri kullanılarak a - b aralığında $f(x)$ dağılımlı x değerleri elde edilir (Çelik, 2009).

1.7. Literatür Özeti

Awadallah ve arkadaşları, 2007 yılında kütle soğurma katsayısı ölçümü için Ürdün'de kullanılan bazı yapı malzemelerinin özellikleri test etmişlerdir. Kireçtaşı, tuğla ve beton soğurma katsayılarının ölçümlerini HPGe dedektörü kullanarak gerçekleştirmişlerdir. Araştırmacılar, 302.71 keV için 0.113 ile 0.132 cm²/g, 355.86 keV için 0,095 ile 0,107 cm²/g, 661.62 keV için 0,086 ile 0,073 cm²/g, 1173.23 için 0,068 ile 0,072 cm²/g, 1274.54 keV için 0,059 ile 0,071 cm²/g ve 1332.51 keV için 0,055 ile 0,060 cm²/g aralıklarında kütle soğurma katsayılarını bulmuşlardır (Awadallah vd., 2007).

Yılmaz ve arkadaşları bazı bileşiklerin soğurma katsayılarını belirlemek için 17.44, 19.63, 22.10, 37.26, 44.48 ve 51.70 keV enerjiler aralığında HPGe dedektörü yardımıyla ölçümler yapmışlardır. 17.44 keV için 33,11-44,23 cm²/g, 19.63 keV için 22,34-31,49 cm²/g, 22.10 keV için 16,94-21,22 cm²/g, 37.26 keV için 3,91-5,67 cm²/g, 44.48 keV için 2,22-3,79 cm²/g, 51.70 keV için 1,63-2,19 cm²/g enerjilere bağlı soğurma katsayıları hesaplanmıştır (Yılmaz vd., 2015).

Alam ve arkadaşları, 2001 yılında Bangladeş kumsallarında ağır mineral örnekleri ve farklı türdeki toprak, kum ve yapı malzemelerinin kütle soğurma katsayılarını belirlemek için 276.4, 302.8, 356.0, 383.8, 661.6, 1173.2 ve 1332.5 keV enerjiler aralığında HPGe dedektörü kullanılarak ölçümler yapmışlardır. Bulunan değerler sırasıyla, Nehir toprağı için 0,102-0,046 cm²/g, Arazi toprağı için 0,108-0,48 cm²/g, Tuğla için 0,111 – 0,051 cm²/g, Mozaik taşı için 0,114-0,054 cm²/g (Alam vd., 2001).

Yılmaz ve arkadaşları, 2016'da bazı bileşiklerin kütle soğurma katsayılarını belirlemek için 19.63 ve 22.10 keV enerji aralığında HPGe dedektör kullanılarak ölçümler yapıldı. 19.63 keV için 7,38 ile 29,55 cm²/g, 22.10 keV için 5,002 ile 22,42 cm²/g enerjilere bağlı olarak soğurma katsayıları bulmuşlardır (Yılmaz vd., 2016).

Methat, 2009'da çeşitli türde yapı malzemelerinin kütle soğurma katsayılarını HPGe dedektörü kullanılarak ölçmüştür. Numüneler ²⁴¹Am, ¹³³Ba, ⁶⁰Co ve ¹³⁷Cs nokta kaynaklardan yayılan gama ışınlarına maruz bırakılmışdır. Çeşitli türdeki bu yapı malzemelerinin kütle soğurma katsayıları 50-3000 keV enerji aralığında ölçülmüştür. 59.5 keV için 0,231 ile 0,398 cm²/g, 365.5 keV için 0,078 ile 0,097 cm²/g, 661.6 keV için 0,061 ile 0,072 cm²/g, 1172.2 keV için 0,050 ile 0,058 cm²/g, 1332.5 keV için 0,050 ile 0,053 cm²/g aralıklarında kütle soğurma katsayısı değerleri rapor edilmiştir. Yapılan bu çalışmada dedektör ve kaynak için kolimatör çapından bahsedilmemiştir (Methat, 2009).

Pawar ve arkadaşları, bazı amino asitlerin kütle soğurma katsayılarını 22, 356, 511, 662, 1170, 1275 ve 1330 keV enerji değerleri için NaI(Tl) sintilasyon dedektörü kullanarak ölçmüşlerdir. Bulunan değerler aşağıda verilmiştir; Gliserin 122 keV için 0,154 g/cm², 1330 keV için 0,059 g/cm², Proline; 122 keV için 0,155 g/cm², 1330 keV için 0,059 g/cm², DL-Alanine; 122 keV için 0,155 g/cm², 1330 keV için 0,059 g/cm², L-lösin; 122 keV için 0,160 g/cm², 1330 keV için 0,061 g/cm² (Pawar vd., 2013).

Ermiş ve Çeliktas, çeşitli detektör kristalleri için kütle soğurma katsayılarını FLUKA Monte Carlo programıyla elde etmişlerdir. Bu soğurma katsayıları NaI, PVT, GSO, GaAs ve CdWO₄ dedektör kristalleri için hesaplamışlardır, değerleri için. PVT için 60 keV de 0,18 g/cm² ve 1.250keV de ise 0,059 g/cm² olarak NaI için 150 keV de 0,609 g/cm², 1.250 keV de ise 0,051g/cm² ve GaAs için 150 keV de 0,250 g/cm² olarak kütle soğurma katsayıları hesaplanmıştır (Emiş ve Celiktas, 2015).

Demir ve Arkadaşları 2008'de Erzurum'da tarımsal toprağın özelliklerini incelemişlerdir. Tarımsal toprağın soğurma katsayıları 2x2 NaI(TI) sintilasyon dedektörü kullanılarak ölçmüşlerdir. Deneylede ^{241}Am , ^{133}Ba ve ^{137}Cs kaynakları kullanılmıştır. 60 keV için 0,298 cm^2/g , 356 keV için ise 0,102 cm^2/g ve 662 keV için 0,081 cm^2/g olarak soğurma katsayıları verilmiştir (Demir vd., 2008).

Akkurt ve Arkadaşları, hafif beton ve yarı hafif beton sınıfına giren bazı betonların kütle soğurma katsayıları ölçmüşlerdir. Ölçümler, NaI (TI) dedektörü kullanılarak gerçekleştirildi. Ölçümlerde 511 ve 1275 keV enerjili gama ışınları yayan ^{22}Na radyoaktif kaynağı kullanılmıştır. Hafif beton için 511 keV de 0.15 cm^2/g , 1275 keV de 0,075 cm^2/g ve yarı hafif beton için 511 keV de 0,175 cm^2/g , 1275 keV de 0,09 cm^2/g olarak soğurma katsayıları verilmiştir (Akkurt vd., 2012).

Issa, 2016'da bazı bileşiklerin ($x\text{PbO}-(50-x)\text{BaO}-50\text{B}_2\text{O}_3$), 0.356, 0.662, 1.173 ve 1.33 MeV enerji aralığındaki kütle soğurma katsayılarını NaI(TI) sintilasyon dedektörü kullanarak ölçmüştür. 0.356 MeV için 0,126 ile 0,177 cm^2/g , 0.662 MeV için 0,077 ile 0,089 cm^2/g , 1.173 MeV için 0,052 ile 0,058 cm^2/g , 1.33 MeV için 0,051 ile 0,054 cm^2/g enerjilere bağlı olarak kütle soğurma katsayıları belirlenmiştir (Issa, 2016).

Yukarıda literatür çalışmalarında görüldüğü gibi, çeşitli numunelerin kütle soğurma katsayılarının ölçümlerinde, araştırmacılar bazen HPGe, bazen de NaI dedektörü kullanmışlardır. Ancak deneysel geometri incelendiğinde görülmüştür ki, araştırmacılar kaynak ve dedektör kolimatör çapları ile ilgili herhangi bir ayrıntı vermemişlerdir. Kaynağın ve özellikle dedektörün iyi kolime edilmesi, elde edilecek deneysel değerlerin sağlıklı olmaları açısından son derece önemlidir. Özellikle enerji çözünürlüğü HPGe dedektörlerine göre çok daha kötü olan NaI sintilasyon dedektörlerinin iyi kolime edilmesi, saçılan fotonların ilgilenilen enerji pikinin altında sayılmaması açısından son derece önemlidir. Bu çalışmada da bir HPGe ve bir NaI dedektörünün kütle soğurma katsayısı belirlemedeki performansları Monte Carlo metodu kullanılarak belirlenmiş ve dedektör kolimatör çapının elde edilen sonuçlar üzerindeki etkileri belirlenmiştir.

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

Yapılan çalışmada iki yöntem kullanılmıştır. Çalışmada ağırlıklı olarak bir simülasyon programı kullanılmış olup, program sonuçlarının doğruluğunu kanıtlamak amacıyla, bir dedektör yardımıyla deneysel ölçümler yapılmıştır. Simülasyonda Monte Carlo metodu ile tasarlanmış EGS4 (Electron Gamma Shower) simülasyon programı kullanılmıştır. Deneysel çalışmada ise, HPGe (High Purity Germanium) ve NaI (Sodium İodide) dedektörleri ile ölçümler yapılmıştır.

2.1. EGS4 Similasyon Programı ve Çalışma Metodu

2.1.1.EGS4 (Electron Gamma Shower)

EGS4 programı 1985'te geliştirilmeye başlandı. Bu sadece bir doktora tezi olarak yazılmıştı. Hızlı bilgisayarların gelişmesi zamanla programın da geliştirilebilmesine imkan verdi. Amaç parçacık-madde etkileşimini modellemektir. Bu programı W.R. Nelson, A.F. Bielajew ve D.W.O Rogers, H. Hirayama ve Y. Namito geliştirmişlerdir. EGS4 bir simülasyon programıdır. Elektronların ve gamaların madde ile etkileşimini simüle eder. EGS4 Monte Carlo metodunun kullanıldığı bir programdır.

2.1.2. Simülasyon

Çalışma ortamımız sanal bir ortamdır. Çoğunlukla simülasyon, gerçek fiziksel süreçlerin, sebep ve sonuçların bilgisayar ortamında canlandırılması, denenmesidir. EGS4 Simülasyonu ile bizim çalışmamızda foton ve elektron madde etkileşimi, bu fiziksel prosese ait tüm koşullar, olaylar, etkileşimler, konum ve hareket geometrisi datalar haline getirilerek simüle edilecektir.

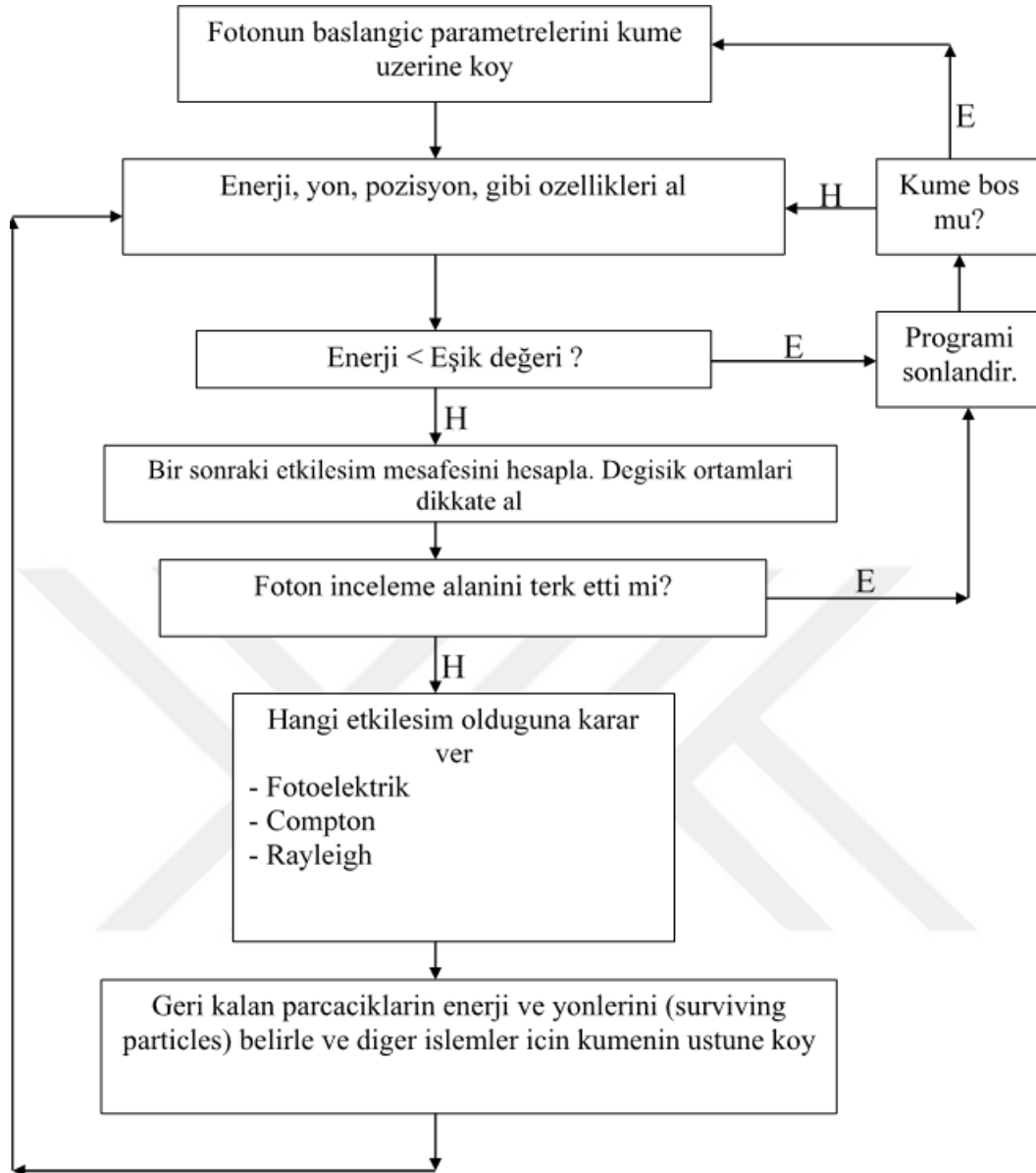
2.1.3. EGS4 Programı

Program temelde iki kısımdan meydana gelmektedir; EGS CODE ve USER CODE. User Code kısmı Main, Howfar ve Ausgab kısımlarından oluşur. Main’de PEGS4 ile oluşturulan ortam datalarını okuyan HATCH, parçacık-madde etkileşimini her bir parçacık için gerçekleştiren SHOWER alt programları mevcuttur. Howfar, geometri alt programıdır. Ausgab ile simüle edilen her bir etkileşime ait datalar oluşturulur. EGS CODE programın tasarlandığı yani yazılımının oluşturulduğu kısımdır. Program çalıştırıldığında simülasyon burada gerçekleşmektedir. Kendi içinde, her bir fiziksel olayın temsiline ait ayrı detaylı bir alt program akışı ve algoritması vardır. Amacımıza uygun olarak programı kullanabilmemiz için USER CODE bölümünde uygun değişiklikler yapmamız gerekmektedir. EGS CODE ancak USER CODE’ a ait alt programların hazırlanmasından sonra çalışır. USER CODE; MAIN rutin, HOWFAR ve AUSGAB bölümlerinden oluşmuştur. MAIN sürücü rutindir. EGS CODE u aktif hale sokar. Simüle edilecek prosese ait tüm hareket ve konum geometrisi HOWFAR subrutininde kullanıcı tarafından tanımlanmaktadır. Bu tanımlamada; kaynağın fiziksel şekli, kaynak ve maddesel ortamların birbirilerine göre konumları, maddesel ortamların kalınlıkları ve yine fiziksel şekilleri bu ortamların etkileşme yüzeylerinin tanımlı bir eksen referans olmak üzere yönelimleri, ortam sayısı, gelen radyasyonun hareketine ait ilk ve son koordinatları, geliş açıları yer almaktadır.

2.1.4. PEGS4 Veri Dosyalarının Hazırlanması

PEGS4, fiziksel ve matematiksel formülleri, simülasyonda kullanılacak fiziksel sabitleri bulundurur. Ortam için gerekli datalar (element, bileşik, karışım ve vakum) oluşturulur. Programın simülasyonu gerçekleştirebilmesi için birçok veri gerekmektedir. Bunların bir kısmını kullanıcı tarafından girilen bilgileri kullanarak kendisi hesaplamaktadır. İlk olarak bir data dosyası oluşturulmalıdır. Veri dosyaları PEGS4 programı ile hazır hale getirilmektedir. EGS4 programının MAIN kısmında gerekli komutlarla (EGS CODE’ de HATCH ile çağrılır). PEGS4 programında HOWFAR’da tanımlı ortamlara ait fiziksel bilgiler, etkileşime ait geometri koşulları bulunur. Programın çalışması esnasında, tesir kesitleri ve bazı büyüklüklerin hesaplanması uzun

süre alacağından, bu büyüklüklerin önceden hesaplanarak bir veri dosyasında saklanarak program kodunun çalıştırılmasında gerekli durumda çağrılarak kullanılması zamandan tasarruf ettirmektedir. Etkileşim şekilleri için ayrı hesaplamalar yapmaktadır. Hesaplamalarında matematiksel ve fiziksel formüller kullanmaktadır. Tanımlanan ortamlar; element, bileşik, karışım, veya vakum olabilir. Element materyal için; elementin yoğunluğu, atom ağırlığı ve sembolü girilir, bileşik için element sayısı, yoğunluğu, birleşme oranları, bileşiğin ve elementlerin isimleri girilir, karışım için element sayısı, karışım oranları, varsa aynı elementin farklı izotoplarının karışım oranları ve yine element isimleri girilir. Ayrıca elektronlar ve fotonlar için minimum ve maksimum enerji değerleri verilir. Bunlar foton ve elektronlar için kesme enerji değerleri ve parçacık taşıma için üst limit enerjileridir. Gelen ve ortama girip etkileşimlerde bulunan foton yada elektronun enerjisi, girilen kesme değerinin altına düştüğünde artık o parçacık program tarafından izlenmez ve bir sonraki parçacığın etkileşimi izlenir ve simüle edilir. MAIN programı tarafından sürülen, EGS CODE'un SHOWER subrutini, girilen sayıda parçacığın her birini tek tek enerjisi kesme değerinin altına düşene kadar izler ve tüm etkileşimleri simüle eder. PEGS4 verileri kullanarak, radyasyon türüne, etkileşim türüne ve ortamların cinsine ve yapısına göre, tesir kesitleri hesaplar ve bunları bir tablo halinde saklar.



Şekil 8. EGS4 foton takibi diyagramı

2.1.5. EGS4 Prensipleri - Monte Carlo Metodu

Random değişkenler kullanılarak parçacık taşınması ile ilgili fiziksel değişkenlerin gerçek değerlerle uygun şekilde seçimi yapılır. Parçacığın iki etkileşim arasında aldığı mesafe olan ortalama serbest yol, etkileşim türü ve etkileşim sonrası yayınlanan foton ve elektronların çıkış açıları random olarak simüle edilir. EGS4 programının yaptığı iş parçacık taşımaktır. Parçacığı (foton yada elektron - e^+ , e^-) kaynaktan çıkartır ve bu andan itibaren Şekil 8'de gibi parçacığın içinden geçeceği

ortamlarda parçacığı izlemeye başlar. Bunu her parçacık için ayrı olarak bir kez gerçekleştirir. Radyasyon parçacığı etkileşimler sırasında enerjisini giderek kaybedecektir. Enerjisi, kesme değerinin altına düştüğünde taşıma sona erer. Radyasyonun maddesel ortam ile yapacağı etkileşimler, radyasyonun enerjisine, türüne ve ortam özelliklerine bağlı olmak üzere bir rast gelek sergiler. Belirtilen koşullar altında belli bir radyasyon ve etkileşim için bir reaksiyon tesir kesiti vardır ve bu bir olasılığın reaksiyon olma olasılığının- bir ölçütüdür. Parçacık ortama girdiği andan itibaren meydana gelecek fiziksel olaylar önceden belirlenemez ve bir rast gelek gösterirler burada da bir olasılık dağılımı ve ortalama değerler söz konusudur. Bu özelliğın kullanılması ile simülasyon deneysel sonuçlarla uyum içerisindedir. Bunun için EGS4 programında, parçacık taşımada, prensipte Monte Carlo tekniğı kullanılmıştır. Tesir kesitler kullanılarak bir parçacık için “ortalama serbest yol (mfp)” hesaplanmaktadır. Bu da dx mesafesinde etkileşme olasılığının oluşturulması için kullanılmaktadır. “ortalama serbest yol”, parçacık ortam değıştirdiğinde veya enerji kaybettiğinde değışecektir. Olasılık gösteren gerçek fiziksel değışkenlere random” değer ataması yapılır. Bu değer, verilen bir noktadan bir sonraki etkileşime kadar ki “ortalama serbest yol” lara bağılıdır. Ortalama serbest yollar tesir kesitlerle hesaplanmaktadır.

2.1.6. Simüle Edilen Fiziksel Prosesler

Program elektron ve foton için ayrı algoritmalara sahiptir. USER CODE’da parçacığın türünü belirten bir datanın girilmesi gerekir. Parçacık için program içinde ayırt edici data parçacığın yüküdür. Elektronlar için “IQIN= -1, +1” fotonlar için “IQIN= 0” olarak girilir. Programda “NCASE” komutu ile simülasyonun kaç tane parçacık için gerçekleştirileceğı belirlenmiş olur. “NCASE=1000000” gibi.

Bazı yaklaşımlarda Boltzman taşıma denklemi bir sistem için yazılır ve bundan sistemin Monte Carlo simülasyonu türetilir. Bu metod gerçek ortalama değerleri verecektir. Fakat varyans indirgeme teknikleri nedeniyle farklı bir temsil oluşmaktadır.

EGS4 gerçek koşulları doğru bir şekilde temsil etmektedir. Bu, yüksek enerji parçacık dedektörleri için oldukça önemlidir. Opsiyonel varyans teknikleri bazı hesaplamaları daha etkin yapmaktadır. EGS4’te kullanılan yöntem analog Monte

Carlo'dur. Temel strateji, parçacığı etkileşene kadar taşımaktır. Bu taşıma parçacığın enerjisi belirlenmiş bir değerin altına düşene kadar devam eder. Bundan sonra simülasyon diğer bir parçacıkla devam eder. Bir etkileşimde birden fazla ürün parçacık meydana geldiğinde program en düşük enerjili ürün parçacığı takip eder ve diğer oluşan parçacıkları sıraya koyup simülasyon için bekletir.

2.1.7. EGS4'te Parçacık Taşınması

Parçacığa ait ortalama serbest yol l toplam tesir kesit yada makroskopik tesir kesit cinsinden verilmektedir.

$$l = \frac{1}{\sum_t} = \frac{M}{N_a \rho \sigma_t} \quad (14)$$

N_a :Avagadro sayısı

ρ : yoğunluk

M : molekül ağırlığı

σ_t : molekül başına toplam tesir kesit

Etkileşime ait olasılık $P_r \{dx \text{ mesafesindeki etkileşim}\} = dx/\lambda$ ile verilmektedir. Genel olarak ortalama serbest yol parçacık bir ortamdan başka bir ortama geçtiğinde yada enerji kaybettiğinde değişmektedir. Ortalama serbest yolların sayısı,

$$N_l = \int_{x_0}^x \frac{dx}{l(x)} \quad (15)$$

ifadesi ile verilir.

Eğer N_l nın beklenen değeri, bir sonraki etkileşime kadar, ortalama serbest yola bağlı rastgele bir değişken ise ortalama N_l dağılım fonksiyonu halini alacaktır.

$$P_r \{N_\lambda < N_\lambda\} = 1 - \exp(-N_\lambda) \quad (N_\lambda > 0) \quad (16)$$

Direk örnekleme metodunun kullanılmasıyla ve $1 - \zeta$ nın $(0,1)$ 'de düzgün olması nedeniyle N_i 'yi şöyle yazarız.

$$N\lambda = - \ln\zeta$$

Similasyon bundan sonra aşağıdaki basamaklarla devam eder:

ζ : $(0,1)$ aralığında değişen random bir değişkendir.

Sonlu sayıda, homojen ve sabit yoğunluklu bölgelerde etkileşimler yer aldığıında yukarıdaki integral ifadesi toplam şeklinde yazılacaktır:

$$N_\lambda = \sum_{j=1}^{i-1} \left(\frac{x_j - x_i - 1}{l_j} \right) + \left(\frac{x - x_i - 1}{l_i} \right) \quad (17)$$

1. ortalama serbest yol etkileşimin gerçekleştiği metaryel için hesaplanır.
2. $t_1 = \lambda N_i$ olarak belirlenir (t_1 : kalınlık)
3. foton doğrultusu boyunca en yakın sınıra olan d mesafesi hesaplanır.
4. t_2 kalınlığındaki parçacık taşınmasında $t_2 t_1$ ve d 'ye eşitlenir.
5. $\sigma = 0$, $l = \infty$ olan vakum bölgelerinde bu durum için hesaplamada özel bir kodlama kullanılır.

2.1.8. Parçacık Etkileşimleri

Etkileşim noktasında hangi prosesin gerçekleşeceğine karar verilir Meydana gelen etkileşime ait olasılık etkileşime ait tesir kesite bağlıdır. 1'den n'e kadar sayıda etkileşim olma olasılığı mümkündür. Bu durumda etkileşim sayısı bir dağılım fonksiyonuna sahip random bir değişken olacaktır.

$$F(i) = \frac{\sum_{j=1}^i \sigma_j}{\sigma_t} \quad (18)$$

$F(i)$: etkileşim sayısına ait dağılım fonksiyonu

Bu dağılımlarda random sayılar kullanılmaktadır, $F(i-1) < \zeta < F(i)$

2.1.9. Elektron Prosesi

Programın SHOWER rutini gelen parçacığı elektron olarak tanır ve simülasyonu elektron madde etkileşimi olarak devam ettirir ve “NCASE” ile belirtilen sayıda simülasyon tekrar edilir. Sonuçlar bir tablo olarak saklanır. Elektron prosesi, bremsstrahlung ışıması, gama ışını oluşumu, çarpışma enerji kaybı, multiple saçılma, anihilasyon, elektrik ve magnetik alanda taşıma alt programları ile gerçekleştirilir. Parçacığa etkiyen elektrik ve magnetik kuvvet Lorentz formülü ile hesaplanmaktadır.

2.1.10. Foton Prosesi

Foton madde ile etkileşiminin simülasyonu elektron prosesine benzer bir algoritma ile yapılır. Elektron prosesine göre daha basittir. Çünkü elektrona ait hareket geometrisi daha komplekstir. Foton taşıma simülasyonunda; çift oluşumu, Compton saçılması, fotoelektrik olay ve düşük enerjilerde Rayleigh saçılması olayları gerçekleştirilir (Camgöz, 2001).

2.2. Similasyonda Dedektör Modellerin Oluşturulması

Similasyonunların tümü EGS4 (Electron Gamma Shower) (Nelson ve Hirayama, 1985) sisteminde gerçekleştirilmiştir. Dedektör modelleri Şekil 9’da ve Şekil 10’da görüldüğü gibi 649 bölgeye ayrılmıştır. Şekillerde, z eksenine göre silindirik simetriye sahiptir. R_1, R_2, R_3, \dots yarıçaplar ve cm cinsinden değerleri gösterilmektedir. P_1, P_2, P_3, \dots değerleri de her bir bölgenin uzunluğunu cm cinsinden göstermektedir. Şekillerde z eksenini etrafında 360° döndürüldüğünde iç içe geçmiş silindirik kabuklar elde edilmektedir. Şekillerde gösterilen modellerde Mg ve W numunelerinden çıkan çeşitli enerjilerdeki her bir gama fotonu bütün bölgelerde taşınmakta, hangi etkileşim (fotoelektrik, Compton veya Rayleigh) yaptığı örneklenmekte ve Ge, NaI kristaline ulaşanlar kaydedilmektedir. Rastgele sayı üretmek için 10 Milyona kadar farklı sayı üretebilen RANLUX (Gasparro vd., 2008) rastgele sayı üretici kullanıldı. Verim değerleri elde etmek için 10010 tane kanal (bin) seçildi ve her bir bin’in genişliği 0,3

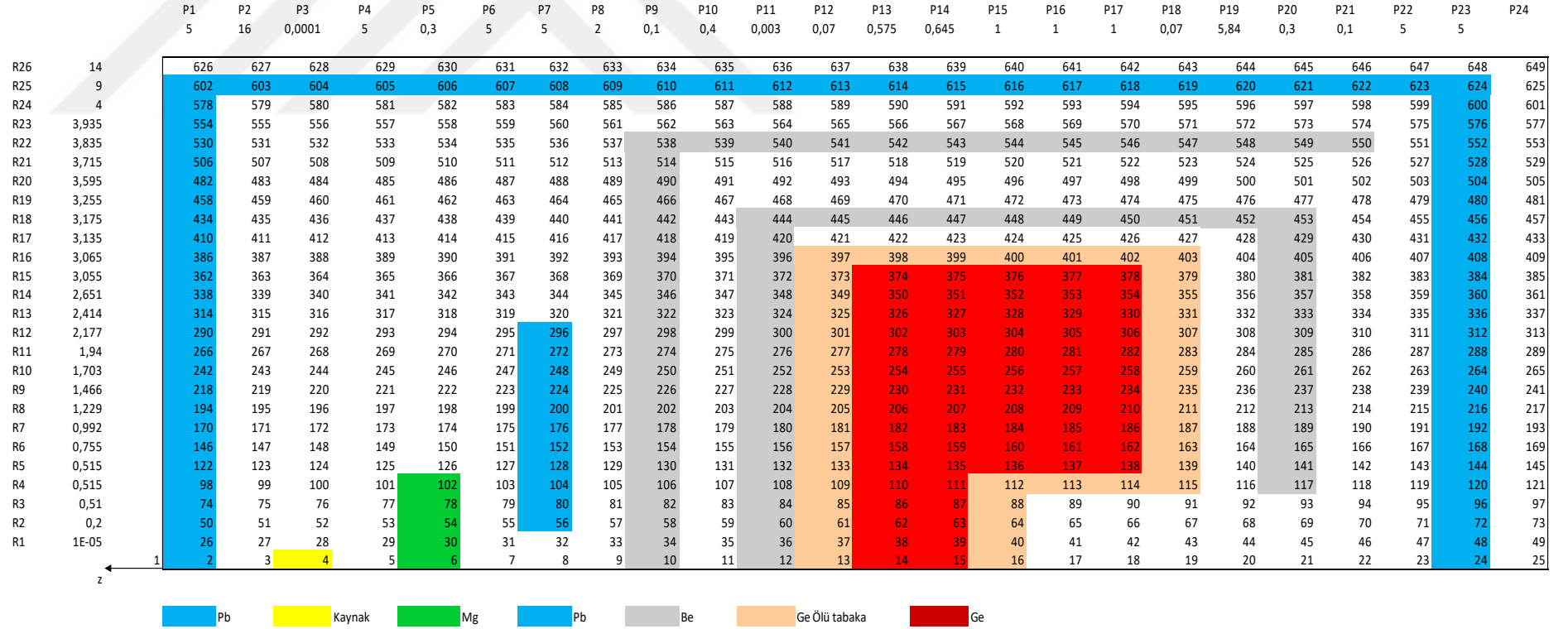
keV olarak seçildi. Nüme kalınlıkları; Mg için 81 keV'de 0.6 cm, 356 keV'de 0,7 cm ve 662 keV'de ise 0,8 cm, W için ise 81 keV'de 0,3 cm, 356 keV'de 0,4 cm ve 662 keV'de ise 0,5 cm olarak modelde yerine yerleştirildi. Modelde Ba-137 ve Cs-137 kaynakları direk kolime edilmiş fotonlar olarak gönderildi. Simülasyonlar kozmik ışınlar veya çevreden gelen ve backgrounda katkıda bulunan kaynakları dikkate almamaktadır. Ayrıca elektronik gürültü ve elektron-delik çiftlerindeki istatistiksel dalgalanmalar da hesaba katılmamıştır.

2.2.1.HPGe Modeli

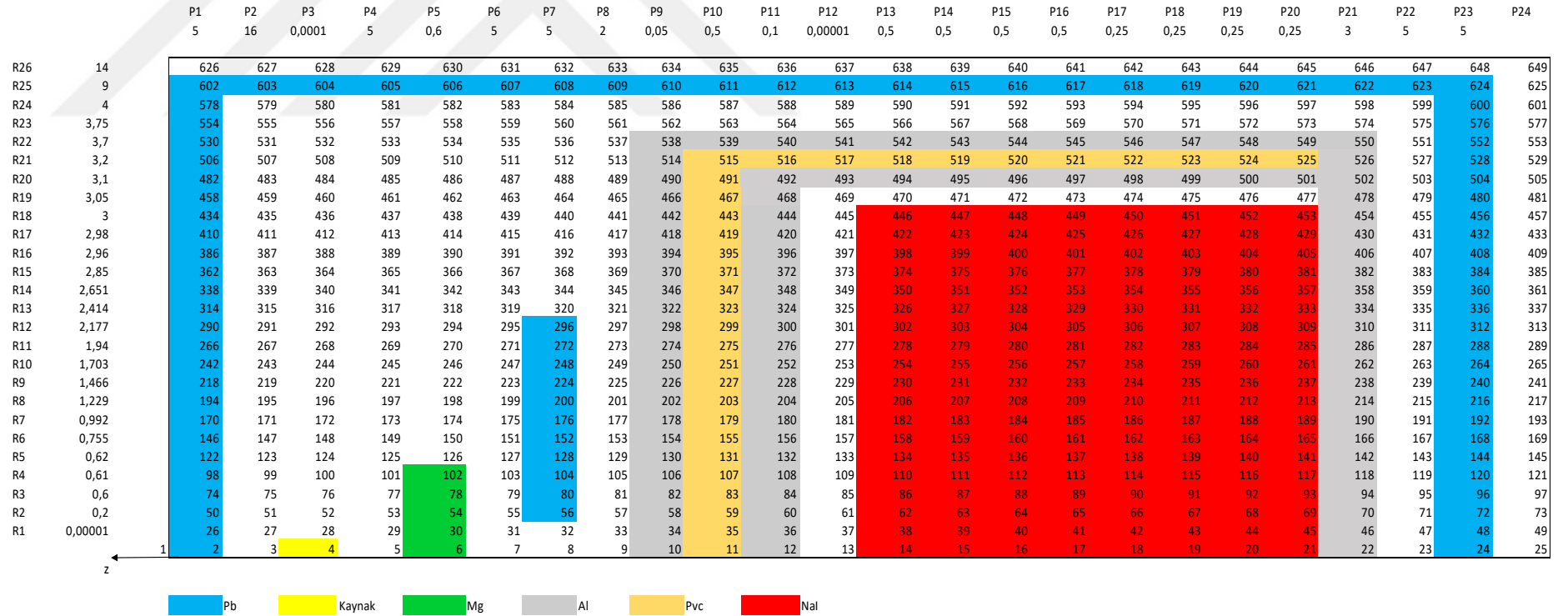
Gerçek HPGe dedektör modelinin birebir ölçülerinin excelde boş bir sayfada aşağıda verilen Şekil 9'da görüldüğü gibi tasarlayarak modelimizi elde ediyoruz. Modelimiz 649 bölgeden, 24 düzlemden (P), oluşmaktadır. Dedektör modeline baktığımızda mavi ile renklendirilen bölgeler kurşun (Pb), sarı kaynak, yeşil numune, gri berilyum, turuncu Ge ölü tabaka ve Kırmızı germanyum ile bölgeler belirtilmiştir.

2.2.2.NaI Modeli

Gerçek NaI dedektör modelinin birebir ölçülerini excelde boş bir sayfada Şekil 10'da görüldüğü gibi tasarlayarak modelimiz elde ediyoruz. Modelimiz 649 bölgeden, 24 düzlemden (P) oluşmaktadır. Dedektör modeline baktığımızda mavi ile renklendirilen bölgeler kurşun (Pb), sarı kaynak, yeşil numune, gri alüminyum, açık mavi plastik ve kırmızı NaI ile bölgeler belirtilmiştir.



Şekil 9. HPGe Modeli



Şekil 10. NaI Modeli

2.3. Deney Yapılışı

Monte Carlo sonuçlarını test etmek için 662 keV enerjide 0,8 cm kalınlığındaki magnezyum numunesinin HPGe ve NaI dedektörlerinde ölçümleri yapıldı. Nokta kaynak olarak 81 keV ve 356 keV'de Ba-137 662 keV'de ise Cs-137 kullanılmıştır. HPGe ve NaI dedektörlerinde 7200'er saniye sayıldı. Tablo 1'de kullanılan dedektörlerin genel özellikleri gösterilmiştir. Tezdeki deneysel işlemler Gümüşhane Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümü Nükleer Araştırma Laboratuvarı'nda bulunan coaxial p-type HPGe ve NaI dedektöründe yapılmıştır.

HPGe Detektörü 5 cm kurşun zırhla sarılmıştır. Deneysel ölçümlerde kullanılan HPGe ve NaI dedektörlerinin fiziksel parametreleri Tablo 1'de verilmiştir. Kullanılan dedektörlerde kristal boyutları kristal çapı, Kristal uzunluğu, delik çapı, delik derinliği olarak belirlene göre verilmiştir. HPGe dedektörde kristal çapı 57,8 mm, kristal uzunluğu 58,4 mm, delik çapı 8,8 mm, delik derinliği 50 mm alınırken NaI ise 3 inç x 3 inç olarak alınmıştır. HPGe dedektöründe pencere berilyum ile kaplanır iken NaI dedektörde ise alüminyum penrece bulunmaktadır. HPGe dedektöründe pencere kalınlığı 0,5 mm iken NaI dedektöründe ise 5 mm dir. HPGe dedektörünün 662 keV'deki enerji çözünürlüğü 1.32 keV iken NaI dedektörünün çözünürlüğü yaklaşık 20.53 keV'tur. HPGe dedektöründe 356 keV'deki enerji çözünürlüğü 0.71 keV iken NaI dedektörünün çözünürlüğü 14.79 keV' tur. HPGe dedektöründe 81 keV'de enerji çözünürlüğü 0.16 keV iken NaI dedektörünün çözünürlüğü yaklaşık 9.62 keV'tur.

Tablo 1. Ölçümlerde kullanılan iki dedektörlerin genel özellikleri

	HPGe	NaI
Pencere	Berilyum	Alüminyum
Pencere kalınlığı	0,5 mm	5 mm
Kristal boyutları	Kristal çapı: 57,8 mm	3 inç x 3 inç
	Kristal uzunluğu: 58,4 mm	
	Delik çapı: 8,8 mm	
	Delik derinliği: 50 mm	
FWHM	81 keV'de: 0.16 keV	81 keV'de: 9.62 keV
	356 keV'de: 0.71 keV	356 keV'de: 14.79 keV
	662 keV'de: 1.32 keV	662 keV'de: 20.53 keV

3. TARTIŞMA VE SONUÇLAR

Tablo 2. HPGe detektörüyle elde edilen Mg elementinin kütle soğurma katsayısı (μ/ρ) değerleri ve yüzdelik farklar

Enerji(keV)	μ/ρ (cm^2/g) Mg/HPGe					% Fark			
	2 mm	4 mm	6 mm	10 mm	20 mm	2 ve 4	2 ve 6	2 ve 10	2 ve 20
81	0,1968	0,1942	0,19137	0,18621	0,17491	1,34	2,84	5,69	12,52
356	0,10021	0,09855	0,09719	0,09698	0,09713	1,68	3,11	3,33	3,17
662	0,07618	0,07609	0,07513	0,07512	0,07568	0,12	1,40	1,41	0,66

Tablo 3. NaI detektörüyle elde edilen Mg elementinin kütle soğurma katsayısı (μ/ρ) değerleri ve yüzdelik farklar

Enerji(keV)	μ/ρ (cm^2/g) Mg/NaI					% Fark			
	2 mm	4 mm	6 mm	10 mm	20 mm	2 ve 4	2 ve 6	2 ve 10	2 ve 20
81	0,19664	0,19401	0,19118	0,18636	0,17088	1,36	2,86	5,52	15,07
356	0,09907	0,09703	0,09547	0,08999	0,08086	2,10	3,77	10,09	22,52
662	0,07686	0,07561	0,0731	0,0678	0,06598	1,65	5,14	13,36	16,49

Tablo 4. HPGe detektörüyle elde edilen W elementinin kütle soğurma katsayısı (μ/ρ) değerleri ve yüzdelik farklar

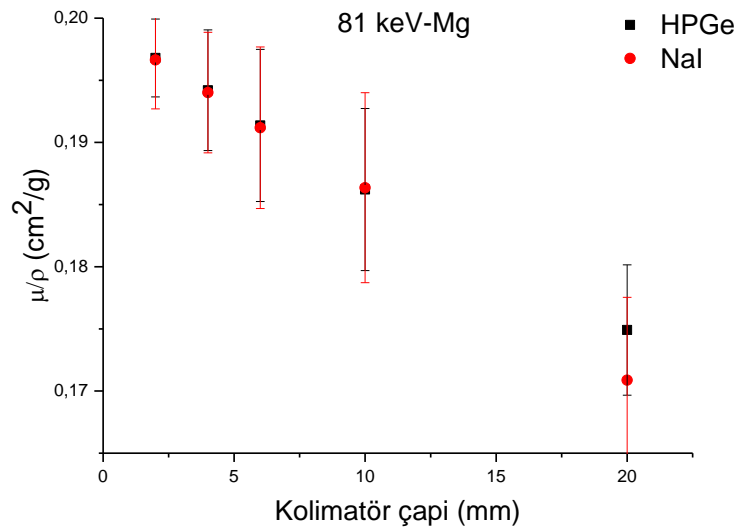
Enerji(keV)	μ/ρ (cm^2/g) W/HPGe					% Fark			
	2 mm	4 mm	6 mm	10 mm	20 mm	2 ve 4	2 ve 6	2 ve 10	2 ve 20
81	7,58898	7,57457	7,55409	7,51937	7,47228	0,19	0,46	0,93	1,56
356	0,23444	0,22345	0,22066	0,21226	0,20484	4,92	6,24	10,45	14,45
662	0,09551	0,09007	0,08714	0,08808	0,08649	6,04	9,61	8,44	10,43

Tablo 5. NaI detektörüyle elde edilen W elementinin kütle soğurma katsayısı (μ/ρ) değerleri ve yüzdelik farklar

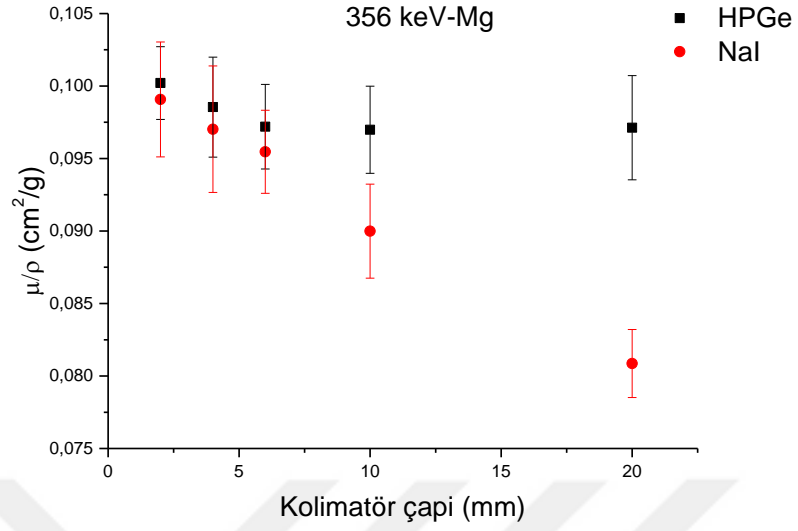
Enerji(keV)	μ/ρ (cm^2/g) W/NaI					% Fark			
	2 mm	4 mm	6 mm	10 mm	20 mm	2 ve 4	2 ve 6	2 ve 10	2 ve 20
81	7,59261	7,57587	7,5601	7,52215	7,45221	0,22	0,43	0,94	1,88
356	0,2313	0,22621	0,2175	0,20774	0,19181	2,25	6,34	11,34	20,59
662	0,09536	0,09444	0,08969	0,08228	0,07977	0,97	6,32	15,90	19,54

Tablo 2-5’te görüldüğü gibi dedektör kolimatörünün çapı arttıkça, kütle soğurma katsayı değerlerinde bir azalma görülmektedir. Bu azalma hem Mg, hem de W numuneleri için geçerlidir. Tablo 2-5’te verilen yüzdelik farklar da bu gözlemi doğrulamaktadır. Azalma miktarı, NaI dedektörü için daha fazla iken, HPGe dedektörü kullanılarak elde edilen değerlerdeki azalma kısmen daha küçüktür. Kütle soğurma katsayılarının artan kolimatör çaplarıyla azalma göstermeleri aşağıdaki şekilde açıklanabilir: Kütle soğurma katsayısı ifadesindeki (7) formülünde, I_0 numune ile herhangi bir etkileşim yapmadan detektöre ulaşan ve full pikin altında kalan foton sayısını ifade eder. Ancak, bazı fotonlar numune ile etkileşim yapıp (Compton saçılması) saçılma açısına bağlı olarak belirli bir seviyede enerji kaybederek detektöre ulaşabilir. Eğer kaybedilen enerji miktarı dedektörün enerji çözünürlüğünden daha büyükse, dedektör kendi enerji çözünürlüğü kabiliyeti çerçevesinde bu fotonları ayırt edebilir ve Compton saçılması bölgesi altına gönderir. Fakat, kaybedilen enerji, dedektörün enerji çözünürlüğünden küçükse, dedektör bu fotonu hiç etkileşim yapmadan geçen foton gibi değerlendirip full pikin altında sayar. Bu ise sistematik bir hata olup, elde edilen değere ulaşır. Bu durumda (7) formülündeki I değeri artan kolimatör çapı ile birlikte bir miktar artar. Dolayısıyla formülde de açıkça görüldüğü gibi kütle soğurma katsayısı artan I değeriyle beraber azalır.

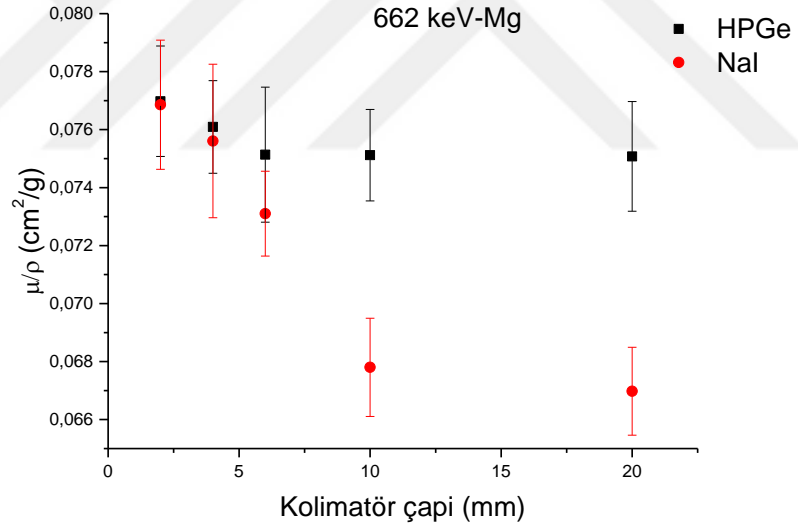
Kütle soğurma katsayısının artan kolimatörle azalışını daha iyi görebilmek için Şekil 11-16 oluşturulmuştur.



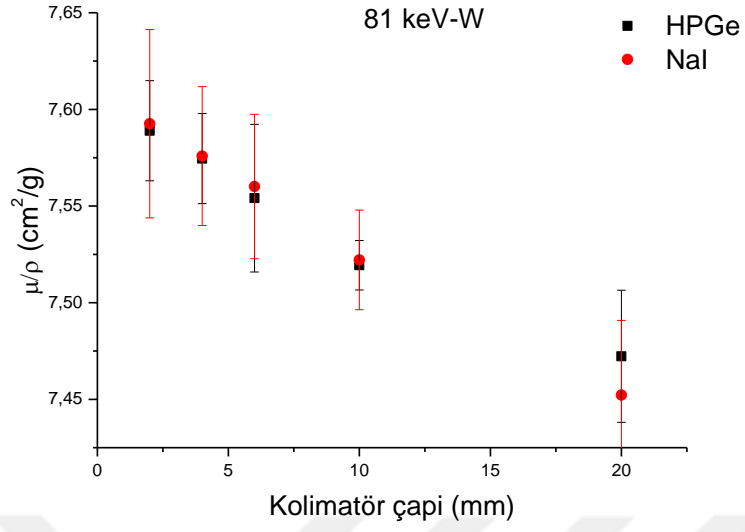
Şekil 11. 81 keV’de kolimatör çapına bağlı Mg’un kütle soğurma katsayıları



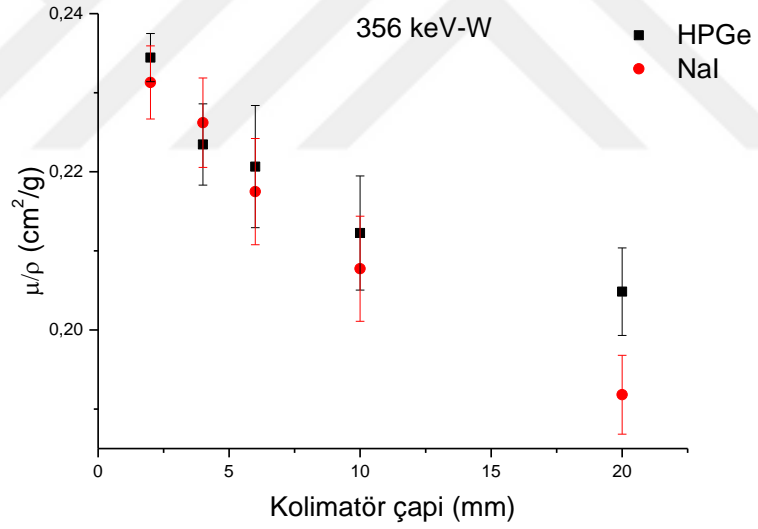
Şekil 12. 356 keV’de kolimatör çapına bağlı Mg’un kütle soğurma katsayıları



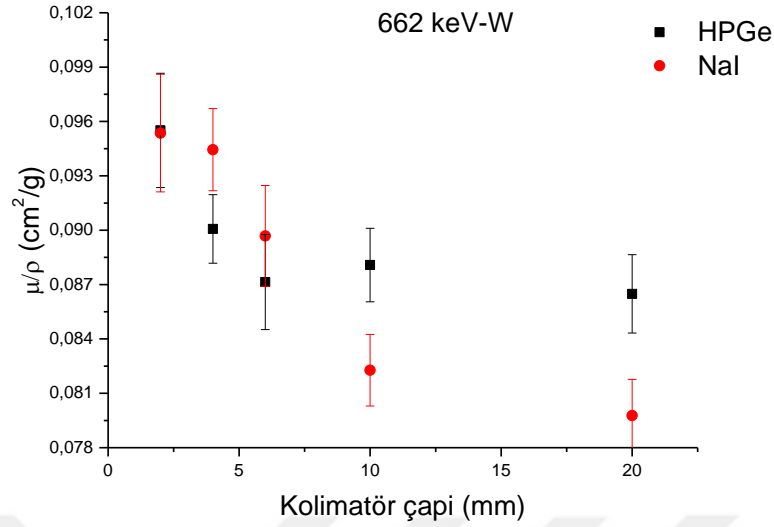
Şekil 13. 662 keV’de kolimatör çapına bağlı Mg’un kütle soğurma katsayıları



Şekil 14. 81 keV’de kolimatör çapına bağlı W’nun kütle soğurma katsayıları

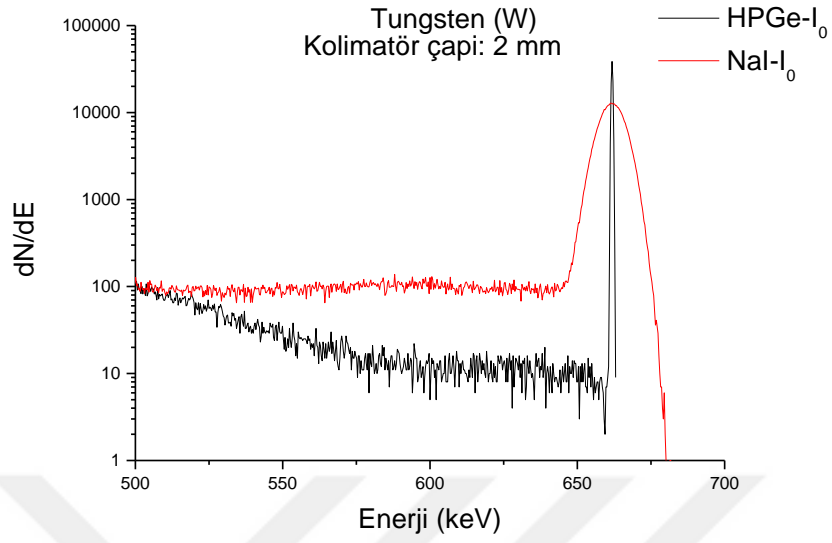


Şekil 15. 356 keV’de kolimatör çapına bağlı W’nun kütle soğurma katsayıları

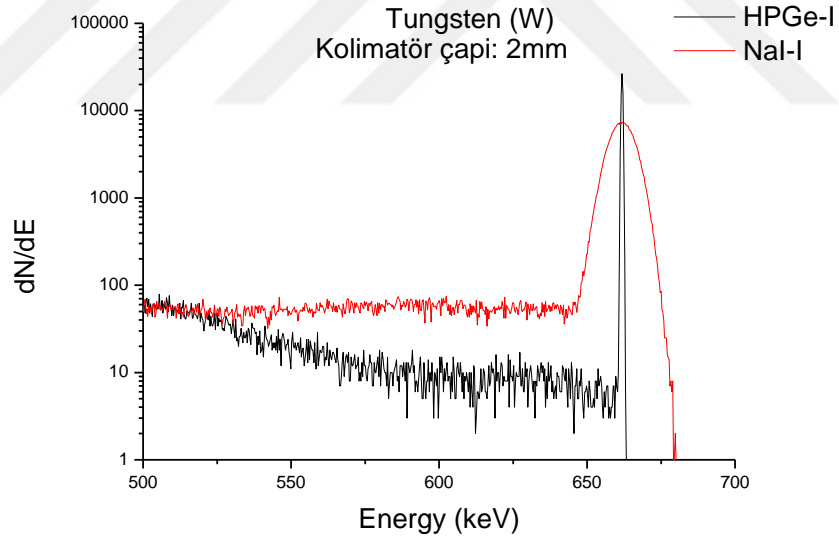


Şekil 16. 662 keV’de kolimatör çapına bağlı W’nun kütle soğurma katsayıları

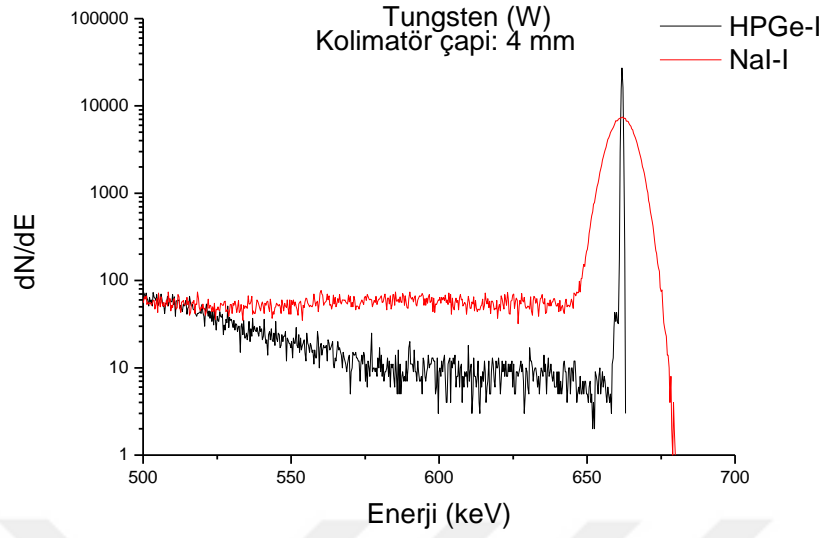
Grafiklerden görüldüğü gibi kütle soğurma katsayılarındaki azalış, tungstenin (W) için daha belirgin bir şekilde olduğu anlaşılmaktadır. Bunun sebebi, W atom numarasının magnezyuma göre daha büyük olmasıdır. Çünkü atom numarası arttıkça, Compton saçılması tesir kesiti de artmakta, dolayısıyla detektöre ulaşan foton sayısı da artmaktadır. Yine kullanılan dedektörün enerji çözünürlüğü kabiliyetine bağlı olarak I değeri artırılarak atom numarasıyla daha da artmakta bu da kütle soğurma katsayısının daha da azalmasına sebep olmaktadır. Ayrıca grafiklerde görüldüğü gibi kolimatör çapı 10 mm oluncaya kadar HPGe ile hesaplanan kütle soğurma katsayıları azalmakta ancak bu değerden sonra kolimatör çapı artsa bile kütle soğurma katsayısı sabit kalmaktadır. Buna karşın NaI dedektörüyle yapılan hesaplarda bütün kolimatör çapı değerleri için kütle soğurma katsayısı azalmaktadır. Bunun sebebi, HPGe dedektörünün daha iyi enerji çözünürlüğüne sahip olmasıdır. Kolimatör çapı 10 mm’den daha fazla olsa bile, büyük açılarla saçılan fotonlar, dedektör tarafından ayırt edilmekte ve full pikin altına değil de Compton dağılımının altında kalmaktadır. Ancak NaI dedektörü kolimatör çapı 20 mm olsa bile hala saçılan fotonları ayırmamakta ve sanki etkileşime girmeyen fotonlar gibi saymaktadır. Bu da kütle soğurma katsayılarının azalmasına neden olmaktadır. Bunu daha iyi anlamak için W için 662 keV’da HPGe ve NaI dedektörleriyle elde edilen spektrumlar Şekil 17-22’de verilmiştir.



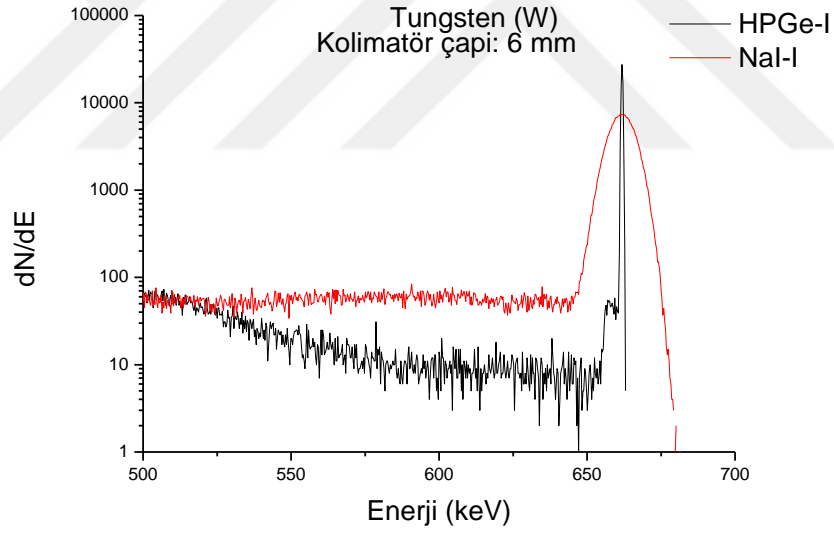
Şekil 17. Tungsten için 662 keV’de HPGe ve NaI dedektörleriyle 2 mm kolimatör çapı için numune yokken alınan spektrum.



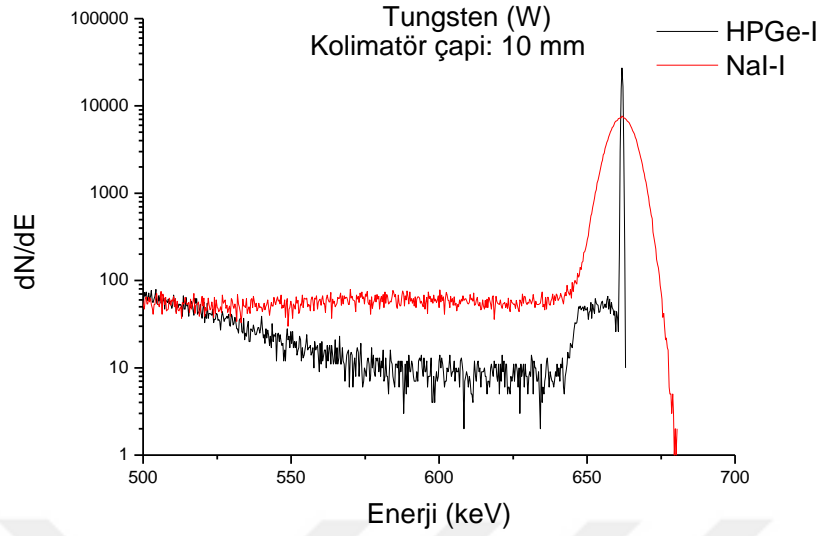
Şekil 18. Tungsten için 662 keV’de HPGe ve NaI dedektörleriyle 2 mm kolimatör çapı için numune varken alınan spektrum.



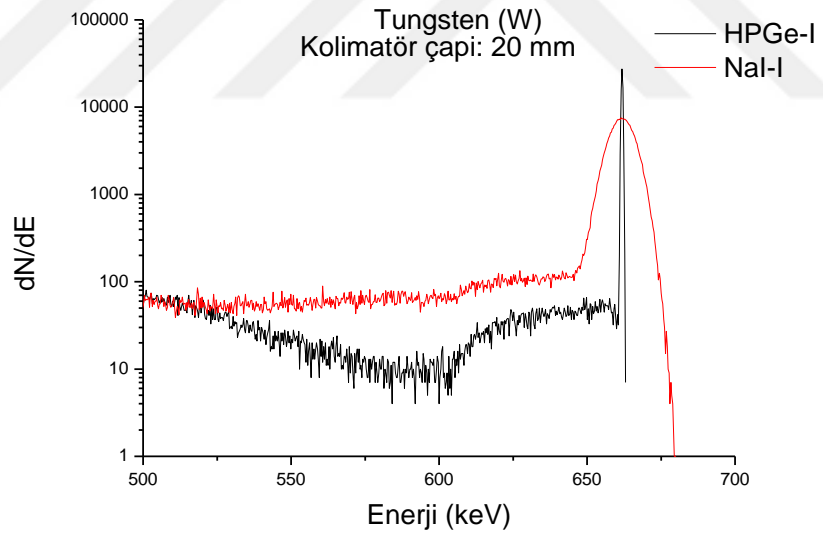
Şekil 19. Tungsten için 662 keV’de HPGe ve NaI dedektörleriyle 4 mm kolimatör çapı için numune varken alınan spektrum.



Şekil 20. Tungsten için 662 keV’de HPGe ve NaI dedektörleriyle 6 mm kolimatör çapı için numune varken alınan spektrum.



Şekil 21. Tungsten için 662 keV’de HPGe ve NaI dedektörleriyle 10 mm kolimatör çapı için numune varken alınan spektrum.



Şekil 22. Tungsten için 662 keV’de HPGe ve NaI dedektörleriyle 20 mm kolimatör çapı için numune varken alınan spektrum.

Şekil 17, direk kaynaktan çıkan fotonların dedektöre gelmesi sonucu elde edilen spektrumu göstermektedir. Şekil 18-22 ise, kaynakla dedektör arasına W numunesi koyularak ve kolimatör çapı artırılarak elde edilmiş spektrumları göstermektedir. Görüldüğü gibi, küçük kolimatör çapları için piklerin solunda herhangi bir kuyruklanma görülmemektedir. Ancak kolimatör çapları arttıkça, HPGe dedektörüyle elde edilen

spektrumlarda pikin solunda bir kuyruklanma meydana gelmekte ve bu kuyruklanma artan kolimatör çapıyla daha da belirgin hale gelmektedir. Bu açıkça dedektöre gelen saçılmış fotonların ayırt edilebildiğini göstermektedir. Ancak NaI ile alınan spektrumlarda kolimatör çapı artsa bile belirgin bir kuyruklanma görülmemektedir. Bunun sebebi, dedektörün saçılan fotonları ayırt etmede yetersiz kaldığı anlamına gelir.

3.1. Deneysel Ve Simülasyon Sonuçlarının Karşılaştırılması

Monte Carlo simülasyonu ile elde edilen değerlerin teyit edilmesi için, Mg'un kütle soğurma katsayıları 662 keV için HPGe ve NaI dedektörleriyle ölçülmüş ve sonuçlar Tablo 6'da karşılaştırmalı olarak verilmiştir.

Tablo 6. 662 keV için Monte Carlo kütle soğurma katsayısı hesapları ve deneysel ölçümler

Kolimatör Çapı	Kütle soğurma katsayısı (cm ² /g, 662 keV, Mg)					
	HPGe			NaI		
	MC	Deneysel	% Fark	MC	Deneysel	% Fark
2	0,076179	0,079303	-3,94	0,076859	0,072939	5,37
4	0,076093	0,071908	5,82	0,075608	0,081316	-7,02
6	0,075135	0,078065	-3,75	0,073103	0,076312	-4,21
10	0,07512	0,081276	-7,57	0,0678	0,072403	-6,36

Tablo 6'da görüldüğü gibi Monte Carlo hesaplarıyla deneysel ölçümler yaklaşık olarak %3 ila % 8 arasında değiştiği görülmektedir, Bu sonuçlar yapılan hesapların güvenilir olduğunu açıkça ortaya koymaktadır.

4. ÖNERİLER

Bu çalışmada görülmüştür ki, dedektör kolimatörünün çapı elde edilen kütle soğurma katsayısı değerleri üzerinde önemli etkilere sahiptir. Literatür de bu konu üzerinde fazlaca durulmadığı ve çalışmalarda buna dikkat edilmediği görülmektedir. Özellikle çalışmalarda NaI dedektörü kullanılıyorsa, bu gerçeğe çok daha fazla dikkat edilmesinde fayda vardır. Aksi takdirde, elde edilen sonuçlara fazla miktarda sistematik hata eşlik edecek, bu da sonuçların güvenilir olmasına gölge düşürecektir. Deneysel çalışma yapacak olan araştırmacıların dedektör kolimatör çapını mümkünse 2 mm'den daha fazla olmamasına dikkat etmelidirler.



KAYNAKLAR

- Akkoyun, S., 2006.** Uzayda Gama Isını Ölçümleri-Bir Geant Simülasyonu. Yüksek Lisans Tezi. Ankara Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, Türkiye, 45 s., 4.
- Akkurt, İ., Günoğlu, K., Başığit, C. ve Akkaş, A., 2012.** Hafif Betonların 511 ve 1275 keV' deki Radyasyon Zayıflatma Katsayılarının Araştırılması. Süleyman Demirel Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü Dergisi, 16-3, 315-317.
- Alama, M.N., Miahb, M.M.H., Chowdhurya, M.I., Kamala, M., Ghosea, S. and Rahman, R., 2001.** Attenuation coefficients of soils and some building materials of Bangladesh in the energy range 276-1332 keV. Applied Radiation and Isotopes, 54, 973-976.
- Awadallah, M.I. and Imran, M.M.A., 2007.** Experimental investigation of γ -ray attenuation in Jordanian building materials using HPGe-spectrometer. Journal of Environmental Radioactivity, 94, 129-136.
- Baykal, S., 2007.** Yeni Tip Gama Dedektörleri Ve İz Sürme Tekniği. Yüksek Lisans Tezi. Ankara Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, Türkiye, 45 s.
- Camgöz, B., 2001.** Su ve Li, Al, Pb Ve Cu İçeren Soğurucular İçin Egs4 Monte Carlo Metodu İle Yığılma Faktörlerinin Etkin Atom Numarası İle Değişiminin İncelenmesi. Yüksek Lisans Tezi. Ege Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, İzmir, Türkiye, 45 s.
- Cashwell, E.D. and Everett, C.J., 1959.** A Practical Manual on The Monte Carlo Methods for Random Walk Problems. Pergamon Press, New York.
- Çelik, N., 2009.** Doğu Karadeniz Bölgesinde ^{137}Cs 'nin Ekolojik Yarıömrünün Belirlenmesi Ve ^{137}Cs Üzerine Çeşitli Modellemeler. Doktora Tezi. Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon, Türkiye, 45 s.,
- Demir, D., Ün, A., Özgül, M. and Şahin, Y., 2008.** Determination of photon attenuation coefficient, porosity and field capacity of soil by gamma-ray transmission for 60, 356 and 662 keV gamma rays. Applied Radiation and Isotopes, 66, 1834–1837.
- Ermis, E.E. and Celiktas, C., 2015.** Mass attenuation coefficient calculations of different detector crystals by means of FLUKA Monte Carlo Method. EPJ Web of Conferences 100, 02003.
- Gasparro, J., Hult, M., Jonston, and P.N., Tagziria, H., 2008.** Monte Carlo modelling of germanium detectors that are tilted and have rounded front edges. Nucl Instrum Meth A 594, 196.

- Issa, S.A.M., 2016.** Effective atomic number and massattenuation coefficient of PbO–BaO– B₂O₃ glass system. Radiation Physicsand Chemistry, 120, 33–37.
- Medhat, M. E., 2009.** Gamma-ray attenuation coefficients of some building materials available in Egypt. Annals of Nuclear Energy, 36, 849–852.
- Nelson, W. R., Hirayama, H. and Rogers, D. W. O., 1985.** The Egs4 Code System. Slac-265, Stanford Linear Accelerator Center.
- Pawar, P. P. and Bichile, K.G., 2013.** Studies on mass attenuation coefficient, effective atomic number and electron density of some amino acids in the energy range 0.122–1.330 MeV Radiation Physicsand Chemistry, 92, 22–27.
- URL-1, 2015.** <http://www.infolla.com/elektromanyetik-spektrum> (27 Temmuz 2015).
- Yılmaz, D., Boydaş, Elif. and Cömert, E., 2016.** Determination of mass attenuation coefficients and effective atomic numbers for compounds of the 3d transition elements. Radiation Physicsand Chemistry, 125, 65–68.
- Yılmaz, D., Şahin, Y. and Demir, L., 2014.** Studies on mass attenuation coefficient, mass energy absorption coefficient, and kerma for Fe alloys at photon energies of 17.44 to 51.70 keV. Turk Journal of Physics, 39, 81-90.

EKLER

Ek-1 Kullanılan Monte Carlo Kodu

```
"VERSION FROM SLAC"
%L
%E
!INDENT M 4; "INDENT MORTRAN LISTING BY 4 PER NESTING LEVEL"
!INDENT F 2; "INDENT FORTRAN OUTPUT BY 2 PER NESTING LEVEL"
"*****"
" Model hpgedet ve naidet icin yaptim"
" Model omer faruk demirtas tarafından 20/10/2015 tarihinde adapte edildi  "

"*****"

"-----"
"STEP 1: USER-OVERRIDE-OF-EGS4-MACROS           "
"-----"
REPLACE {$MXREG} WITH {649} "similasyon bölgesini 649 bölgeye ayırdık"
REPLACE {$MXSTACK} WITH {100} "less than 15 particles on stack at once "
REPLACE {$EBIN} WITH {10010} "enerji için kullanılan bin sayısı"
REPLACE {$MXMED} WITH {11}
" USING RANLUX           "

;COMIN/RANDOM/;
REPLACE {$DEFAULT-LL} WITH {1}

"DEFINE A COMMON FOR SCORING IN AUSGAB"
REPLACE {;COMIN/SCORE/;} WITH {;COMMON/SCORE/EHIST,EBIN($EBIN);}

;COMIN/CYLDTA,BOUNDS,MEDIA,MISC,PLADTA,SCORE,UPHIOT,THRESH/;
" "
" THE ABOVE EXPANDS INTO A SERIES OF COMMON STATEMENTS
"
" BOUNDS CONTAINS ECUT AND PCUT           "
" PLADTA PASSES COORDINATE AND NORMAL VECTOR DATA OF
EACH "
" PLANE INTO HOWFAR AND THE AUXILIARY GEOMETRY
SUBPROGRAMS. "
" PLADTA IS DEFINED IN THE EGS4 MACROS AND CONTAINS: "
" PCOORD(I,J): I-TH COORDINATE OF A POINT ON PLANE J "
" PNORM(I,J): I-TH COORDINATE OF A UNIT VECTOR NORMAL "
" TO PLANE J           "
" MEDIA CONTAINS THE ARRAY MEDIA           "
" MISC CONTAINS MED           "
" THRESH CONTAINS AE AND AP           "
```

```
"DEFINE A COMMON FOR SCORING IN AUSGAB"
REPLACE {;COMIN/SCORE/;} WITH {;COMMON/SCORE/EHIST,EBIN($EBIN);}
```

```
COMMON/PASSIT/IRDISC($MXREG),NR,NZ;
```

```
;COMIN/EDGE/;
```

```
" REPLACE {;COMIN/EDGE/;} WITH { "
```

```
"
;COMMON/EDGE/IEDGFL($MXREG),$LGN(EKALPH,EKBETA,BKR1,BKR2($M
XMED));} "
```

```
REAL CYRAD($MXCYLS);
```

```
REAL VOL($MXREG);
```

```
REAL XENER(11); "Gamma energies"
```

```
"-----"
"STEP 2 PRE-HATCH-CALL-INITIALIZATION"
"-----"
```

```
$TYPE MEDAR1(24) /$S'TEFLON',18*' '/;
"          $$ IS A MORTRAN MACRO TO EXPAND STRINGS"
"          $TYPE IS INTEGER (F4) OR CHARACTER*4(F77)"
$TYPE MEDAR2(24) /$S'AL',22*' '/;
"          $$ IS A MORTRAN MACRO TO EXPAND STRINGS"
"          $TYPE IS INTEGER (F4) OR CHARACTER*4(F77)"
$TYPE MEDAR3(24) /$S'GE',22*' '/;
"          $$ IS A MORTRAN MACRO TO EXPAND STRINGS"
"          $TYPE IS INTEGER (F4) OR CHARACTER*4(F77)"
$TYPE MEDAR4(24) /$S'PB',22*' '/;
"          $$ IS A MORTRAN MACRO TO EXPAND STRINGS"
"          $TYPE IS INTEGER (F4) OR CHARACTER*4(F77)"
$TYPE MEDAR5(24) /$S'MG',22*' '/;
"          $$ IS A MORTRAN MACRO TO EXPAND STRINGS"
"          $TYPE IS INTEGER (F4) OR CHARACTER*4(F77)"
```

```
NMED=5; "NUMBER OF MEDIA"
```

```
DO I=1,24 [MEDIA(I,1)=MEDAR1(I);]
DO I=1,24 [MEDIA(I,2)=MEDAR2(I);]
DO I=1,24 [MEDIA(I,3)=MEDAR3(I);]
DO I=1,24 [MEDIA(I,4)=MEDAR4(I);]
DO I=1,24 [MEDIA(I,5)=MEDAR5(I);]
```

```
IPLAN=24;          "MODELDEKI DUZLEM SAYISI"
IRADII=26;         "IC ICE GIRMIS SILINDIRIN SAYISI"
```

"SILINDIRIK BOLGELER NOT: SON SILINDIRIN CAPI SONSUZ ALINDI"
"RADIALLY INFINITE"

NZ=IPLAN; "SLAB SAYISI"
NR=IRADII+1; "SILINDIRIK KABUK SAYISI"
NREG=NZ*NR+1; "BELIRLENEN BOLGE SAYISI"

DO I=1,NREG,1 [ECUT(I)=0.521; PCUT(I)=0.001; IRAYLR(I)=1; IEDGFL(I)=0;]
" Elektron Cutoff enerjisi 0.010 MeV olarak secildi"
" Foton Cutoff enerjisi 0.001 MeV olarak secildi"
" Rayleigh sacilmasi hesaba katildi"
" K-kabugu fluorescence etkisi hesaba katildi"

"DEDEKTOR VE ORTAM MADDELERINI TANIT"C

MEDTEFLON=1;
MEDAL=2;
MEDGE=3;
MEDPB=4;
MEDMG=5;

DO I=1,NREG,1 [MED(I)=0;] "ONCE BUTUN ORTAMI VAKUM YAP"
"SIMDI MALZEMELERI (MEDIUM) TANIT"

"NOW Define THE various media"

MED(4)=MEDTEFLON;

"DO I=6,102,24 [MED(I)= MEDMG;];"

DO I=2,602,24 [MED(I)= MEDPB;];
DO I=24,624,24 [MED(I)= MEDPB;];
DO I=56,296,24 [MED(I)= MEDPB;];
DO I=602,624,1 [MED(I)= MEDPB;];

DO I=10,538,24 [MED(I)=MEDAL;];
DO I=12,444,24 [MED(I)=MEDAL;];

```
DO I=117,453,24 [MED(I)=MEDAL;];
DO I=538,550,1 [MED(I)=MEDAL;];
DO I=444,453,1 [MED(I)=MEDAL;];
```

```
DO I=13,397,24 [MED(I)= MEDGE;];
DO I=14,398,24 [MED(I)= MEDGE;];
DO I=15,399,24 [MED(I)= MEDGE;];
DO I=16,400,24 [MED(I)= MEDGE;];
DO I=113,401,24 [MED(I)= MEDGE;];
DO I=114,402,24 [MED(I)= MEDGE;];
DO I=115,403,24 [MED(I)= MEDGE;];
```

```
"-----"
"STEP 3 HATCH-CALL                               "
"-----"
;OUTPUT;('1START ES//' CALL HATCH TO GET CROSS-SECTION DATA');
CALL HATCH;  "PICK UP CROSS SECTION DATA FOR NAI"
"DATA FILE MUST BE ASSIGNED TO UNIT 12"

;OUTPUT AE(1)-0.511, AP(1);
(' KNOCK-ON ELECTRONS CAN BE CREATED AND ANY ELECTRON
FOLLOWED DOWN TO'
/T40,F8.3,' MeV KINETIC ENERGY'/
' BREM PHOTONS CAN BE CREATED AND ANY PHOTON FOLLOWED DOWN
TO',
/T40,F8.3,' MeV '); "NOTE, AE VALUES CAN OVER-RIDE ECU T VALUES"

"-----"
"STEP 4 INITIALIZATION-FOR-HOWFAR                               "
"-----"
"DEFINE THE COORDINATES AND THE NORMAL VECTORS FOR THE TWO
PLANES.  "
"INFORMATION REQUIRED BY HOWFAR (AND AUXILIARY GEOMETRY
SUBPROGRAMS)  "
"AND PASSED THROUGH COMMON/PLADTA/                               "

"FIRST SET THE DEFAULT DISCARD AND SPLITTING FOR ALL REGIONS"

DO IRL=1,$MXREG,1 [IRDISC(IRL)=0;] "SET ALL REGIONS TO NO-DISCARD
FIRST"

"ONCE BUTUN BOLGELERI DISCARD OLMAYAN BOLGE YAP"

IRDISC(1)=1;
DO IRL=25,649,24 [IRDISC(IRL)=1;];
DO IRL=626,648,1 [IRDISC(IRL)=1;];
```

```
DO J=1,IPLAN [  
  PCOORD(1,J)=0.0; PCOORD(2,J)=0.0;  
  PNORM(1,J)=0.0; PNORM(2,J)=0.0; PNORM(3,J)=1.0;  
]  
"DUZLEM DEGERLERINI GIR"
```

```
P1=5.0;  
P2=16.0;  
P3=0.00001;  
P4=5.0;  
P5=0.1;  
P6=5.0;  
P7=5.0;  
P8=2.0;  
P9=0.1;  
P10=0.4;  
P11=0.003;  
P12=0.07;  
P13=0.575;  
P14=0.645;  
P15=1.0;  
P16=1.0;  
P17=1.0;  
P18=0.07;  
P19=5.84;  
P20=0.3;  
P21=0.1;  
P22=5.0;  
P23=5.0;
```

```
"SILINDIRLERIN CAP DEGERLERINI GIR "
```

```
R1=0.00001;  
R2=0.1;  
R3=0.51;  
R4=0.51497;  
R5=0.515;  
R6=0.755;  
R7=0.992;  
R8=1.229;  
R9=1.466;  
R10=1.703;  
R11=1.94;  
R12=2.177;  
R13=2.414;  
R14=2.651;  
R15=3.055;  
R16=3.065;
```

R17=3.135;
R18=3.175;
R19=3.255;
R20=3.595;
R21=3.715;
R22=3.835;
R23=3.935;
R24=4.0;
R25=9.0;
R26=14.0;

"BOLGELERI TANIT"

PCOORD(3,1)=0.0;
PCOORD(3,2)=PCOORD(3,1)+P1;
PCOORD(3,3)=PCOORD(3,2)+P2;
PCOORD(3,4)=PCOORD(3,3)+P3;
PCOORD(3,5)=PCOORD(3,4)+P4;
PCOORD(3,6)=PCOORD(3,5)+P5;
PCOORD(3,7)=PCOORD(3,6)+P6;
PCOORD(3,8)=PCOORD(3,7)+P7;
PCOORD(3,9)=PCOORD(3,8)+P8;
PCOORD(3,10)=PCOORD(3,9)+P9;
PCOORD(3,11)=PCOORD(3,10)+P10;
PCOORD(3,12)=PCOORD(3,11)+P11;
PCOORD(3,13)=PCOORD(3,12)+P12;
PCOORD(3,14)=PCOORD(3,13)+P13;
PCOORD(3,15)=PCOORD(3,14)+P14;
PCOORD(3,16)=PCOORD(3,15)+P15;
PCOORD(3,17)=PCOORD(3,16)+P16;
PCOORD(3,18)=PCOORD(3,17)+P17;
PCOORD(3,19)=PCOORD(3,18)+P18;
PCOORD(3,20)=PCOORD(3,19)+P19;
PCOORD(3,21)=PCOORD(3,20)+P20;
PCOORD(3,22)=PCOORD(3,21)+P21;
PCOORD(3,23)=PCOORD(3,22)+P22;
PCOORD(3,24)=PCOORD(3,23)+P23;

"SILINDIR CAPLARINI VER (CM OLARAK)"

CYRAD(1)=R1;
CYRAD(2)=R2;
CYRAD(3)=R3;
CYRAD(4)=R4;
CYRAD(5)=R5;
CYRAD(6)=R6;
CYRAD(7)=R7;
CYRAD(8)=R8;


```

CYRAD(9)=R9;
CYRAD(10)=R10;
CYRAD(11)=R11;
CYRAD(12)=R12;
CYRAD(13)=R13;
CYRAD(14)=R14;
CYRAD(15)=R15;
CYRAD(16)=R16;
CYRAD(17)=R13;
CYRAD(14)=R14;
CYRAD(15)=R15;
CYRAD(16)=R16;
CYRAD(17)=R17;
CYRAD(18)=R18;
CYRAD(19)=R19;
CYRAD(20)=R20;
CYRAD(21)=R21;
CYRAD(22)=R22;
CYRAD(23)=R23;
CYRAD(24)=R24;
CYRAD(25)=R25;
CYRAD(26)=R26;
OUTPUT; ('1CYLINDER RADII:','//);

DO I=1,IRADII ["SEE DATA INITIALIZATION FOR CYRAD-VALUES"
  CYRAD2(I)=CYRAD(I)*CYRAD(I);
  OUTPUT I,CYRAD(I); (' CYRAD(',I2,')=',G15.7);
]

OUTPUT; ('1PCOORD AND PNORM VALUES FOR EACH J-PLANE (I=1,3):','//);
DO J=1,IPLAN [
  OUTPUT J,(PCOORD(I,J),I=1,3),(PNORM(I,J),I=1,3);
  (I5,6G15.7);]

"BUTUN SILINDIRLERIN HACIMLERINI HESAPLA VE YAZDIR"
" NOTE: VOL=-1.0 INDICATES INFINITE VOLUME."

OUTPUT; ('1VOLUME (CM**3) OF EACH REGION:','//);

DO IRL=1,NREG ["START OF VOLUME CALCULATION"
IF(IRDISC(IRL).EQ.1) [VOL(IRL)=-1.0; GO TO :ENDVOL:;]
JR1=(IRL-2)/NZ;
JR=JR1+1; "CYLINDER INDEX (1 THRU IRADII)"
JZ=IRL-1-JR1*NZ; "LOWER PLANE INDEX (2 THRU NZ-1)"

HIGH=PCOORD(3,JZ+1)-PCOORD(3,JZ);

IF(JR.EQ.1) [CYRLO2=0.0; "INNER CYLINDER"]
ELSE [CYRLO2=CYRAD2(JR-1); "CYLINDRICAL SHELL"]

```



```

IQIN=0;          "GELEN YUK - FOTONLAR"
EIN=XENER(I2);  "MEV CINSINDEN KINETIK ENERJİ"
$RANDOMSET XX1;
WTIN=1.0;       "WEIGHT=1 SINCE NO VARIANCE REDUCTION
USED"

```

```

DO I=1,NCASE [EHIST = 0.0;  "BU BOLUME SIFIR ENERJİ DEPOLANIR "

```

```

NEWDIR=0;

```

```

LOOP [

```

```

  $RANDOMSET XX1;

```

```

  $RANDOMSET XX2;

```

```

  $RANDOMSET XX3;

```

```

  XX1=2.0*XX1-1.0;  "YENİ YON BELİRLE"

```

```

  XX2=2.0*XX2-1.0;

```

```

  XX3=2.0*XX3-1.0;

```

```

XX12=XX1*XX1;XX22=XX2*XX2;XX32=XX3*XX3;XX42=XX12+XX22+XX32;

```

```

  "OUTPUT XX1,XX2,XX3,XX4; (G15.6,X,G15.6,X,G15.6,X,G15.6);"

```

```

  IF XX42<1.0 [NEWDIR=1;XX4=SQRT(XX42);]

```

```

] WHILE NEWDIR=0;

```

```

"OUTPUT NEWDIR; (' YENİYON = ',I4); "

```

```

UIN=0;

```

```

VIN=0;

```

```

WIN=1;

```

```

XIN=0.0; "SİMETRİDEN DOLAYI BUNU İHMAL ET"

```

```

$RANDOMSET XX1;

```

```

YIN=0.0;

```

```

IF XX1.NE.0.0 [YIN= R1*SQRT(XX1);]

```

```

IRIN=4; "NUMUNE İCİNDE BASLA"

```

```

$RANDOMSET XX1;

```

```

ZIN=PCOORD(3,3)+P3*XX1;

```

```

" OUTPUT IQIN,EIN,XIN,YIN,ZIN,UIN,VIN,WIN; "

```

```

" ('0 IN Q E X Y Z U V W',1X,I2,7(F7.4,1X)); "

```

```

CALL SHOWER(IQIN,EIN,XIN,YIN,ZIN,UIN,VIN,WIN,IRIN,WTIN);

```

```

"necati resolution functions"

```

```

FWHM=3.61382e-7+0.00196*EHIST;

```

```

$RANDOMSET XX1;

```

```

$RANDOMSET XX2;

```

"formula from jackhaline"

```
EHIST=EHIST+((FWHM*((-LOG(XX1))**(0.5))
* $\cos(2*3.141592654*XX2)/(2*(2*\log(2.0)**(0.5))))$ );
"INCREMENT BIN CORRESPONDING TO ENERGY DEPOSITED IN THIS
HISTORY "
IBIN= MIN0 (IFIX(EHIST/BWIDTH + 0.999), $EBIN);
IF(IBIN.NE.0) [EBIN(IBIN)=EBIN(IBIN)+1;]
]
```

```
"-----"
"STEP 8  SONUCLARIN YAZDIRILMASI          "
"-----"
```

```
I=XENER(I2)/BWIDTH;
I=I+1;
OUTPUT BWIDTH*I,EBIN(I)/FLOAT(NCASE);(F10.4,F12.6);
SUMMA=0.0;
DO ITSI=1,$EBIN [SUMMA=EBIN(ITSI)+SUMMA;]
OUTPUT SUMMA/FLOAT(NCASE);(F14.6);
```

```
DO I3=1,5000 [
OUTPUT BWIDTH*I3,EBIN(I3)/FLOAT(NCASE);(F11.5,F12.6);
]
```

```
"DO I3=(I-3),(I+3) ["
"OUTPUT BWIDTH*I3,EBIN(I3)/FLOAT(NCASE);(F11.5,F12.6);"
"]"
```

```
OUTPUT; ('-----');
OUTPUT; ( ' ');
```

```
] "calculation for multiple energies loop "
```

```
"-----"
" END of the program 60 % coaxial          "
"-----"
```

```
STOP;END;
```

```
%E
```

```
*****"
```

```
" "
```

```
SUBROUTINE AUSGAB(IARG);
```

```
" "
```

```
" In this AUSGAB routine, we score the energy deposited          "
```

```
" in the detector region, regions 7,15,16,23,24 , but not the    "
```

```
" source regions 2,10 or cryostat regions 4,12,20 or deadlayer 6,14,22"
```

```
" "
```

```

" For IARG=0, an electron or photon step is about to occur and we "
" score the energy deposited, if any. Note that only electrons "
" deposit energy during a step, which only happens in some regions "
" so we must check "
" For IARG=1,2 and 4, particles have been discarded for falling below "
" various energy cutoffs and all their energy is deposited locally "
" (in fact EDEP = particles kinetic energy). "
" For IARG=3, the particle is "
" in a discard region, so we do not score its energy "
" "
" EHIST keeps track of the total energy deposited during each "
" history. In the main routine it is zeroed at the start of each "
" history and binned at the end of each history. "
" "
" bu bolgede dedektor bolgesine gelen fotonlari kaydediyoruz "
" digger bolgelere gelen fotonlar"
" ornegin olu tabalaya veya kroyostata gelenler degil"

"*****"

;COMIN/EPCONT,SCORE/; "WE USE EDEP FROM EPCONT AND EHIST FROM
SCORE "
COMIN/STACK/;

IRL=IR(NP);
" IQLL=IQ(NP); ELL=E(NP); XLL=X(NP); YLL=Y(NP); ZLL=Z(NP); "
" ULL=U(NP); VLL=V(NP); WLL=W(NP); "
" OUTPUT IARG, IRL; ('0 AUSGAB - IARG, IRL', I5,2X,I5); "
" OUTPUT IQLL,ELL,XLL,YLL,ZLL,ULL,VLL,WLL; "
" ('0Q E X Y Z U V W',1X,I2,7(F7.4,1X)); "

IF(IARG.LE.2 .OR. IARG.EQ.4) [ "NOT A DISCARD REGION"

"ENERJININ DEPOLANDIGI BOLGELER"

IF(IRL.GE.14.AND.IRL.LE.15) [EHIST=EHIST + EDEP;];
IF(IRL.GE.38.AND.IRL.LE.39) [EHIST=EHIST + EDEP;];
IF(IRL.GE.62.AND.IRL.LE.63) [EHIST=EHIST + EDEP;];
IF(IRL.GE.86.AND.IRL.LE.87) [EHIST=EHIST + EDEP;];
IF(IRL.GE.110.AND.IRL.LE.111) [EHIST=EHIST + EDEP;];
IF(IRL.GE.134.AND.IRL.LE.138) [EHIST=EHIST + EDEP;];
IF(IRL.GE.158.AND.IRL.LE.162) [EHIST=EHIST + EDEP;];
IF(IRL.GE.182.AND.IRL.LE.186) [EHIST=EHIST + EDEP;];
IF(IRL.GE.206.AND.IRL.LE.210) [EHIST=EHIST + EDEP;];
IF(IRL.GE.230.AND.IRL.LE.234) [EHIST=EHIST + EDEP;];
IF(IRL.GE.254.AND.IRL.LE.258) [EHIST=EHIST + EDEP;];
IF(IRL.GE.278.AND.IRL.LE.282) [EHIST=EHIST + EDEP;];
IF(IRL.GE.302.AND.IRL.LE.306) [EHIST=EHIST + EDEP;];
IF(IRL.GE.326.AND.IRL.LE.330) [EHIST=EHIST + EDEP;];

```

```

IF( IRL.GE.350.AND.IRL.LE.354) [EHIST=EHIST + EDEP;];
IF( IRL.GE.374.AND.IRL.LE.378) [EHIST=EHIST + EDEP;];

]
" OUTPUT EHIST, EDEP; ('0 REGION 7 EHIST, EDEP ', F8.4, 2X, F8.4); "

RETURN;END;"END OF AUSGAB"

"*****"
"          STANFORD LINEAR ACCELERATOR CENTER"
SUBROUTINE HOWFAR;
"          EGS4 SUBPROGRAM - 29 NOV 1985/1700"
"*****"
;COMIN/CYLDTA,DEBUG,EPCONT,PLADTA,STACK,USER/;
COMMON/PASSIT/IRDISC($MXREG),NR,NZ;

IRL=IR(NP); "SET LOCAL VARIABLE"
IF(IRDISC(IRL).EQ.1) [IDISC=1; "DISCARD BOLGELER"]

ELSE ["GEOMETRY CHECKING REGIONS"

JR1=(IRL-2)/NZ;
JR=JR1+1;  "SILINDIR INDEX NUMAEASI"
JZ=IRL-1-JR1*NZ; "SLAB INDEX NUMARASI"

"CHECK THE PLANES FIRST"

IF(JZ.EQ.1) [IRBACK=1;] ELSE [IRBACK=IRL-1;]
$PLAN2P(JZ+1,IRL+1,1,JZ,IRBACK,-1);

"ONCE DUZLEMLERI KONTROL ET"

IF(JR.EQ.1) ["INNER CONE/CYLINDER"
$CYLNDR(1,1,IHIT,TVAL);
IF(IHIT.EQ.1) [$CHGTR(TVAL,IRL+NZ);]
"END OF INNER CONE/CYLINDER LOOP"]

ELSE ["CYLINDRICAL SHELL"
$CYLNDR(JR1,0,IHIT,TVAL);
IF(IHIT.EQ.1) [$CHGTR(TVAL,IRL-NZ);]
ELSEIF(JR.NE.NR) [
$CYLNDR(JR,1,IHIT,TVAL);
IF(IHIT.EQ.1) [$CHGTR(TVAL,IRL+NZ);]
]
"END OF CYLINDRICAL SHELL LOOP"]

"END OF GEOMETRY CHECKING REGIONS LOOP"]

RETURN;

```

```

END; "END OF SUBROUTINE HOWFAR"
%E
"*****"
"
      STANFORD LINEAR ACCELERATOR CENTER"
SUBROUTINE PLAN2P(NPL1,NRG1,ISD1,NPL2,NRG2,ISD2);
"
      VERSION 4.XX -- 8 JUN 1985/1845"
"*****"
" AUXILIARY (GEOMETRY) SUBPROGRAM FOR USE WITH EGS4 CODE
SYSTEM "
"-----"
" DESCRIPTION - PLAN2P is generally called from subroutine HOWFAR "
" whenever a particle is in a region bounded by two planes that "
" ARE parallel. Both subroutines PLANE1 and CHGTR are called "
" by PLAN2P (the second PLANE1 call is not made if the first "
" plane is not hit, or if the trajectory is parallel). "
"-----"
" NPL1 = ID number assigned to plane called first (input) "
" NRG1 = ID number assigned to region particle trajectory "
" will lead into "
" ISD1 = 1 normal points towards current region (input) "
" = -1 normal points away from current region (input) "
" NPL2 = Same (but for plane called second) "
" NRG2 = Same (but for plane called second) "
" ISD2 = Same (but for plane called second) "
"-----"
" NOTE: A macro-version of this subroutine is also defined in the "
" EGS4 Code System (see file EGS4MAC). "
"-----"
;COMIN/DEBUG/; "SEE MACRO DEFINITION IN EGS4MAC "

CALL PLANE1(NPL1,ISD1,IHIT,TVAL);
IF(IHIT.EQ.1) ["HITS FIRST PLANE"
  CALL CHGTR(TVAL,NRG1); "CHANGE REGION IF NECESSARY"]
ELSEIF(IHIT.EQ.0) ["HEADING AWAY FROM FIRST PLANE, MAY HIT
SECOND"
  CALL PLANE1(NPL2,ISD2,IHIT,TVAL);
  IF(IHIT.EQ.1) [CALL CHGTR(TVAL,NRG2); "CHANGE REGION IF
NECESSARY"]]
ELSEIF(IHIT.NE.2) [OUTPUT NPL1,NRG1,NPL2,NRG2,IHIT;
(' STOPPED IN SUBROUTINE PLAN2P WITH NPL1,NRG1,NPL2,NRG2=',
4I6,/, ' AND WITH IHIT=',I6); STOP;]
"ELSE PARTICLE TRAVELING PARALLEL TO PLANES IN ORIGINAL
REGION"

RETURN;
"END OF SUBROUTINE PLAN2P" END;
%E
"*****"
"
      STANFORD LINEAR ACCELERATOR CENTER"

```

```

SUBROUTINE PLANE1(NPLAN,ISIDE,IHIT,TVAL);
"          VERSION 4.XX -- 8 JUN 1985/1845"
"*****"
" AUXILIARY (GEOMETRY) SUBPROGRAM FOR USE WITH EGS4 CODE
SYSTEM "
"-----"
" DESCRIPTION - A plane is defined relative to a coordinate system "
" by means of a point on its surface (PCOORD-array) and a unit "
" vector normal to its surface (PNORM-array). Both PCOORD and "
" PNORM are defined in COMMON/PLADTA/ by means of a macro in the "
" EGS4 Code System (see file EGS4MAC). The user must assign "
" appropriate values to PCOORD and PNORM in the User Code. "
"
" PLANE1 is called whenever the user wants to determine: "
" a) whether or not the straight trajectory of a particle at "
" (X,Y,Z) traveling with direction cosines (U,V,W) inter- "
" sects a plane, and (if it does) "
" b) what is the trajectory distance. "
"-----"
" NPLAN = ID number assigned to plane (input) "
" ISIDE = 1 normal points towards current region (input) "
"        = -1 normal points away from current region (input) "
" IHIT = 1 trajectory will strike plane (output) "
"        = 2 trajectory parallel to plane (output) "
"        = 0 trajectory moving away from plane (output) "
" TVAL = distance to plane (when IHIT=1) (output) "
"-----"
" NOTE: A macro-version of this subroutine is also defined in the "
" EGS4 Code System (see file EGS4MAC). "
"-----"
;COMIN/DEBUG,PLADTA,STACK/; "SEE MACRO DEFINITION IN EGS4MAC
"

UDOTA=PNORM(1,NPLAN)*U(NP)+PNORM(2,NPLAN)*V(NP)+PNORM(3,NPLAN)*W(NP);
UDOTAP=UDOTA*ISIDE;
IF(UDOTA.EQ.0.0) [IHIT=2; "TRAVELING PARALLEL TO PLANE"]
ELSEIF(UDOTAP.LT.0.0) [IHIT=0;"TRAVELING AWAY FROM PLANE"]
ELSE [
IHIT=1; "TRAVELING TOWARDS PLANE---DETERMINE DISTANCE"
TNUM=PNORM(1,NPLAN)*(PCOORD(1,NPLAN)-X(NP))
      +PNORM(2,NPLAN)*(PCOORD(2,NPLAN)-Y(NP))
      +PNORM(3,NPLAN)*(PCOORD(3,NPLAN)-Z(NP));
TVAL=TNUM/UDOTA;]
RETURN;
"END OF SUBROUTINE PLANE1" END;
%E
"*****"
"          STANFORD LINEAR ACCELERATOR CENTER"

```



```

SUBROUTINE CHGTR(TVALP,IRNEW);
"          VERSION 4.XX -- 8 JUN 1985/1845"
"*****"
" AUXILIARY (GEOMETRY) SUBPROGRAM FOR USE WITH EGS4 CODE
SYSTEM  "
"-----"
" DESCRIPTION - The purpose of CHGTR is to change USTEP to TVALP  "
" and IRNEW to IRNEW if and when USTEP is larger than TVALP.  "
" (Both USTEP and IRNEW are available in COMMON/EPCONT/).      "
"-----"
"   TVALP = Straight trajectory distance to a boundary surface  "
"   IRNEW = New region that particle may possibly go into      "
"-----"
" NOTE: A macro-version of this subroutine is also defined in the "
"   EGS4 Code System (see file EGS4MAC).                        "
"-----"
;COMIN/DEBUG,EPCONT/; "SEE MACRO DEFINITION IN EGS4MAC      "

IF(TVALP.LE.USTEP) [USTEP=TVALP; IRNEW=IRNEW;]
RETURN;
"END OF SUBROUTINE CHGTR"  END;
%Q1
%E

```

ÖZGEÇMİŞ

22.07.1987 tarihinde Of'da doğdu. İlköğrenimi ve lise öğrenimini Trabzon'da tamamladı. 2010 yılında Recep Tayyip Erdoğan Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünü kazandı. 2014 yılında lisansını tamamladı. 2014 yılında Recep Tayyip Erdoğan Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde Yüksek Lisans öğrenimine başladı. Halen öğrenimine devam etmektedir.

