

T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

⁶⁰Co RADYOTERAPİ CİHAZLARININ
SU FANTOMUNDAKİ DOZ DAĞILIMLARININ
MONTE CARLO YÖNTEMİ
İLE
ELDE EDİLMESİ

Cumhur Gökhan ÜNLÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ
NÜKLEER FİZİK ANABİLİMDALI

BURSA 2006

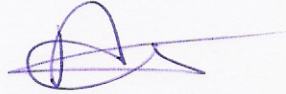
T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

⁶⁰Co RADYOTERAPİ CİHAZLARININ
SU FANTOMUNDAKİ DOZ DAĞILIMLARININ
MONTE CARLO YÖNTEMİ
İLE
ELDE EDİLMESİ

Cumhur Gökhan ÜNLÜ

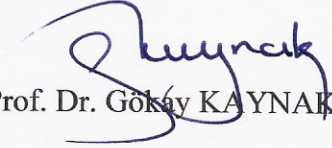
YÜKSEK LİSANS TEZİ
NÜKLEER FİZİK ANABİLİMDALI

Bu Tez 27 Temmuz 2006 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oybirliği/oy çokluğu ile kabul edilmiştir.

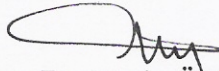


Prof. Dr. Ahmet CENGİZ

(Danışman)



Prof. Dr. Gökay KAYNAK



Doç. Dr. Metin ÖZTÜRK

ÖZET

Çalışmada Cobalt-60 teleterapi cihazlarından yayınlanan fotonların sudaki doz dağılımları oluşturulup, bu fotonların fiziksel parametrelerinin etkilerini incelemek için bir Monte-Carlo programı geliştirildi. Çalışmada yalnızca iki olayı göz önüne aldık. Bunlar medikal tedavi için öngörülen enerji seviyelerindeki fotonlar için geçerli olan fotoelektrik olay ve Compton saçılmasıdır.

Programda sudaki doz dağılımı simülasyonu için bir nokta kaynak tasarlandı. Doz profilleri ve yüzde derin doz eğrileri maksimum dozun soğuruldu derinlik olan d_{max} (0.5 cm)'da hesaplandı. $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$ su fantomunda doz profilleri için 10^8 parçacık ve yüzde derin doz eğrileri için 10^7 parçacık takip edildi. Simülasyon sonuçları literatürdeki değerler ile karşılaştırıldı. Elde edilen sonuçlarla deneysel sonuçlar arasında iyi bir uyum gözlemlendi.

Anahtar Kelimeler: Monte Carlo simülasyon, su fantomu, yüzde derin doz, doz profili.

**Obtained Dose Distribution For ^{60}Co Teletherapy Units
Using Monte Carlo Method in Water Phantom**

ABSTRACT

In this study, a Monte Carlo simulation programme was developed for the effects of the physical parameters of photons from Cobalt-60 teletherapy units on the dose distribution in water. We take into account only two processes: photoabsorption and Compton scattering of photons, a justifiable assumption for medical therapy energy range.

In order to simulate the dose distribution in water, a point source was designed. Dose profiles and percent depth dose ($\%DD$) curves were calculated at d_{max} (0.5 cm). About 10^8 histories for dose profiles and 10^7 histories for $\%DD$ curves were followed in a $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$ water phantom. The simulation results were compared with the literature. The results shown good agreement with experimental results.

Keywords: Monte Carlo simulation, water phantom, percent depth dose, dose profile.

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT.....	ii
İÇİNDEKİLER.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	v
ŞEKİLLER DİZİNİ	vi
TABLolar DİZİNİ	viii
1. GİRİŞ	1
2. TEORİ	
2.1. Gama Bozunumu.....	2
2.2. Tesir Kesiti	4
2.3. γ -Işınlarının Madde ile Etkileşimi.....	6
2.3.1. Fotoelektrik Olay.....	9
2.3.2. Compton Saçılımı (İnkoherent Saçılma).....	10
2.3.3. Çift Oluşumu.....	12
2.3.4. Rayleigh Saçılması (Koherent Saçılma).....	13
2.4. ^{60}Co Teleterapi Cihazı.....	13
2.5 Doz	15
2.6 Doz Dağılımı ve Saçılma Analizi.....	20
2.6.1. Fantomlar.....	21
2.6.2. Derin Doz Dağılımları.....	22
2.6.3. Build-Up Doz.....	22
2.6.4. Yüzde Derin Doz (%DD).....	23
2.6.4.1. %DD'un Derinliğe Bağlılığı	23
2.6.4.2. %DD'un Alan Boyutlarına ve Şekline Bağlılığı	24
2.6.4.3. %DD'un SSD'ye Bağlılığı.....	25
2.6.5. Doku-Hava Oranı: <i>TAR</i> (Tissue-Air Ratio).....	25
2.6.6. Doz Profili.....	26

3. YÖNTEM.....	27
3.1. Monte Carlo Yöntemi.....	27
3.1.1. Temel Monte Carlo İlkesi.....	28
3.1.2. Reddetme Yöntemi.....	30
3.1.3. γ -Işının Enerjisinin Örneklenmesi.....	33
3.1.4. γ -Işını Doğrultusunun Örneklenmesi.....	36
3.1.5. Serbest Yolun Örneklenmesi.....	40
3.1.6. Etkileşme Çeşidinin Örneklenmesi.....	42
4. SONUÇLAR ve TARTIŞMALAR.....	50
KAYNAKLAR.....	58
ÖZGEÇMİŞ.....	59
TEŞEKKÜR.....	60

SİMGELER DİZİNİ

- α** : Alfa Parçacığı
 β : Beta Parçacığı
 γ : Gama Işınması
B : Bağlanma Enerjisi
 σ : Mikroskopik Tesir Kesiti
 Σ : Makroskopik Tesir Kesiri
 μ : Lineer Zayıflama Katsayısı
 μ_p : Kütle Zayıflama Katsayısı
 ρ_e : Elektron Yoğunluğu
 ρ_m : Kütle Yoğunluğu
Z : Atom Numarası
h : Planck Sabiti (6.62×10^{-34} J.sn)
v : Frekans
E : Enerji
m : Kütle
c : Işık Hızı (3×10^8 m/sn)
 Γ : Özgül γ -ışını sabitidir
I : Işık Şiddeti
T : Kinetik Enerji
e : Elektron Yüğü (1.6×10^{-19} C)

KISALTMALAR

- SSD** : Kaynak Cilt Mesafesi
SAD : Kaynak Aks Mesafesi
TAR : Doku-Hava Oranı
%DD : Yüzde Derin Doz Eğrisi

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Şekil 2.1:</u> ^{60}Co izotopunun bozunma şeması.	2
<u>Şekil 2.2:</u> ^{137}Cs izotopunun bozunum şeması.....	4
<u>Şekil 2.3:</u> Compton saçılmasının geometrisi.....	10
<u>Şekil 2.4:</u> ^{60}Co Teleterapi cihazı kaynak kapsülü.....	14
<u>Şekil 2.5:</u> Theratron 780 ^{60}Co Teleterapi cihazının kafa kısmı.....	15
<u>Şekil 2.6:</u> Nokta kaynaktan d mesafe uzaklıkta 1 cm^3 hacmindeki hava ortamı.....	17
<u>Şekil 2.7:</u> Farklı enerjilerde derinliğe bağlı % DD eğrileri.....	23
<u>Şekil 3.1:</u> Gelişigüzel sayı eksenine n -tane sonuç bölgesinin yerleştirilmesi.....	28
<u>Şekil 3.2:</u> Reddetme yöntemi ile örneklenmek istenen dağılım ve düzgün dağılım.....	31
<u>Şekil 3.3:</u> Reddetme yöntemi ile örneklenmek istenen dağılım ve reddetme fonksiyonu.....	32
<u>Şekil 3.4:</u> Kolimatör bölgesini geçtikten sonra 80 cm SSD 'deki enerji dağılımı.....	35
<u>Şekil 3.5:</u> Nokta kaynak-fantom geometrisi.....	36
<u>Şekil 3.6:</u> İki boyutlu kaynak kapsülü, kolimatörler ve su fantomu.....	37
<u>Şekil 3.7:</u> Örneklenen radyasyon demeti ve alan kenarları.....	38
<u>Şekil 3.8:</u> Işın şekli ve su fantomunun küplere ayrılması.....	45
<u>Şekil 4.1:</u> ^{60}Co kaynağından 1.17 ve 1.33 MeV enerjileriyle yayınlanan γ -ışınlarının oluşturduğu doz profili.....	51
<u>Şekil 4.2:</u> ^{60}Co kaynağından ortalama 1.25 MeV enerjiyle yayınlanan γ -ışınlarının oluşturduğu doz profili.....	51
<u>Şekil 4.3:</u> Rogers dağılımından örneklenen enerjiyle yayınlanan γ -ışınlarının oluşturduğu doz profili.....	52
<u>Şekil 4.4:</u> 3 farklı enerji yöntemiyle elde edilen γ -ışınlarının oluşturdukları doz profillerinin karşılaştırılması	52

<u>Şekil 4.5:</u> 3.5 cm çaplı dairesel kolimatörlü Monte-Carlo ve Deneysel Sonuçların doz profillerinin karşılaştırması.....	52
<u>Şekil 4.6:</u> ^{60}Co kaynağından 1.17 ve 1.33 MeV enerjileriyle yayınlanan γ -ışınlarının oluşturduğu derin doz eğrisi.....	55
<u>Şekil 4.7:</u> ^{60}Co kaynağından ortalama 1.25 MeV enerjiyle yayınlanan γ -ışınlarının oluşturduğu derin doz eğrisi.....	55
<u>Şekil 4.8:</u> Rogers dağılımından örneklenen enerjiyle yayınlanan γ -ışınlarının oluşturduğu derin doz eğrisi.....	56
<u>Şekil 4.9:</u> 3 farklı enerji yöntemiyle elde edilen γ -ışınlarının oluşturdukları derin doz eğrilerinin karşılaştırılması.....	56
<u>Şekil 4.10:</u> Monte-Carlo ve Deneysel derin doz eğrilerinin karşılaştırması.....	57

TABLolar DİZİNİ

Tablo 2.1: Fotonun madde ile etkileşme türleri.....	7
Tablo 2.2: Soğurulan radyasyonlar için bazı kalite faktörü değerleri.....	20
Tablo 2.3: Radyasyon ölçümü için tanımlanan nicelikler ve bunların birimleri.....	23
Tablo 3.1: ^{60}Co 'dan yayınlanan γ -ışınları enerji ve yayınlanma olasılıkları.....	34
Tablo 3.2: ^{60}Co Teleterapi cihazından elde edilen deneysel değerler.....	35
Tablo 3.3: Su için kütle zayıflama katsayıları	43

1. GİRİŞ

Son yıllarda hızla artış gösteren kanser vakalarının teşhis ve tedavisinde sıklıkla radyasyon kullanımına başvurulmaktadır. Röntgenin X -ışınlarının keşfiyle başlayan bu süreç, teknolojinin ilerlemesiyle geliştirilen cihazlar sayesinde oldukça yol katetmiştir. Özellikle son yıllarda, zor geometrilere bulunan organların tedavisinde radyasyonla ışınım yapabilmek için robot kolların kullanılmasının yanı sıra, ayrıntılı tüm vücut görüntülemeleri için (Pozitron Emission Tomography) PET kullanılmaya başlanmıştır.

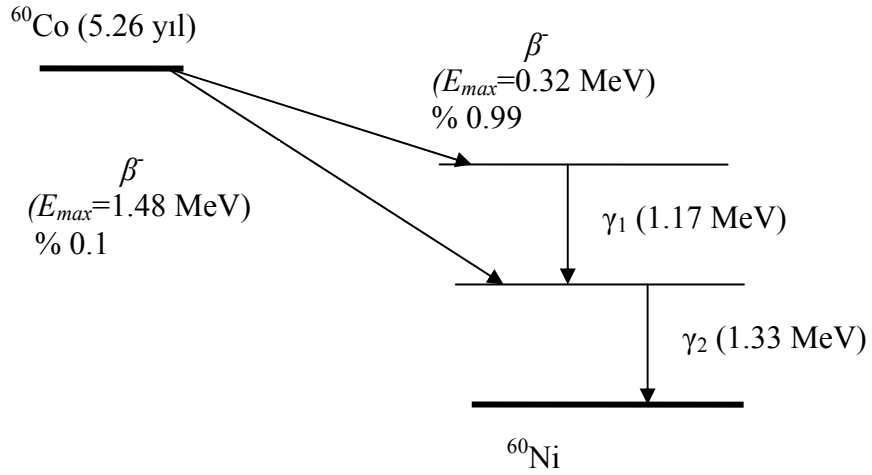
Radyasyon ile teşhis ve tedavideki bu hızlı ilerleyiş beraberinde cihazların kalite kontrollerini de karmaşık hale getirmiştir. Özellikle tedavide, radyasyonun tümör dokuyu iyonlaştırma yoluyla yok etmesi için yüksek enerjilerde olması, hastaların kritik organ denilen sağlam dokuları üzerinde olumsuz etkiler bırakır. Bu etkiler, doku tarafından soğurulan radyasyon dozuna bağlıdır. Bu nedenle tedavide öngörülen ve planlanan radyasyon dozunun, cihaz tarafından, belirlenen kabul şartları içerisinde verilmesi hayati önem taşımaktadır. Bu nedenle tedavi cihazları, düzenli periyotlarda kalibre edilmeli ve planlama sistemleriyle uyumlu hale getirilmelidir. Bu cihazların kalibrasyonu sırasında hasta doku ve organlarına en yakın özellikler taşıyan fantomlar kullanılmaktadır.

Cihazların kalibrasyonunda, verilen dozun kabul edilip edilmemesi için gerekli olan kabul sınırları simülasyon yöntemleri ile belirlenmektedir. Uzun zamandır Fakültemiz Fizik Bölümü Nükleer Fizik Anabilim dalında deneysel ve simülasyon çalışmaları yapılmaktadır. Bu çalışmada, bu simülasyon çalışmalarının bir uygulama alanı olarak, radyoterapide kullanılan ^{60}Co Teleterapi cihazlarının kalibrasyonu için gerek duyulan derin doz ve doz profili eğrileri, Monte-Carlo simülasyon yöntemi kullanılarak elde edilmiştir.

2. TEORİ

2.1 Gamma Bozunumu

Nükleer reaksiyonların birçoğunda olduğu gibi hemen hemen bütün α ve β bozunumları, ürün çekirdeği uyarılmış durumda bırakır. Çekirdek uyarılmış durumdan, bir veya daha fazla γ -ışını veya iç dönüşüm elektronu yayınlarak kararlı duruma doğru geçmeye çalışır. Bazı durumlarda, radyoaktif bozunmadan sonra ürün çekirdek hemen kararlı duruma geçemez ve ihmal edilemeyecek bir süre uyarılmış seviyede kalır yani belli bir yarı ömürle kararlı duruma geçmeye çalışır. Çekirdeğin bu uyarılmış durumuna *metastable* durum denir.



Şekil 2.1: ^{60}Co izotopunun bozunma şeması.

Metastable çekirdek son ürün çekirdeğin *izomeri*'dir. İzomer, aynı atom ve kütle numarasına sahip fakat farklı enerji seviyesindeki çekirdeklere denir. Böyle bir çekirdeğe örnek olarak nükleer tıpta sıklıkla kullanılan ^{99}Tc verilebilir. ^{99}Tc , ^{99}Mo 'un 67 saat yarı ömürle bozunmasıyla üretilen ^{99m}Tc 'in, 6 saat yarı ömürle izomeri olan ^{99}Tc 'a bozunmasıyla oluşur.

İç dönüşüm olayı, uyarılmış durumdaki çekirdeğin, γ -ışını yayınlanması yasaklı olduğu durumlarda elektron yayınlamakla enerjisini atması olayıdır ve bir iç fotoelektrik olay değildir. Burada çekirdek uyarılma enerjisi E_u doğrudan atomun yörünge elektronlarından birine aktarılır. Bu elektron $E_e = E_u - B$ enerjisi ile dışarı atılır. Burada

B yörünge elektronunun bağlanma enerjisidir. Bu olay, iç fotoelektrik olaya benzetilebilir ancak tamamen farklı bir olaydır. İç dönüşüm olayında yayınlanan elektron hangi yörüngeden yayınlandıysa o isimle adlandırılır (e_K, e_L, e_M gibi). Bir γ -ışını geçişinde hem γ -ışını hem de iç dönüşüm elektronu yayınlanabilir. Yayınlanan iç dönüşüm elektronu sayısının, yayınlanan γ -ışınının sayısına oranına *iç dönüşüm katsayısı* (α) denir:

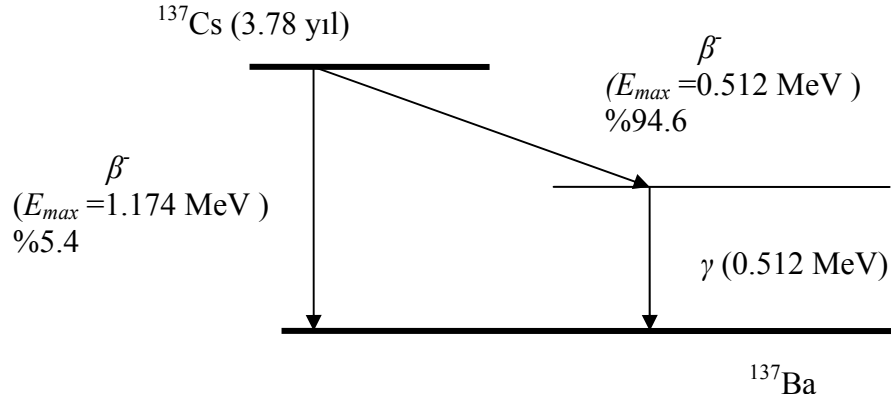
$$\alpha = \text{Yayınlanan toplam } e^- \text{ sayısı} / \text{Yayınlanan } \gamma\text{-ışını sayısı}$$

İç dönüşüm katsayısı, $\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots$ şeklinde yazılabilir. Burada $\alpha_i = \text{Yayınlanan } i\text{-nci yörünge } e^- \text{ sayısı} / \text{Yayınlanan } \gamma\text{-ışını sayısı}$, $i = K, L, M, \dots$ 'dir. Şekil 2.1 ve 2.2'de ^{60}Co ve ^{137}Cs 'nin parçalanma şemaları verilmiştir.

γ -bozunumunda geçiş enerjisi $\Delta E > 2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$ olduğu durumlarda, iç dönüşüm ve γ -yayınlanması ile yarışan başka bir elektromanyetik olay da *iç çift dönüşüm* olayıdır. Bu olayda çekirdeğin elektromanyetik çokkutup alanları, çekirdek alanı ile etkileşerek, elektron-pozitron çifti meydana getirirler. Geçiş enerjisi,

$$\Delta E = 2m_e c^2 + T_{e^-} + T_{e^+} \quad (2.1)$$

şeklinindedir ve $2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$ 'lik kısmı elektron-pozitron çifti oluşumuna harcanır, geri kalan enerji de elektron-pozitron çifti arasında kinetik enerji olarak paylaşılır. Bu olayın meydana gelme olasılığı γ -yayınlanması olasılığından yaklaşık 10^3 kat daha düşüktür. Fakat $0^+ \rightarrow 0^+$ geçişlerinde bu olay, iç dönüşüm olayından daha büyük bir olasılıkla meydana gelir. Geçiş enerjisinin artması ile birlikte, iç elektron-pozitron çifti oluşumu olasılığı da artar.



% 89.8 γ , $E_\gamma=662$ keV

% 8.20 e_K , $E_{eK}=625$ keV

% 1.47 e_L , $E_{eL}=654$ keV

Şekil 2.2: ^{137}Cs izotopunun bozunum şeması.

2.2. Tesir Kesiti

Bir parçacığın madde ile etkileşmesinde bir olayın olma olasılığı, gelen parçacığın enerjisine ve etkileşme ortamının yapısına bağlıdır. Etkileşmenin olma olasılığı *tesir kesiti* kavramıyla ilişkilidir. Gelen parçacık foton ise tesir kesiti, fotonun gördüğü hedef atomun etkin alanı olarak ifade edilebilir ve σ ile gösterilir. Alan boyutunda olduğundan birimi cm^2 veya b (*barn*)'dır ($1 b=10^{-24} \text{cm}^2$). Eğer foton, bu σ alanı içinde ise atom ile etkileşir, dolayısıyla σ , atom başına tesir kesiti olarak da adlandırılır. Birim hacimde bulunan atom sayısı, n ($n = \rho N_A / A$, ρ : ortamın yoğunluğu, A : ortamın atomik kütlesi, N_A : Avogadro sayısı) ile σ 'nın çarpımına makroskopik tesir kesiti denir ve Σ olarak gösterilir.

$$\Sigma = n\sigma \quad (2.2)$$

Gelen parçacık demeti bir foton demeti ise Σ yerine μ kullanılır. μ , madde içinde fotonun, yolu üzerindeki birim uzunluk başına etkileşme sayısıdır, birimi cm^{-1} 'dir ve *lineer zayıflama katsayısı* olarak adlandırılır.

Hedefe giren bir parçacığın (fotonun), soğurulmadan veya saçılmaya uğramadan, hedef maddesi içinde aldığı yola *serbest yol*, bu yolların ortalamasına da *ortalama serbest yol* denir. Ortalama serbest yol,

$$\bar{X} = \frac{\int_0^{I_0} x dI}{\int_0^{I_0} dI} = \frac{\int_0^{I_0} x dI}{I_0} \quad (2.3)$$

ifadesi ile tanımlanır. I_0 şiddetinde gelen parçacık demetinin x kalınlığındaki bir engeli geçtikten sonraki şiddet ifadesi,

$$I = I_0 e^{-n\sigma x} \quad (2.4)$$

ile verilir. Bu ifadenin x 'e göre türevini alırsak;

$$dI = -n\sigma I_0 e^{-n\sigma x} dx \quad (2.5)$$

elde edilir. Bu ifadeyi Denk.(2.3)' de yerine koyar ve integrali alırsak

$$\bar{X} = \frac{1}{n\sigma} = \frac{1}{\Sigma} \quad (2.6)$$

elde edilir. Foton için Σ yerine μ alınır:

$$\bar{X} = \frac{1}{\mu} \quad (2.7)$$

Buradan görüleceği üzere serbest yol lineer zayıflama katsayısının tersine eşittir.

Meydana gelen herbir etkileşme için, ayrı bir tesir kesiti/lineer zayıflama katsayısı tanımlanmıştır. Toplam tesir kesiti/lineer zayıflama katsayısı, her birinin toplamıdır. Kütle zayıflama katsayısı (μ_ρ), fotonun yolu üzerindeki 1 g madde başına gördüğü etkin elektron alanıdır ve

$$\mu_\rho = \frac{\mu}{\rho} \quad (2.8)$$

şeklinde ifade edilir. Birimi cm^2/g 'dır. Kütle zayıflama katsayısı Al ve Pb gibi birbirinden çok farklı yoğunluklardaki ortamlarda, foton etkileşmelerinin karşılaştırılması için uygun bir parametredir.

2.3. γ -Işınlarmın Madde ile Etkileşmesi

X -ışını ve γ -ışını gibi elektromanyetik radyasyonlar ikili yapıya sahiptirler. Etkileşme ve enerji durumlarına göre hem parçacık hem de dalga özelliği gösterirler. Elektromanyetik radyasyonlar, ışık hızıyla hareket eden, durgun kütleleri sıfır, enerji ve momentum taşıyan parçacıklardır ve parçacık özelliğinden dolayı bunlara *foton* da denir. Foton enerjisi, $E = h\nu$ olarak ifade edilir. Burada ν frekans ve h Plank sabitidir.

Fotonları, enerjilerine veya oluşma biçimlerine göre sınıflandırabiliriz. Oluşma şekillerine göre sınıflandırırsak: γ -ışınları, nükleer geçişlere eşlik eden elektromanyetik radyasyonlardır. Bremsstrahlung veya sürekli X -ışınları, elektronların veya diğer yüklü parçacıkların ivmeli hareketi sonucu oluşurlar. Karakteristik X -ışınları ise atomik elektronların K, L, M, \dots kabukları arasındaki geçişleri sırasında yayınlanır. Oluşumları farklı olmakla beraber tüm fotonlar, aynı özelliklere sahiptir ve enerjilerine göre madde ile aynı etkileşmeleri yapabilirler. Bundan sonra foton veya γ -ışını deyimini ile tüm elektromanyetik dalgaları kast etmiş olacağız.

Fotonlar madde ile çok çeşitli etkileşmeler yapabilir. Bu etkileşmeler Tablo 2.1'de görülmektedir (Hubbel 1969).

Tablo 2.1: Fotonun madde ile etkileşme türleri. Mavi kutudaki etkileşmeler, madde içinde foton zayıflamasına katkısı büyük olan etkileşmeler, mor kutudakiler ise, belirtilen enerji bölgelerinde toplam etkileşmeye göre katkısı %1 olan diğer etkileşmeleri göstermektedir.

ETKİLEŞME TİPİ	SOĞURULMA (A)	SAÇILMA		ÇOKLU FOTON ETKİLERİ (D)
		ELASTİK (COHERENT) (B)	İNELASTİK (İNCOHERENT) (C)	
1)ATOMİK ELEKTRONLAR	FOTOELEKTRİK ETKİ $\sim Z^4$ (Düşük Enerjil.) μ_r $\sim Z^5$ (Yüksek Enerjil.)	RAYLEIGH SAÇILMASI $\sigma_R \sim Z^2$ (Düşük Enerji Limitinde)	RAMAN SAÇILMASI COMPTON SAÇILMASI $\sigma_c \sim Z$	İKİ FOTON COMPTON SAÇILMASI $\sim Z$
2)NÜKLEONLAR	FOTONÜKLEER REAKSİYONLAR $\sigma_{fn} \sim Z$ ($E \geq 10$ MeV)	ELASTİK NÜKLEER SAÇILMA ($\gamma, \gamma) \sim Z^2$	İNELASTİK NÜKLEER SAÇILMA ($\gamma, \gamma)$	
3)YÜKLÜ PARÇACIKLARI ÇEVRELEYEN ELEKTRİK ALAN	1) Çek.Ala.Elek-Pozit. Çift oluşumu $\chi_n \sim Z^2$ ($E \geq 1,02$ MeV) 2) Elektron Alanında Elek.-Pozit. Çift Oluşumu $\chi_c \sim Z$ ($E \geq 2,04$ MeV) 3)Nükleon_Antinükl. Oluşumu ($E \geq 4$ BeV)	DELBURK SAÇILMASI $\sim Z^4$		
4) MEZONLAR	FOTOMEZON OLUŞUMU ($E \geq 150$ MeV)	DEĞİŞTİRME (γ, γ)		

Bu tabloda görüldüğü gibi tüm etkileşmeler,
etkileşme parçacığına göre;

- Atomik elektronlar ile etkileşmeler
- Nükleonlar ile etkileşmeler
- Çekirdek veya elektronu çevreleyen elektrik alan ile etkileşmeler
- Nükleon-nükleon kuvvetlerinin ara parçacıkları olan mezonlar ile etkileşmeler

etkileşmenin etkisine göre;

- Tamamen soğurulma
- Saçılma
- Çoklu foton etkileri

şeklinde sınıflandırılabilir.

γ -ışınların madde ile etkileşme yaptığı 14 farklı olay vardır. Bu olayların çoğu nadiren ortaya çıkar. Bu olaylardan bazıları şunlardır:

Delbruck Saçılması: Delburuck saçılması veya elastik nükleer potansiyel saçılması, çekirdek alanında sezilgen elektron çift oluşumundan kaynaklanmaktadır. Bu saçılmanın olma ihtimali son derece düşüktür.

Nükleer Rezonans Saçılması: Bu olayda çekirdek, iki nükleer enerji seviyesi arasındaki farka eşit enerjiye sahip olan bir fotonun soğurulmasıyla uyarılır, uyarılan çekirdek foton yayınlamaya kararlı hale geçer.

Nükleer Fotoelektrik Olay: Bu olayda yüksek enerjili bir foton çekirdek tarafından soğurulur ve sonuçta bir nükleon dışarı atılır. Buna *fotoparçalanma* adı verilir. Bu olay büyük Z 'li ortamlarda daha çok meydana gelir.

Mezon oluşumu: Fotonun, çekirdekten bir mezon koparılabilmesi için enerjisinin yaklaşık 150 MeV'in üzerinde olması gerekir. Mezon oluşumu tesir kesiti çok küçük ($\approx 10^{-3}$ barn/atom) olduğundan diğer olaylar ile karşılaştırıldığında ihmal edilebilir (Evans 1955).

Çekirdekten yayınlanan γ -ışınları dört temel etkileşme yapabilirler. Bu etkileşmeler:

- i) Fotoelektrik Olay
- ii) Compton Saçılması
- iii) Çift Oluşum
- iv) Rayleigh Saçılması

Bu olayların olma olasılığı Z ve E ile değişir.

2.3.1. Fotoelektrik Olay

Fotoelektrik olay, düşük enerjili bir fotonun, atomik elektron ile etkileşmesi sonucunda elektronu yörüngesinden koparmasıdır. Burada yayınlanan elektrona *fotoelektron* denir. Fotoelektronun atomdan yayınlanma enerjisi, $T=E-B'$ dir.

Bu olay, momentum korunumu sebebiyle serbest elektronlar için imkansızdır ve sıkı bağlı elektronlarla (özellikle *K*-kabuğu elektronları) olma olasılığı oldukça yüksektir. *E* enerjili bir fotonun *K*-kabuğundaki elektronlar tarafından fotoelektrik olay tesir kesiti, diğer kabuklara göre çok büyüktür (toplam tesir kesitinin yaklaşık % 80'i).

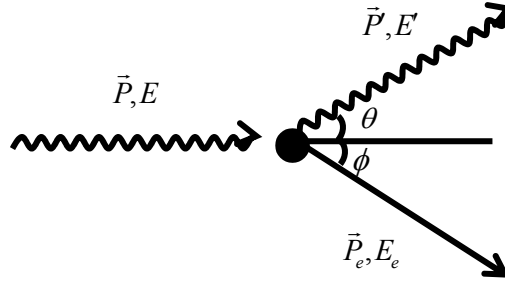
İç dönüşüm, elektron yakalanması ve fotoelektrik olay veya diğer bazı geçişlerde, olaydan sonra oluşan boşluk doldurulurken atom, uyarılmış iç yörünge enerjisini *X*-ışını yayınlamak yerine, düşük enerjili kabuktaki elektrona vermek suretiyle de başından atabilir. Bu elektronlara olayın kaşifi Pierre Auger'e atfen *Auger elektronları* denir. Bu olay iç dönüşüme benzemektedir; ancak bu, iç dönüşümün aksine atomik bir olaydır. Söz gelişi *K*-kabuğunda bir boşluk varsa, *L*-kabuğundan *K*-kabuğuna bir elektron geçişi, *K*-kabuğunun, *K* ve *L*-kabuklarının bağlanma enerjileri arasındaki farklılık bir enerji ile uyarılmasını sağlar, yani $\Delta E_u = B_K - B_L$ 'dir. Uyarılmış *K*-kabuğu, enerjisini, ya $h\nu_K = \Delta E_u = B_K - B_L$ enerjili bir *X*-ışını ya da kinetik enerjisi $E_L = \Delta E_u - B_L = B_K - 2B_L$ olan bir *L*-Auger elektronu yayınlayarak atar. *L*- kabuğunda meydana gelen boşluk, ilaveten *L* *X*-ışınlarının ya da *M*-Auger elektronlarının yayınlanmasını sağlar. Auger elektronları, *X*-ışınları ile yarışır ve bir iç fotoelektrik olay değildir. Tabaka boşluğu başına yayınlanan *X*-ışını sayısına *Fluöresan verim* denir. Söz gelişi, *K*-kabuğunun *K*-fluöresan verimi,

$$Y_K = K \text{ X-ışını sayısı} / K\text{-kabuğu boşluk sayısı}$$

şeklinde tanımlanır.

2.3.2. Compton Saçılması (İnkoherent Saçılma)

Fotonlar, zayıf bağlı atomik elektronlardan enerji kaybederek saçılabilirler. Bu saçılma, *Compton Saçılması* (İnkoherent Saçılma) olarak bilinir ve literatürde inelastik saçılma olarak da adlandırılır. Saçılmada $E > 100$ keV enerji bölgesinde, atomik elektronların, kinetik enerjilerinin ve bağlanma enerjilerinin etkileri ihmal edilebilir. E enerjisi ile gelen foton, m kütleli durgun ve serbest bir elektrona çarptığında, Şekil 2.3'de görüldüğü gibi, etkileşme sonucunda foton ve elektron sırasıyla, E' ($< E$) ve E_e enerjisiyle, geliş doğrultusu ile θ ve ϕ açısı yaparak saçılırlar:



Şekil 2.3: Compton saçılmasının geometrisi.

Momentum ve enerji korunumundan,

$$\text{Momentum Korunumu:} \quad \vec{P} = \vec{P}' + \vec{P}_e$$

$$\text{Enerjinin Korunumu:} \quad E = E' + E_e$$

$$E' = \frac{E}{1 + k(1 - \cos \theta)} \Rightarrow k' = \frac{k}{1 + k(1 - \cos \theta)} \quad (2.9)$$

olarak elde edilir. Burada $k = \frac{E}{mc^2}$ ve $k' = \frac{E'}{mc^2}$ 'dir.

Polarize edilmemiş fotonların serbest elektronlardan yapacağı inkohherent saçılma için açısal diferansiyel tesir kesiti *Klein* ve *Nishina* tarafından şu şekilde elde edilmiştir (Hubbel 1969):

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 \frac{1 + \cos^2 \theta + \frac{k^2 [1 - \cos \theta]^2}{1 + k[1 - \cos \theta]}}{[1 + k(1 - \cos \theta)]^2} \quad (2.10)$$

Burada $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ birim katı açıdır. Klein-Nishina diferansiyel tesir kesitinin tüm yönelişler üzerinden integrali,

$$\sigma_c^e = \int_0^\pi \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} 2\pi \sin \theta d\theta \quad (2.11)$$

Compton saçılması için elektron başına toplam Klein-Nishina tesir kesitini verir. Bu integral, $\cos \theta = u$ dönüşümü yapılarak kolayca hesaplanabilir. Toplam Klein-Nishina tesir kesiti,

$$\sigma_c^e = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+k}{k^2} \left[\frac{2(1+k)}{1+2k} - \frac{\ln(1+2k)}{k} \right] + \frac{\ln(1+2k)}{2k} - \frac{1+3k}{(1+2k)^2} \right\} \left[\frac{cm^2}{elektron} \right] \quad (2.12)$$

şeklinde elde edilir. Atom başına toplam Klein-Nishina tesir kesiti,

$$\sigma_c = Z \sigma_c^e \quad (2.13)$$

'dir. Compton saçılmasında elektrona aktarılan enerji, $E_e = E - E'$ 'dür.

Doğal olarak Compton saçılması yalnızca elektronlarla değil, diğer parçacıklarla da olabilir. Bununla birlikte bir ortama giren fotonların yaptığı etkileşmelerde atomik elektronlardan Compton saçılması sözkonusudur.

2.3.3. Çift Oluşumu

Bir çekirdeğin Coulomb alanında elektron-pozitron çifti oluşumu, yalnızca foton enerjisi belli bir eşik enerjisini aştığında mümkün olur. Bu eşik enerjisi iki elektronun durgun kütle enerjisine ilaveten çekirdeğe transfer edilen geri tepme enerjisi ile verilir. Enerji ve momentum korunumundan bu eşik enerjisi;

$$E \geq 2m_e c^2 + 2m_e^2 c^2 / m_N \quad (2.14)$$

olarak hesaplanabilir. Burada m_N çekirdeğin kütesidir. $m_N \gg m_e$ olduğundan etkin eşik enerjisi yaklaşık olarak;

$$E \geq 2m_e c^2 \quad (2.15)$$

'dir. Bununla birlikte eğer elektron-pozitron çift oluşumu elektronun Coulomb alanında oluyorsa, eşik enerjisi;

$$E \geq 4m_e c^2 \quad (2.16)$$

olur. Bir çekirdeğin Coulomb alanında elektron-pozitron çifti oluşumu, elektronun Coulomb alanında elektron-pozitron çift oluşumuna göre daha baskındır, bundan dolayı elektron alanında elektron-pozitron çifti oluşumu ihmal edilmiştir.

Nükleer yükün atomik elektronlar tarafından perdelenmediği durumda $[1 \ll k < \frac{1}{\alpha Z^{1/3}}]$ çift oluşum tesir kesiti,

$$\sigma_{pp} = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left[\frac{7}{9} \ln 2k - \left(\frac{109}{54} \right) \right] \quad [cm^2 / atom] \quad (2.17)$$

ile verilir. Burada $\alpha = 1/137$ olmak üzere ince yapı sabitidir.

Nükleer yükün tam perdelemesi [$k \gg \frac{1}{\alpha Z^{1/3}}$] durumunda çift oluşum tesir kesiti,

$$\sigma_{pp} = 4 \alpha r_e^2 Z^2 \left[\frac{7}{9} \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) - \frac{1}{54} \right] \quad [cm^2 / atom] \quad (2.18)$$

şeklinde olur (Gruppen 1996).

2.3.4. Rayleigh Saçılması (Koherent Saçılma)

Fotonlar, sıkı bağlı atomik elektronlardan enerji kaybetmeden (atomu uyarmadan veya iyonlaştırmadan) saçılabilirler. Bu saçılma, Rayleigh Saçılması (Koherent Saçılma) olarak bilinir ve literatürde elastik saçılma olarak da adlandırılır. Bu olay çoğunlukla düşük enerjilerde ve yüksek Z 'li ortamlarda meydana gelir. Rayleigh diferansiyel saçılma tesir kesiti;

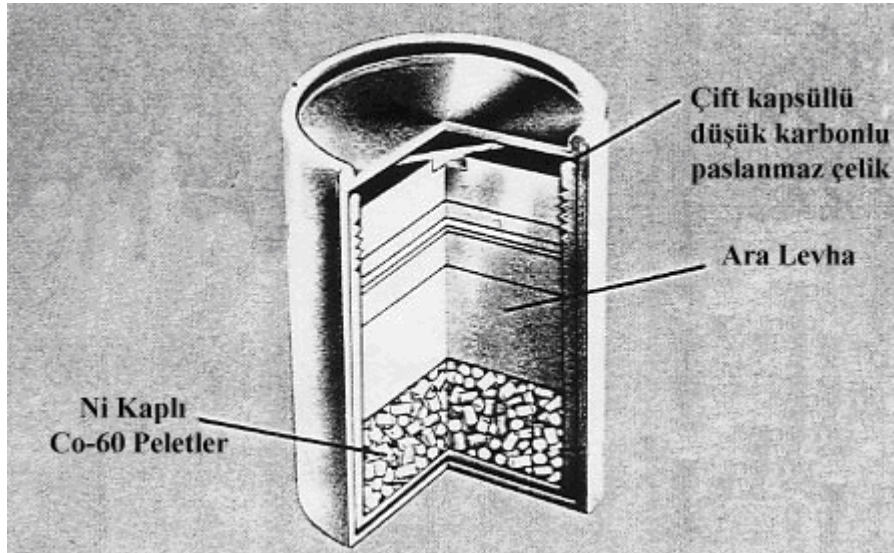
$$\frac{d\sigma_R(\theta)}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} [1 + \cos^2(\theta)] [F(q, Z)]^2 \left[\frac{cm^2 / atom}{steradyan} \right] \quad (2.19)$$

ile verilir (Hubell 1969). Burada $F(q, Z)$ atomik form faktörüdür.

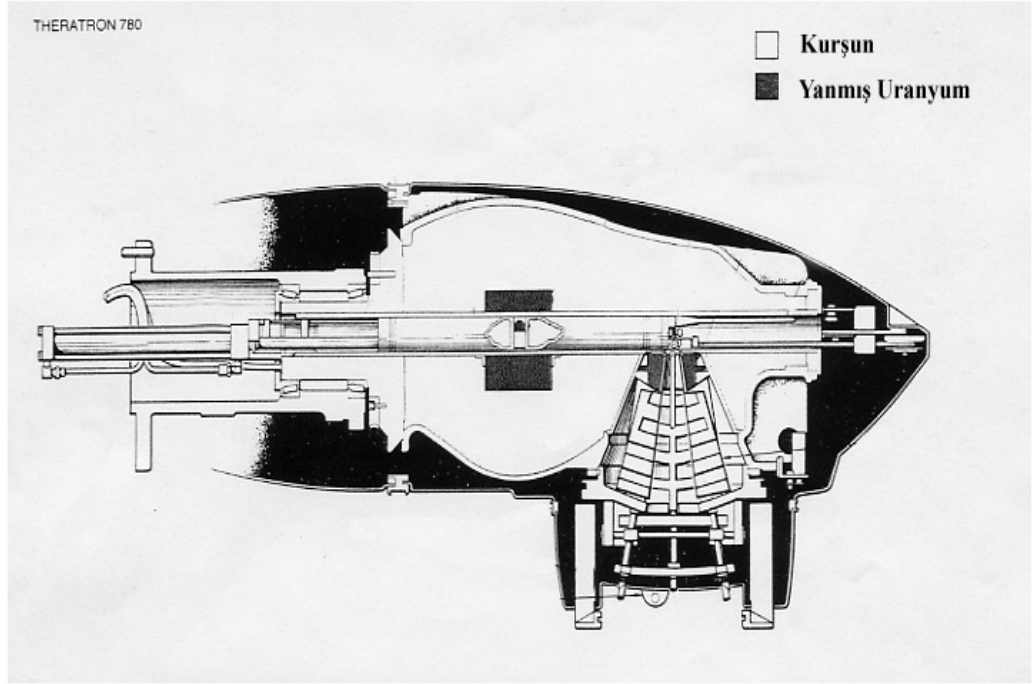
2.4. ^{60}Co Teleterapi Cihazı

^{60}Co teleterapi cihazları; ^{60}Co kaynağından yayınlanan birbirine yakın iki farklı enerjili γ -ışını kullanılarak tedavi yapılan cihazlardır. Radyoaktif ^{60}Co kaynağı, radyoaktif olmayan ^{59}Co 'un nükleer reaktörlerde nötron aktivasyonu sonucunda elde edilir. Reaktörlerde nötron bombardımanı sonucu bir nötron yakalayan çekirdeğin hem atom numarası hem de atom ağırlığı bir değer artarak kararsız ^{60}Co çekirdeğine dönüşür. Nötronca zengin olan bu izotop, n/p oranını azaltmak için bir nötronun bir protona dönüşmesi sonucu ^{60}Ni çekirdeğine dönüşür. Çekirdekdeki bu dönüşüm sırasında kararsız çekirdekten β^- ve γ -ışınları yayınlanır. ^{60}Co kaynağından çıkan γ -ışınlarının enerjileri 1.17 MeV ile 1.33 MeV'dir (Şekil 2.1).

^{60}Co Teleterapi cihazlarında kullanılan kaynağın yarı çapı 0.75 cm ve aktivitesi 6000-7000 Ci'dir. Kaynak, wolfram ve kurşundan yapılmış ve kütlesi yaklaşık 1 ton olan bir kafa içerisinde muhafaza edilmektedir. ^{60}Co radyoizotopunun yarı ömrü 5.26 yıldır. Bu nedenle uygulamada kaynağın her beş yılda bir yenilenmesi gerekmektedir. Kaynaktan yayımlanan γ -ışınları, cilt yüzeyine gelinceye kadar hava ile etkileşerek düşük enerjili γ -ışınlarının oluşumuna neden olurlar. Böylece cilt yüzeyi ışımlandığında, düşük enerjili γ -ışınları yüzeydeki atomlardan elektronlar fırlatarak, yüzey dokunun iyonizasyonuna neden olmaktadır. İleri fırlayan elektronlar cilt içerisinde ortalama 0.4-0.5 cm yol kat ederek (menzil giderek) dururlar, yani maksimum doz soğurulması cilt altında yaklaşık 0.5 cm derinlikte olmaktadır. Şekil 2.4 ve 2.5'de ^{60}Co kaynak kapsülü ve teleterapi cihazının kafa kısmı görülmektedir.



Şekil 2.4: ^{60}Co Teleterapi cihazı kaynak kapsülü.



Şekil 2.5: Theratron 780 ^{60}Co Teleterapi cihazının kafa kısmı.

2.5. Doz

Radyoaktif numunenin aktifliği (*Ci* veya *par./s* cinsinden), radyasyonun tipine veya enerjisine bağlı değildir. Aktiflik, bozunan aynı izotopun iki farklı kaynağının karşılaştırılmasında faydalı bir kavramdır. Söz gelimi 10 *mCi*'lik ^{60}Co , 1 *mCi*'lik ^{60}Co 'dan daha şiddetlidir. Nükleer radyasyonların ortak bir özelliği, etkileştikleri atomların elektronlarını sökerek onları iyonlaştırmalarıdır. Bundan dolayı nükleer radyasyonlara *iyonlaştırıcı radyasyon* da denir. Önce *X*-ışını ve γ -ışını fotonlarının hava içinden geçişlerini gözönüne alalım. Fotonlar havadaki atomlarla, fotoelektrik olay, Rayleigh saçılması (koherent saçılma), Compton saçılması (inkohorent saçılma) ve elektron-pozitron çifti oluşumu gibi etkileşmelerle birçok kez etkileşirler ve her etkileşimde atomdan sökülen yeteri kadar yüksek enerjili elektronlar oluştururlar. Bu ikincil elektronlar da havadaki atomlarla elastik saçılma, inelastik saçılma ve bremsstrahlung gibi etkileşmeler yaparlar. İnelastik saçılma sonucunda iyonlaşma ve dolayısıyla ilave elektronlar meydana gelebilir. Bremsstrahlung olayı sonucunda bir foton yayınlanır ve bu foton da tıpkı *X*-ışını ve γ -ışını fotonları gibi etkileşmeler

yaparak ikincil elektronlar oluşturabilir. Havanın belli bir m kütlesini başına oluşan iyonların toplam Q elektrik yüküne *poz* (*exposure=ışınlama dozu*, X) denir. γ -ışınlarının enerjileri ve kaynakların aktiflikleri tamamen farklı olsa bile, aynı *pozu* oluşturan γ -ışını kaynakları aynı şiddette olarak kabul edilir. Poz (*ışınlama dozu*),

$$X = \frac{Q}{m} \quad (2.20)$$

'dir ve *SI* birim sisteminde C/kg birimi ile ölçülür. Pratik birim sisteminde ışınlama doz birimi *Röntgen* (R)'dir. Röntgen, normal şartlarda kuru havada ($0^\circ C$ ve 760 mm Hg basınçtaki hava 0.001293 g kütleyle karşılık gelir) 1 esu ($1\text{ e}=4.8\cdot 10^{-10}\text{ esu}$) kadar iyonlaşma yükü oluşturtan ışınlama dozu olarak tanımlanır. Yani

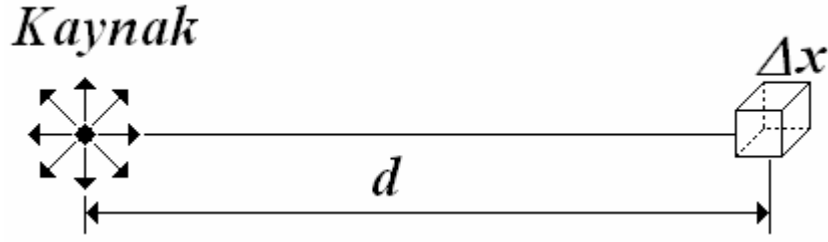
$$1\text{ R} = \frac{1\text{ esu}}{0.001293\text{ g}} = 2.58\cdot 10^{-4}\text{ C/kg}$$

'dir. Her iyonun yükü $1\text{ e}=1.6\cdot 10^{-19}\text{ C}$ olduğuna göre,

$$1\text{ R} = \frac{2.58\cdot 10^{-4}\text{ C/kg}}{1.6\cdot 10^{-19}\text{ C/iyon}} = 1.61\cdot 10^{15}\text{ iyon/kg}$$

'dır.

Bir γ -ışını ile üretilen iyonlaşma, γ -ışınlarının enerjilerine bağlıdır. Havada her iyon oluşumu için 34 eV gerektiği için, 1 MeV enerjili γ -ışınının ortalama, $10^6\text{ eV}/34\text{ eV} \approx 300\ 000$ iyon oluşturması beklenir. Belirli bir aktifliğe sahip radyoaktif bir kaynak genel olarak değişik şiddet ve enerjilerde birçok γ -ışını yayımlayabilir. Bu kaynağın oluşturduğu ışınlama dozu, bozunumların sayısına ve her γ -ışınının enerjisi ile şiddetine de bağlı olacaktır. Işınlama doz hızı yani birim zamandaki ışınlama dozu, kaynağın aktifliğine ve ayrıca kaynaktan ne kadar uzakta olduğuna da bağlıdır. n -çeşit γ -ışını yayımlayan bir nokta kaynaktan d kadar uzaklıkta 1 cm^3 havadaki ışınlama doz hızı R/s ve $C/(kg\cdot s)$ birimlerinde aşağıdaki gibi yazılabilir (Şekil 2.6):



Şekil 2.6: Nokta kaynaktan d mesafe uzaklıkta 1 cm^3 hacmindeki hava ortamı.

$$\frac{dX}{dt} [R/s] = \sum_{i=1}^n A(t) \eta_i \frac{1}{4\pi d^2} e^{-\mu_i d} (1 - e^{-\mu_{en-i} \Delta x}) \frac{E_i}{I} e \text{ (esu)} \quad (2.21)$$

$$\frac{dX}{dt} [C/(kg \cdot s)] = \sum_{i=1}^n A(t) \eta_i \frac{1}{4\pi d^2} e^{-\mu_i d} (1 - e^{-\mu_{en-i} \Delta x}) \frac{E_i}{I} \frac{e(C)}{\rho_h (kg/cm^3)} \quad (2.22)$$

Burada,

$A(t) = A_0 e^{-\lambda t}$: par./s biriminde kaynağın aktifliği,

η_i : i -ninci γ -ışınının yayınlanma olasılığı,

$\frac{1}{4\pi d^2}$: yayınlanan bir γ -ışınının d mesafesindeki 1 cm^3 'lük hacim elemanına yönelme olasılığı,

μ_i : i -inci γ -ışınının, birim uzunluk başına yaptığı etkileşme sayısı (lineer zayıflama katsayısı),

$e^{-\mu_i d}$: i -inci γ -ışınının, d mesafesini etkileşme yapmadan geçme olasılığı,

μ_{en-i} : i -inci γ -ışınının, birim uzunluk başına yakın çevreye tüm enerjisini aktaracak şekilde yaptığı etkileşme sayısı (enerji soğurma katsayısı) (Hubbel 1969),

$(1 - e^{-\mu_{en-i} \Delta x})$: i -inci γ -ışınının, $\Delta x = 1 \text{ cm}$ kalınlığındaki hacim elemanı içinde tüm enerjisini bırakacak şekilde etkileşme yapma olasılığı,

E_i : i -inci γ -ışınının enerjisi,

$I = 34 \text{ eV}$: havada bir iyon çifti meydana getirmek için gerekli enerji,
 $\rho_h = 1.29 \cdot 10^{-6} \text{ kg/cm}^3$: havanın yoğunluğu (1 cm^3 havanın kg biriminde
 kütlesi)'dir.

Bu ifade,

$$\frac{dX}{dt} = \Gamma \frac{A(t)}{d} \quad (2.23)$$

şeklinde yazılabilir. Burada Γ , *özgül γ -ışını sabitidir* ve Denk. (2.21) ve (2.22)'de görüldüğü gibi, radyoaktif çekirdeğin yayınladığı γ -ışınlarının ayrıntılarına bağlıdır. Işınlama dozu ve aktiflik arasındaki ilişkinin ölçülebilmesi için standart mesafe olarak $d=1 \text{ m}$ alınır; bu durumda Γ 'nın birimi $(R/h)/(Ci/m^2)$ 'dir.

İyonlaştırıcı radyasyona maruz kalan, havadan başka ortamların enerji soğurma hızı farklıdır. Bundan dolayı değişik maddelerde iyonlaşma ile enerjinin soğurulmasının tanımlanmasında bir standardın olması gerekmektedir. Bu niceliğe *soğurulan doz* (*soğurma dozu*) denir, D ile gösterilir ve ortamın birim kütlesi başına iyonlaştırıcı radyasyon tarafından ortama aktarılan enerji olarak tanımlanır. Soğurulma dozunun en yaygın kullanılan birimi *rad* (*radiation absorbed dose*), 1 g madde tarafından 100 erg 'lik enerji soğurulmasına eşittir yani,

$$1 \text{ rad} = 100 \text{ erg/g}$$

'dır. Buradan $1 \text{ erg/g}=0.01 \text{ rad}$ ve dolayısıyla havada $1 \text{ R}=0.88 \text{ rad}$ olduğu hemen görülebilir. Soğurulma dozunun *SI* birim sistemindeki birimi *Gray* (Gy), 1 kg madde tarafından soğurulan 1 J 'lük enerjiye eşittir yani,

$$1 \text{ Gy}=100 \text{ rad}$$

'dır. İnsanların radyasyondan korunmaları için, standartların tanımlanmasında farklı tipteki radyasyonların biyolojik etkilerinin ölçülmeleri gereklidir. β -parçacıkları ve γ -ışınları gibi radyasyonlar, enerjilerini uzun bir yol boyunca aktardıkları için, tipik bir insan hücresinin büyüklüğü kadarki küçük bir aralıkta oldukça az bir enerji aktarırlar.

α -parçacıkları gibi radyasyonlar, enerjilerini çok hızlı kaybederler ve çok kısa bir yol boyunca tüm enerjilerini aktarırlar. Hücrenin 1 *rad*'lık α radyasyonundan hasar görmesi, 1 *rad*'lık γ -ışınına göre çok daha fazladır. Bu farklılıkların nicel olarak belirlenmesi için, belirli bir radyasyon dozunun *aynı biyolojik etkiyi oluşturan X-ışını dozuna oranı* olarak tanımlanan *Bağlı Biyolojik Etkinlik (RBE)* kavramı tanımlanmıştır. *RBE* değerleri, α -ışınları için 1'den 20'ye kadar değişir. *RBE*, ölçülmesi zor bir nicelik olduğundan, onun yerine, birim uzunlukta aktarılan enerjiye göre belli enerjili bir radyasyon tipi için hesaplanan *kalite faktörü (QF)* kullanılır. β -parçacıkları ve γ -ışınları gibi radyasyonlar, birim uzunluk başına nispeten daha az enerji aktardıklarından 1 civarında bir *QF* değerine sahiptirler. α -parçacıkları gibi birim uzunluk başına daha fazla enerji aktaran radyasyonların *QF* değerleri 20'ye kadar değişir. Tablo 2.2'de bazı *QF* değerleri verilmiştir.

Tablo 2.2: Soğurulan radyasyonlar için bazı kalite faktörü değerleri.

Radyasyon	<i>QF</i>
<i>X</i> -ışınları	1
Düşük enerjili <i>p</i> ve <i>n</i> ($\sim keV$)	2-5
Yüksek enerjili <i>p</i> ve <i>n</i> ($\sim MeV$)	5-10
α -parçacıkları	20

Belirli bir radyasyonun biyolojik sistem üzerindeki etkisi, radyasyonun, soğurulan doz, *D* ve kalite faktörü, *QF* değerlerine bağlıdır; biyolojik etkinin doz eşdeğeri, *biyolojik doz* veya *eşdeğer doz* olarak adlandırılır ve bu iki niceliğin çarpılmasıyla elde edilir:

$$ED=D \cdot QF \quad (2.24)$$

D, rad biriminde ölçüldüğünde biyolojik doz *rem (roentgen equivalent man)* cinsinden ölçülür. *D* için *SI* birim sistemindeki birimi *Gy* kullanılırsa biyolojik doz birimi *sievert (Sv)*'dir. 1 *Gy*=100 *rad* olduğundan 1 *Sv*=100 *rem*'dir. Bunlardan dolayı, radyasyonun şiddetinin tanımlanmasında, yalnız bozunma hızı aktifliğin sayılması veya biyolojik sistemlerdeki etkinin (biyolojik doz) ölçülmesinden hangisini incelediğimize bağlı

olarak birçok farklı yol vardır. Tablo 2.3’de bu değişik ölçümler ve *SI* birimlerinin bir özeti verilmiştir.

Tablo 2.3: Radyasyon ölçümü için tanımlanan nicelikler ve bunların birimleri.

Nicelik	Ölçüm	Geleneksel Birim	SI birimi
Aktiflik (<i>A</i>)	Bozunma hızı	<i>Ci</i>	<i>Bq</i>
Işınlama Dozu (<i>X</i>)	Havadaki iyonlaşma	<i>R</i>	<i>C/kg</i>
Soğurma Dozu (<i>D</i>)	Enerji soğurulması	<i>Rad</i>	<i>Gy</i>
Eşdeğer Doz (<i>ED</i>)	Biyolojik etkinlik	<i>rem</i>	<i>Sv</i>

Halkın ve radyasyonlarla çalışanların ışınlama dozu için standartlar, zamanın belirli bir periyodunda genellikle 3 ay veya 1 yıl başına *rem* olarak ifade edilir. Doğal fon dediğimiz kozmik ışınlar ve ⁴⁰K, U ve Th serileri gibi doğal olarak bulunan izotoplardan her yıl yaklaşık 0.1–0.2 *rem* alınmaktadır. Milletlerarası Radyasyon Koruma komitesi (International Commission on Radiation Protection, ICRP) yıllık tüm-vücut soğurulma dozu sınırlarını halk için 0.5 *rem/yıl* ve işleri gereği radyasyonla çalışanlar için 5 *rem/yıl* olarak belirlemiştir. Vücudun kemik iliği gibi hassas bir bölgesi tarafından soğurulan doz, tipik bir göğüs Röntgen (*X*-ışını) filmi çekimi için 0.05 *rem*, diş Röntgeni’nde ise 0.002 *rem*’dir (Krane 2001).

2.6. Doz Dağılımı ve Saçılma Analizi

Radyasyon ile tedavi sırasında hastada doğrudan doz dağılımının ölçülmesi, bazı materyaller kullanılarak mümkündür. Ancak uygulamada kullanılan doz dağılımı değerleri genellikle fantomlarla elde edilir. Buradan elde edilen doz dağılımları, cihazın kalite kontrolü ve gerçek bir hastadaki doz dağılımlarını planlamak için kullanılır.

2.6.1. Fantomlar

Fantomlar; doku içerisinde doz dağılımlarının incelenmesi için kullanılan insan dokusu eşdeğeri malzemelerdir. İnsan vücudunun büyük bir kısmının sudan oluşur ve kas ve yumuşak dokuların Z sayısı suya çok yakındır. Bundan dolayı temel doz dağılımları genellikle, evrensel olarak tekrarlanabilir olması, kas ve yumuşak dokuların radyasyon soğurma ve saçılma özelliklerine çok yakın olması ve üç boyutlu ölçüm yapabilmesi nedeniyle su fantomunda yapılır.

Her zaman fantom olarak su kullanmak pratik olmayacağından, daha kullanışlı olan katı su fantomları gibi çeşitli fantomlar da geliştirilmiştir. İdeal olarak kullanılacak materyalin doku veya su eşdeğeri olabilmesi için kütle yoğunluğu, kütle başına elektron sayısı ve efektif atom numarası suya eşit olmalıdır. Fakat klinik uygulamalarda, MeV mertebesinde enerjiye sahip fotonlarda en baskın olan etkileşme Compton saçılması olduğundan, kullanılacak olan fantom materyalinin, sadece elektron yoğunluğunun suya eşdeğer olması yeterli olacaktır.

Bir materyalin elektron yoğunluğu (ρ_e), onun kütle yoğunluğundan (ρ_m) hesaplanabilir (Khan 2003).

$$\rho_e = \rho_m N_A \left(\frac{Z}{A} \right) \quad (2.25)$$

ve

$$\frac{Z}{A} = \sum_i a_i \left(\frac{Z_i}{A_i} \right) \quad (2.26)$$

'dir. Burada a_i , atom ağırlığı A_i ve atom sayısı Z_i olan i -inci elementin ağırlık kesridir. Çeşitli insan dokusu ve vücut sıvılarının elektron yoğunluğu Denk.(2.25)'den hesaplanabilir.

2.6.2. Derin Doz Dağılımları

Bir hastaya veya bir fantoma giren radyasyon huzmesinden soğurulan enerji (radyasyon dozu) derinlik ile değişir. Bu değişim ayrıca ışının enerjisi, derinlik, alan boyutu, kaynaktan olan uzaklık (*SSD*) ve ışın demetinin kolimasyon sistemine de bağlıdır. Doku içerisindeki soğurulan dozu hesaplamak için bu parametrelerin bilinmesi oldukça önemlidir. Radyasyon demetinin merkezi eksen boyunca oluşan derin doz dağılımının hesaplanması için önemli olan iki nicelik; Yüzde Derin Doz (% *DD*) (Percentage-Depth-Ratio) ve Doku-Hava Oranı (**Tissue-Air-Ratio**, *TAR*)'dır. Bu nicelikler genellikle iyon odaları kullanılarak su fantomlarıyla yapılan ölçümlerden elde edilirler.

2.6.3. Build-Up Doz

Kaynaktan yayınlanan γ -ışını demeti vücut veya fantoma girdiği zaman ikincil elektronlar oluşturur. Işınlanan doz bu ikincil elektronlarla dokuya dağıtılır ve doz dağılımı da bu elektronlara bağlıdır. Dokuya bırakılan maksimum doz noktasına *build-up noktası* denir. Maksimum doz noktası ile yüzey arasındaki bölgeye de *build-up bölgesi* denir. Build-up noktası, derin doz eğrilerine bakılarak bulunabilir. Düşük enerjili ve orta voltaj *X*-ışınlarının oluşturdukları ikincil elektronların menzilleri çok küçük olması nedeniyle doku içerisinde hemen soğurulurlar. Bu nedenle düşük enerjili *X*-ışınları için build-up noktası ciltte veya cilde çok yakın derinlikte oluşur.

Yüksek enerjilerde gelen γ -ışını demetlerinde ikincil elektronların menzilleri daha uzundur ve elektronlar, gelen demet doğrultusundan büyük açılara saçılırlar. Bu saçılma, enerjiye ve Compton etkisine bağlıdır. Bu enerjilerde build-up noktası daha derinlerde olduğu için, bu doz etkisine *Cilt Koruma Etkisi* denir. ^{60}Co ve daha yüksek enerjiler için yüzey dozu, build-up noktasındaki dozdan daha düşüktür. Bu nedenle bu enerjiler için cilt koruma etkisi mevcuttur.

2.6.4. Yüzde Derin Doz (% DD)

Merkezi eksen doz dağılımını belirlemenin bir yolu, belirli bir derinlikteki dozu, referans derinliğindeki doza normalize etmektir. Yüzde Derin Doz (% DD) niceliği, ışının merkezi eksenini boyunca herhangi bir d derinlikteki dozun (D_d), belirlemiş bir d_0 referans derinlikteki doza (D_{d_0}) oranıdır:

$$\%DD = \frac{D_d}{D_{d_0}} \times 100 \quad (2.27)$$

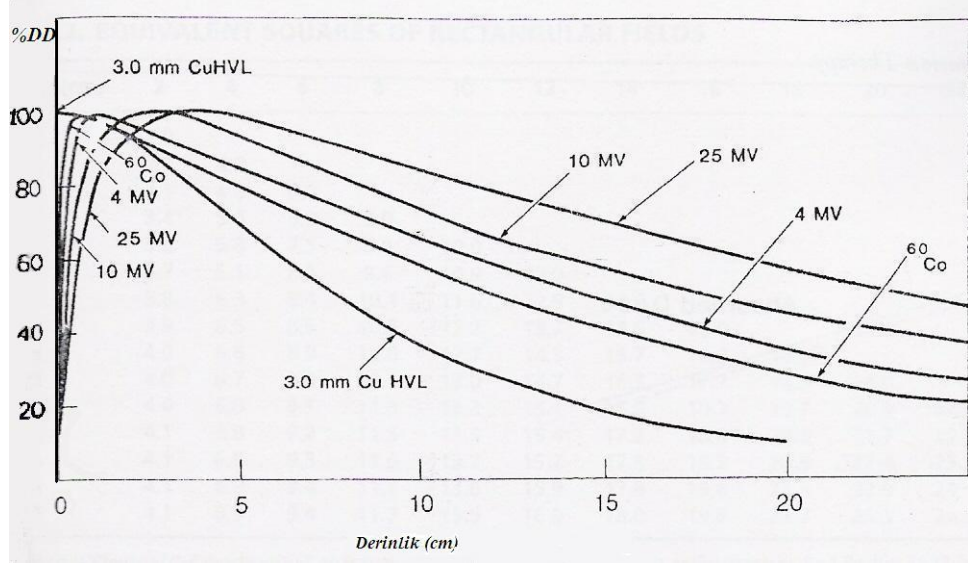
Orta voltaj ve düşük enerjili X -ışınları için referans derinliği genellikle yüzeyde alınır ($d_0=0$). Yüksek enerjiler için referans derinliği ise merkezi eksen üzerinde en yüksek soğurulan doz (build-up) noktasında alınır ($d_0=d_{max}$). Build-up noktasında soğurulan doz (D_{max}):

$$D_{max} = \frac{D_d}{\%DD} \times 100 \quad (2.28)$$

olur.

2.6.4.1. % DD 'nin Derinliğe Bağımlılığı

% DD değeri, gelen radyasyonun enerjisiyle artar. Yüksek enerjili ışınlar daha fazla giricidir ve % DD değerleri daha büyüktür. Yüzde derin doz değerleri yaklaşık olarak eksponansiyel azalmayla temsil edilebilir. Şekil 2.7'de verilen % DD eğrilerinden görüldüğü gibi enerji arttıkça % DD eğrilerinin eğimi azalır.



Şekil 2.7: Farklı enerjilerde derinliğe bağlı % DD eğrileri (Khan, The Physics of Radiation Therapy p.163)

2.6.4.2. % DD 'nin Alan Boyutlarına ve Şekline Bağlılığı

% DD 'nin tedavi alanı boyutlarına bağlılığı, saçılan elektron ve fotonlardan dolayı ortaya çıkar. Alan büyüklüğü artarken saçılan radyasyonun, soğurulan doza katkısı büyür. Soğurulan doz, fantom saçılmasının da katkısıyla d_{max} 'dan daha büyük derinliklerde maksimum olur. Bu nedenle % DD derinliği artan alan büyüklüğüyle artar. Alan büyüklüğüne bağlı % DD 'deki artış enerjiden bağımsızdır. Saçılma olasılıkları veya tesir kesitleri artan enerjiyle azalacağından ve yüksek enerjili fotonlar daha yoğun olarak ileri saçılacağından, % DD 'lerin alan bağımlılığı yüksek enerjilerde, düşük enerjilere oranla daha azdır. % DD verileri genellikle kare alanlar içindir. Klinik uygulamalarda, yapılan tedavilerin çoğu dikdörtgen, bloklu ve şekilli alanlar olduğundan bu alanların kare alanlara eşdeğer olmaları gerekmektedir. Bunun için;

$$\text{Eşdeğer Karenin Kenarı} = \frac{2(A \times B)}{(A + B)} \quad (2.29)$$

formülü eşdeğer alan boyutlarını hesaplamak için kullanılır. Burada A ve B tedavi için belirlenen alan kenarlarıdır.

2.6.4.3. % *DD*'nin *SSD* Bağımlılığı

Bir nokta kaynaktan yüzeye gelen foton sayısı, kaynağa olan uzaklığın karesiyle ters orantılıdır. Tedavide kullanılan kaynak boyutlarından bağımsız hale gelmek için kaynak cilt mesafesi (*SSD*) genellikle büyük değerlerde olur ($> 80 \text{ cm}$). Böylece, doz şiddeti kaynağın karesiyle ters orantılı olarak azalır. % *DD*'ler, ters kare kanunu'nun etkisinden dolayı *SSD* ile artar. Herhangi bir noktadaki gerçek doz şiddeti, kaynaktan uzaklaştıkça azalmasına rağmen, bir referans noktasına göre elde edilen % *DD* değeri *SSD* ile artar. Klinik radyoterapide *SSD* çok önemli bir parametredir. % *DD*, derindeki doza göre yüzey dozunu belirlediğinden, *SSD* mümkün olduğu kadar büyük olmalıdır. Çünkü küçük *SSD*'lerde % *DD*'ler küçük olacağından belirli bir tümör dozu için cilt dozları çok yüksek olacaktır. Ancak, artan uzaklıkla doz şiddeti düşeceğinden, *SSD* pratikte, doz şiddeti ve % *DD* arasında bir uyum sağlayacak mesafede olmalıdır. MeV bölgesindeki tedavide, derine yerleşmiş tümörlerin tedavisinde tavsiye edilen minimum *SSD* 80 cm 'dir (Khan 1993).

2.6.5. Doku-Hava Oranı: *TAR* (Tissue-Air Ratio)

TAR kavramı ilk olarak Johns tarafından 1953 yılında geliştirildi ve *tümör-hava oranı* olarak isimlendirildi. Zamanla bu ifade rotasyon tedavilerinde doz hesaplaması için kullanıldı. Rotasyon tedavilerde radyasyon kaynağı, tümör merkezinde bulunan bir dönme aksı etrafında dairesel olarak hareket eder. Tümörün merkezinde bulunan noktaya izomerkez denir. İzomerkezli tedavi şeklinde, tümör merkezi tedavi cihazının tüm yönelimleri için kaynak-aks-mesafesi, *SAD* (source-axis-distance) sabit kalacak şekilde izomerkez noktasına getirilir. Eğer hastanın kesiti dairesel ve tümör, merkezi yerleşimli olsaydı *SSD* sabit kalırdı. Ancak, hasta dış yüzeyi (konturu) dairesel olmayıp bir dereceye kadar oval olduğundan ve sıklıkla tümör, merkezi yerleşimli olmadığından *SSD* dönme açısıyla değişir. Bir izomerkezli tedavide sabit *SSD* tekniğine göre hesap yapmak uygun değildir. *TAR* kavramı, bu problemi çözmek için, özellikle ^{60}Co Teleterapi cihazlarında önemli bir parametredir.

TAR, doku içerisindeki bir d derinliğindeki dozun, aynı derinlikteki havadaki doza oranıdır. *TAR*, enerji, derinlik ve alan genişliğiyle değişir. MeV mertebelerindeki

tedavilerde *TAR*, en büyük değere build-up noktasında ulaşır ve bu noktadan sonraki derinliklerde çok az miktarda değişir. Maksimum doz noktasının ötesindeki *TAR* değerleri üstel olarak azalır.

2.6.6. Doz Profili

Tedavide belirlenen alan kenarları kolimatörler yardımıyla oluşturulur. Kolimatörlerden diverjansiyel olarak (koni şeklinde) yayılan ışın demetinin şekli, kolimatörlerin geometrisine bağlı olarak değişir. İdeal olarak alan kenarlarındaki doz düşüşü, verilecek istenen dozun % 50'si kadar olmalıdır. Radyoterapi cihazlarının rutin kontrollerinden biri de, merkezi eksen üzerindeki sabit bir nokta etrafında doz değişimlerini incelemektir. Eğer üç boyutta, merkez eksenini z -ekseni olarak seçersek, bu eksen üzerinde sabit bir noktaya göre x veya y -ekseni üzerindeki noktaların doz değerlerinin taranmasına *doz profili* denir. Böylece elde edilen doz profili grafiğinden alan kenarlarının kontrolü ve doz dağılımının yatay olarak derinlikle değişimi incelenebilir.

3. YÖNTEM

3.1. Monte Carlo Yöntemi

Monte-Carlo Yöntemi istatistik teknikler kullanarak bir deneyi veya olayı sayısal olarak taklit etmektir. Bu yöntem fen ve sosyal bilimlerin çok çeşitli alanlarında kullanılmaktadır. Bu yöntemin kısaca anlatımı ve anlaşılması daha kolay olduğundan Cengiz (1991)'den alınmıştır.

Belli bir ölçme veya deneyde elde edilen değerler, bir gelişigüzel sayı kümesi oluşturur. Gelişigüzel sayılar kümesinde herhangi bir sayının gelme olasılığı ötekilerden farklı olabilir. Olasılıklar aynı ise böyle bir kümeye *düzgün dağılımlı gelişigüzel sayılar kümesi* denir. Sayısal olarak bir deneyi veya olayı taklit etmek için, 0-1 arasında değerler alan düzgün dağılımlı gelişigüzel sayıları kullanarak, ele alınan olayla ilgili olasılık dağılımına sahip, belli bir $a-b$ aralığında değerler alan gelişigüzel sayılar üretmek gereklidir. Yöntemin hatasız işlemesi için, 0-1 aralığında gerçekten eşit olasılıklarla gelen gelişigüzel sayılar elde edilmesi önemlidir. Bundan sonra 0-1 aralığında düzgün dağılımlı gelişigüzel sayıları kısaca gelişigüzel sayı olarak isimlendirip q ile göstereceğiz.

Gelişigüzel sayılar çeşitli ifadeler kullanılarak türetilmektedir. Bu ifadelerden birisi aşağıda verilmiştir.

$$Y_i = \text{Tamsayı}(AX_i / M), X_{i+1} = AX_i - MY_i, q_i = X_{i+1} / M, (i=0,1,2,\dots) \quad (3.1)$$

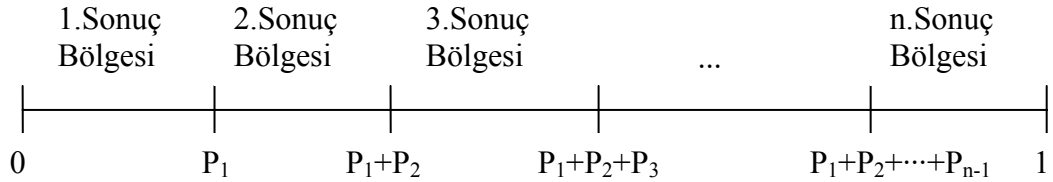
Burada $A \approx 100$ ve M mümkün olduğu kadar büyük bir tamsayıdır. Denk.(3.1) ile verilen gelişigüzel sayı üretici M 'den küçük bir pozitif tamsayı olan X_0 başlangıç değeri ile başlatılır. Üretici i -nci kez çalıştırıldığında bir önceki X_{i-1} değeri kullanılır. Bu gelişigüzel sayı dizisi $M-1$ değer sonra kendisini tekrar eder. Tekrar periyodunun büyük olması belli bir dizinin istenilen gelişigüzellikte olması anlamına gelmez. Denk.(3.1) veya daha başka ifadelerden elde edilen sayı dizileri tam gelişigüzel değildirler. Üretilen gelişigüzel sayıların düzgün dağılımlılık ve gelişigüzellik testleri yapılmaktadır. Bunun için çeşitli test teknikleri kullanılmaktadır. Böyle formüllerden elde edilen gelişigüzel

sayı dizisine sözde (pseudo) gelişigüzel sayılar denir. Sözde gelişigüzel deyimi, q değerlerinin ard arda yeteri kadar gelişigüzellikte olmalarına rağmen, bilinen bir cebirsel ifadeden üretilmiş olduklarını anlatmaktadır.

Bu çalışmada Turbo Basic Version 1.00 Compiler'ın gelişigüzel sayı üretici kullanılmıştır.

3.1.1. 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. Söz gelişi, elektronun bir ortamda etkileşmesi bir olay; elastik saçılma, inelastik saçılma ve bremsstrahlung da bu olayın birer sonucudur. Bu üç sonuç da birer olaydır. Söz gelişi elastik saçılma bir olay, bu olayda elektronun 25° 'ye saçılması bu olayın bir sonucudur. 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 isleyelim. Gelişigüzel sayı eksenini Şekil 3.1'de görüldüğü gibi n -tane bölgeye ayıralım. Her bir bölgenin genişliği, o sonucun ortaya çıkma olasılığı kadar olsun.



Şekil 3.1: Gelişigüzel sayı eksenine n -tane sonuç bölgesinin yerleştirilmesi.

Şekil 3.1'de gösterilen gelişigüzel sayıları sonuç bölgelerine ayırmakla gelişigüzel sayıların P_1 olasılıkla belirlenen miktarını 1.sonuç, P_2 olasılıkla belirlenen miktarını 2. sonuç, P_3 olasılıkla belirlenen miktarını 3. sonuç, \dots , 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,

$$0 < q < P_1 \quad \text{ise 1.sonuç,}$$

$$P_1 \leq q < P_1+P_2 \quad \text{ise 2. sonuç,}$$

...

$$P_1+P_2+\dots+P_{n-1} \leq q < 1 \quad \text{ise n.sonuç}$$

meydana gelir.

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

$$p(x)dx = \frac{f(x)dx}{\int_a^b f(x)dx} \quad (3.2)$$

'dir. $p(x)$ fonksiyonuna *Olasılık Yoğunluk Fonksiyonu* adı verilir. Toplam olasılık yoğunluk fonksiyonu veya olasılık dağılım fonksiyonu,

$$P(x) = \int_a^x p(x')dx' \quad (3.3)$$

şeklinde tanımlanır. $a \leq x \leq b$ aralığındaki 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. O halde $P(x)$ 'i q 'ya eşitleyebiliriz:

$$q = P(x) \quad (3.4)$$

Denk.(3.2), (3.3) ve (3.4) kullanılarak,

$$q = \frac{\int_a^x f(x)dx}{\int_a^b f(x)dx} \quad (3.5)$$

elde edilir. Denk.(3.5) *Temel Monte Carlo İlkesi* olarak bilinir. Denk.(3.5)'den x , tersine çözümlü q 'ya bağlı olarak,

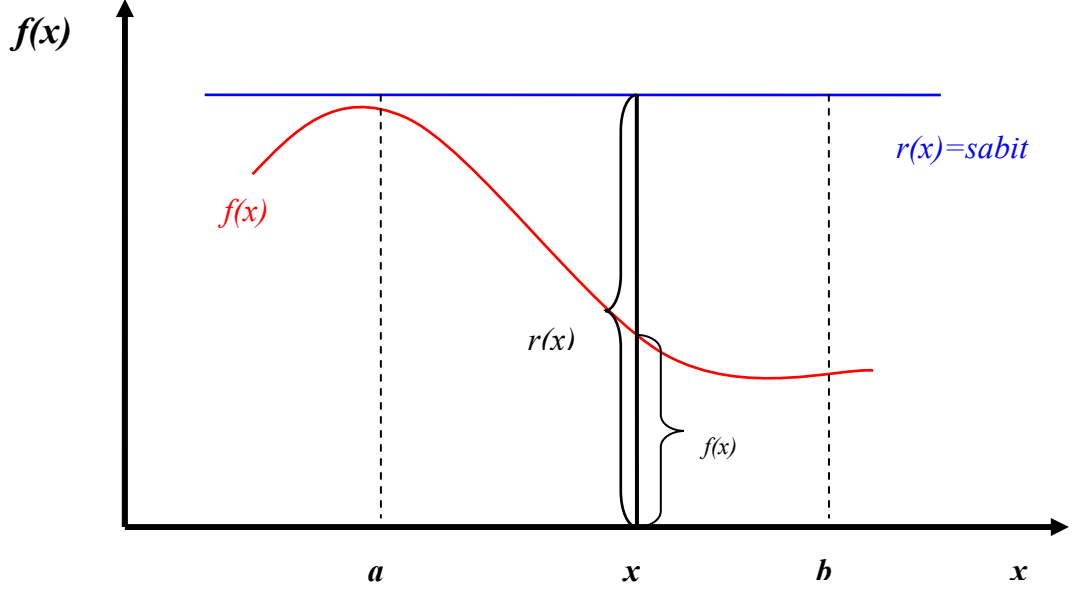
$$x = P^{-1}(q) \quad (3.6)$$

şeklinde elde edilir. Türetilen her bir q 'ya karşılık bir x değeri Denk.(3.6)'dan hesaplanır. Böylece, 0-1 arası düzgün dağılımlı q değerleri kullanılarak $a-b$ aralığında $f(x)$ dağılımlı x değerleri elde edilir.

3.1.2. Reddetme Yöntemi

Monte Carlo Yöntemi'nin uygulanmasında harcanan bilgisayar zamanını minimuma indirmek gereklidir. Bir dağılımın örneklenmesinde çoğunlukla Temel Monte Carlo ilkesi kullanılamaz. Bu ilke, ancak Denk.(3.5)'deki integralin analitik olarak alınabildiği ve bulunan ifadenin tersine çözümünün analitik olarak mümkün olduğu durumlarda kullanılabilir. Çoğu uygulamalarda bu şartlar sağlanmadığı için Reddetme Yöntemi'ni kullanmak gerekir.

$a \leq x \leq b$ aralığında $f(x)$ sıklık fonksiyonu ile belirlenen bir olayı Reddetme Yöntemi ile örneklemek isteyelim. Bunun için $r(x)=sabit$ dağılımından yararlanılır. Şekil 3.2'de temsili $f(x)$ ve $r(x)=sabit$ dağılımları görülmektedir.



Şekil 3.2: Reddetme yöntemi ile örneklenmek istenen dağılım, $f(x)$ ve düzgün dağılım, $r(x)$.

$r(x) = \text{sabit}$ dağılımına Temel Monte Carlo ilkesi kolayca uygulanır. Şekil 3.2’de görüldüğü gibi türetilen bir q ile $r(x)$ dağılımının örneklenmesinden elde edilen bir x değerinin sıklığı $r(x) = \text{sabit}$ ’tir. Bu sıklığın $f(x)$ olma olasılığı $f(x)/r(x)$ ’dir. Düzgün dağılımlı olarak türetilen x değerlerinin $f(x)/r(x)$ olasılığıyla belirlenen miktarı $f(x)$ dağılımlıdır. Böylece $r(x)$ dağılımı, Şekil 3.2’de görülen $r(x) = \text{sabit}$ dağılımının örneklenmesiyle elde edilen düzgün dağılımlı x değerlerinden, $f(x)$ ile x eksen arasında kalanları kabul edilip, diğerleri reddedilerek örneklenir. Yöntemin verimi,

$$\varepsilon = \frac{\int_a^b f(x) dx}{\int_a^b r(x) dx} \quad (3.7)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Verimi yükseltmek ve fazla hesaplamalardan kurtulmak için, sıklık fonksiyonu $f(x)$, maksimum değerine bölünerek $g(x) = f(x)/f(x)_{\max}$ fonksiyonu elde edilir ve bu $g(x)$ dağılımını örten $r(x)$ dağılımı da $r(x) = 1$ şeklinde seçilir. $r(x) = 1$ dağılımına Temel Monte Carlo ilkesi uygulanırsa,

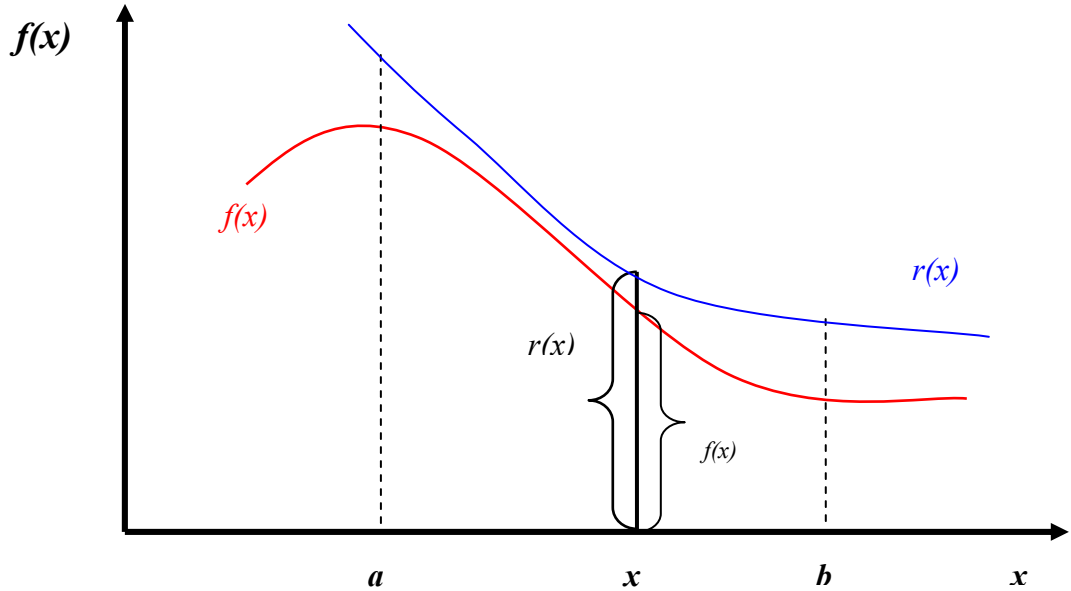
$$x = a + (b - a)q \quad (3.8)$$

ifadesi elde edilir. Bir q türetilerek Denk.(3.8)'den bir x değeri bulunur. Bulunan bu x değerinin sıklığının $f(x)$ olma olasılığı $g(x)/r(x)=g(x)$ 'dir. İkinci bir q türetilerek,

$$q \leq g(x) \quad (3.9)$$

şartına bakılır. Elde edilen x , bu şart sağlanırsa kabul edilir, sağlanmazsa reddedilir ve işlem tekrarlanır. Böylece, düzgün dağılımlı x değerlerinden $f(x)$ dağılımlı x değerleri elde edilir.

Çoğu durumlarda reddetme yönteminin verimi çok düşük olmaktadır. Bu gibi durumlarda $r(x)=\text{sabit}$ düzgün dağılımı yerine, bu $f(x)$ dağılımını örten bir $r(x)$ dağılımı kullanılır. Düzgün dağılım $r(x)=\text{sabit}$ 'e *dikdörtgenel reddetme fonksiyonu*, $f(x)$ dağılımını örten herhangi bir $r(x)$ dağılımına da *örten reddetme fonksiyonu* adı verilir. Şekil 3.3'de temsili $f(x)$ ve $r(x)$ dağılımları görülmektedir.



Şekil 3.3: Reddetme yöntemi ile örneklenen dağılım, $f(x)$ ve reddetme fonksiyonu, $r(x)$.

Örten reddetme fonksiyonu şu özellikleri sağlamalıdır:

- i. $a \leq x \leq b$ için $r(x) \sim f(x)$ olmalı,
- ii. $r(x)$ dağılımına Temel Monte Carlo ilkesi Denk.(3.5)'e uygulanarak, Denk.(3.6)'dan analitik olarak elde edilebilmelidir.

Bu iki şartı sağlayan birden fazla örten reddetme fonksiyonu varsa, bunlar arasından, Denk.(3.7) ile tanımlanan verimi en yüksek ve en az karmaşık olanı kullanılmalıdır. Şekil 3.3'de görüldüğü gibi $r(x)$ ile $f(x)$ eğrileri arasında kalan alan ne kadar küçükse verim de o kadar yüksek olur.

Temel Monte Carlo ilkesi Denk.(3.5), örten reddetme fonksiyonu $r(x)$ 'e uygulanarak, Denk. (3.6)'dan analitik olarak elde edilir. Bir q türetilerek Denk.(3.6)'dan bir x sayısı bulunur. Şekil 3.3'de görüldüğü gibi bu x sayısının sıklığı $r(x)$ 'dir. Bu sıklığın $f(x)$ olma olasılığı $f(x)/r(x)$ 'dir. İkinci bir q türetilerek,

$$q \leq f(x)/r(x) \quad (3.10)$$

şartına bakılır. Bu şart sağlanırsa x kaydedilir, sağlanmazsa reddedilir ve işlem tekrarlanır. Böylece, $r(x)$ dağılımlı x değerlerinden, $f(x)$ dağılımlı x değerleri elde edilir.

3.1.3. γ -Işının Enerjisinin Örneklenmesi

^{60}Co kaynağından yayınlanan fotonlar tek enerjili ve izotropik olarak yayınlanır. Fotonlar % 99.9736 olasılıkla 1.17 MeV ve % 99.9856 olasılıkla 1.33 MeV enerji değerlerinde yayınlanır (Tablo 3.1).

Tablo 3.1: ^{60}Co 'dan yayınlanan γ -ışınları enerjileri ve yayınlanma olasılıkları.

Cins	Enerji E_i (keV)	Parçalanma Başına Yayınlanma Olasılığı (%)	OLASILIK η_i
1	1173.237	99.9736	0.49997
2	1332.501	99.9856	0.50003

Çalışmada, ^{60}Co Teleterapi kaynağı, yarıçapının (0.75 cm), SSD (80 cm)'nin yanında çok küçük olması sebebiyle nokta kaynak olarak alınmıştır. Kaynaktan yayınlanan γ -ışınlarının yayınlanma olasılıkları, η_i , toplam olasılık 1 olacak şekilde belirlenmiştir (Tablo 3.1). İlk olarak, kaynaktan yayınlanan γ -ışınlarının fantom yüzeyine ulaşmadan önceki çevre ortamlarda (kaynak, hava, kolimatör, ...) yaptığı etkileşmeler sonucu enerji kayıpları ihmal edilmiştir. Türetilen bir q ile γ -ışınının enerjisi $q < \eta_1$ ise E_1 diğer durumda E_2 olarak örneklenmiştir.

γ -ışınlarının fantom yüzeyine ulaşmadan önceki çevre ortamlarda yaptığı etkileşmeler sonucundaki enerji dağılımları Rogers (1988) tarafından deneysel olarak elde edilmiştir. Bu dağılım Şekil 3.4'de ve değerleri de Tablo 3.2'de görülmektedir. İkinci olarak, fantom yüzeyine ulaşan γ -ışınlarının enerjileri bu dağılım kullanılarak aşağıdaki gibi örneklenmiştir:

Kolimatörü geçtikten sonra su veya cilt yüzeyine gelen γ -ışınının enerjisi, türetilen bir q ile

$$q < \eta_1 \quad \text{ise } E_1 ,$$

$$q < \eta_1 + \eta_2 \quad \text{ise } E_2 ,$$

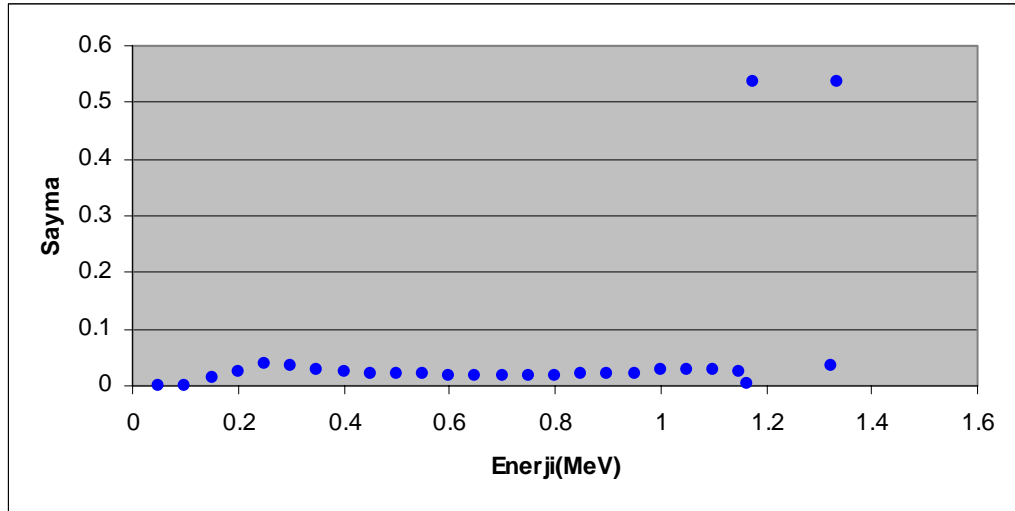
$$q < \eta_1 + \eta_2 + \eta_3 \quad \text{ise } E_3 ,$$

...

$$q < \eta_1 + \eta_2 + \eta_3 + \dots + \eta_{26} \quad \text{ise } E_{26} ,$$

$$q < 1 \quad \text{ise } E_{27}$$

olarak örneklenmiştir.



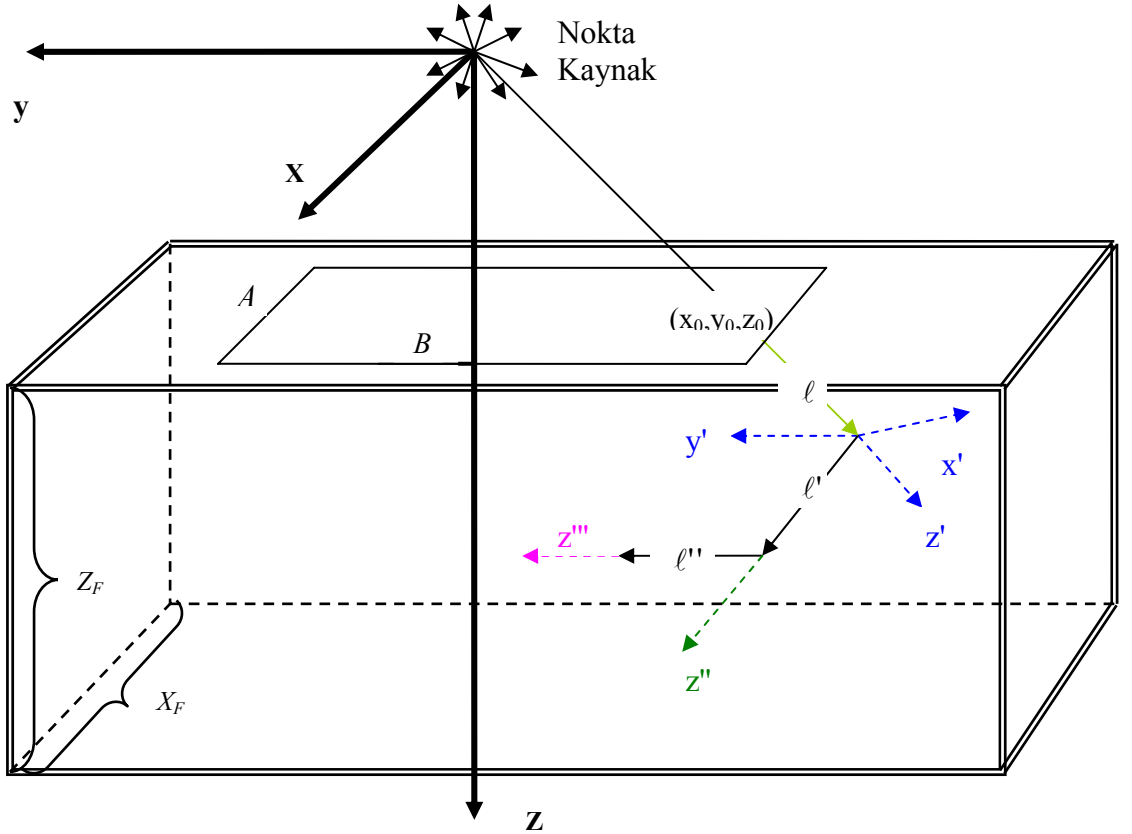
Şekil 3.4: Kolimatör bölgesini geçtikten sonra 80 cm SSD'deki enerji dağılımı.

Tablo 3.2: ⁶⁰Co Teleterapi cihazından elde edilen deneysel değerler.

CİNS	ENERJİ E_i (MeV)	SAYMA	YAYINLANMA OLASILIK	OLASILIK η_i (Normalize)
1	0.05	3.62E-05	2.2433E-05	2.2433E-05
2	0.1	0.00132	0.00081801	0.0008404
3	0.15	0.01301	0.00806232	0.0089028
4	0.2	0.02561	0.01587056	0.0247733
5	0.25	0.03763	0.02331937	0.0480927
6	0.3	0.03554	0.02202419	0.0701169
7	0.35	0.02971	0.01841133	0.0885282
8	0.4	0.02459	0.01523846	0.1037667
9	0.45	0.02027	0.01256135	0.116328
10	0.5	0.02115	0.01310669	0.1294347
11	0.55	0.02289	0.01418497	0.1436197
12	0.6	0.01879	0.01164419	0.1552639
13	0.65	0.01763	0.01092534	0.1661892
14	0.7	0.01677	0.0103924	0.1765816
15	0.75	0.01813	0.01123519	0.1878168
16	0.8	0.01827	0.01132195	0.1991387
17	0.85	0.01972	0.01222051	0.2113593
18	0.9	0.02157	0.01336696	0.2247262
19	0.95	0.02222	0.01376977	0.238496
20	1	0.02756	0.01707897	0.255575
21	1.05	0.03	0.01859105	0.274166
22	1.1	0.02879	0.01784121	0.2920072
23	1.15	0.02588	0.01603788	0.3080451
24	1.165	0.00366	0.00226811	0.3103132
25	1.175	0.53814	0.33348619	0.6437994
26	1.325	0.03665	0.02271206	0.6665115
27	1.335	0.53814	0.33348619	1

3.1.4. γ -Işını Doğrultusunun Örneklenmesi

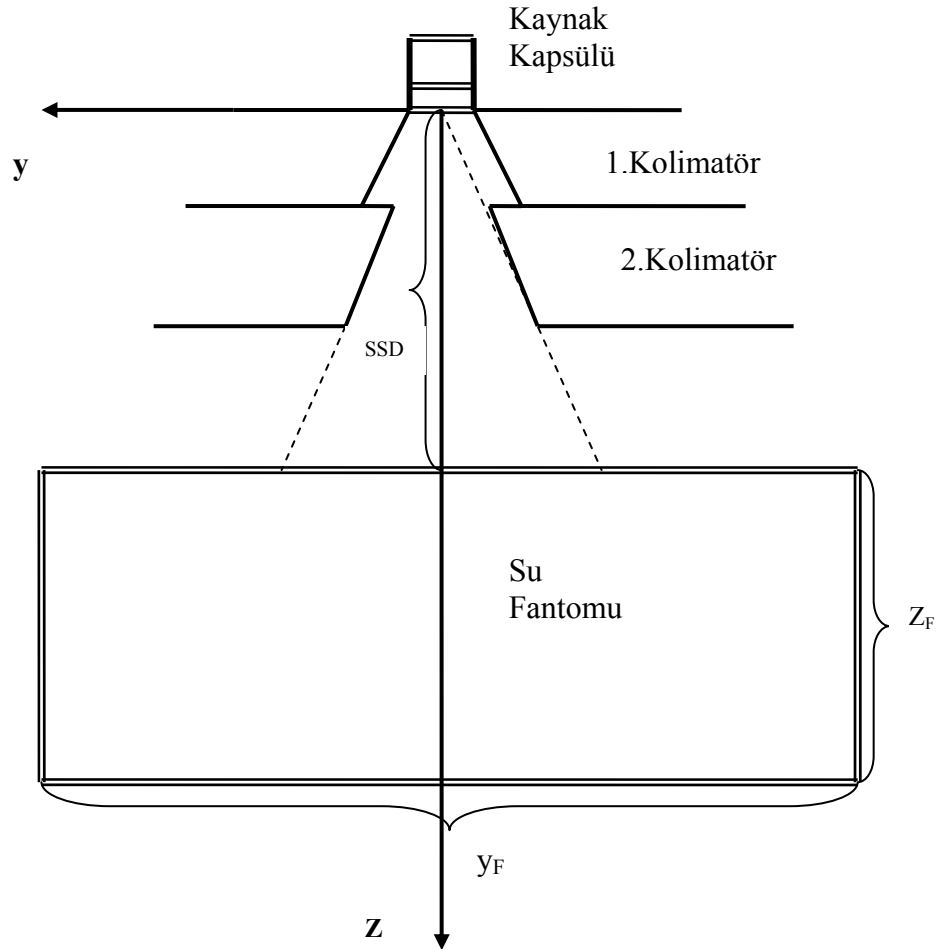
Şekil 3.5’de görüldüğü gibi bir nokta kaynak-fantom düzeneği tasarlanmıştır. Nokta kaynağın fantomdan SSD kadar yukarıda xyz koordinat sisteminin başlangıç noktasına yerleştirildiği düşünülmüştür. z -ekseni SSD mesafesi boyunca aşağıya doğru seçilmiştir. İzotropik nokta kaynaktan uzayın her yönüne γ -ışını yayılma olasılığı aynıdır. Kaynaktan yayınlanan bir γ -ışının doğrultusu küresel koordinatlarda kutup açısı (θ) ve azimut açısı (ϕ) ile belirlenir. Nokta kaynaktan yayınlanan γ -ışınının doğrultusunun kutup açısı, $0 \leq \theta \leq \pi$ ve azimut açısı, $0 \leq \phi \leq 2\pi$ aralığında değişir.



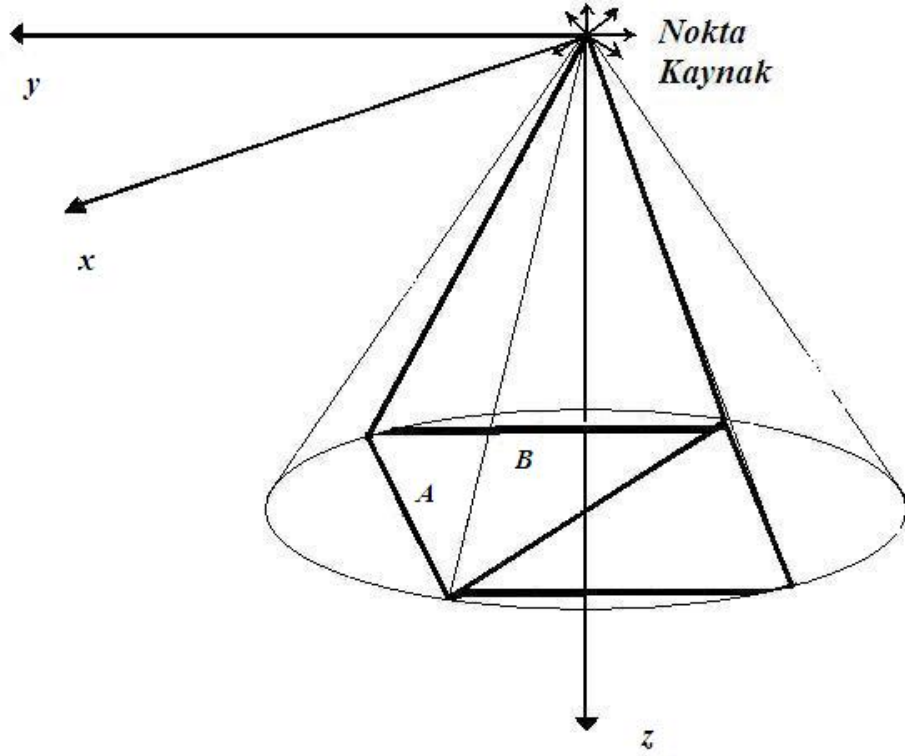
Şekil 3.5: Nokta kaynak-fantom geometrisi.

Klinik uygulamada, tedavi alan kenarlarının kolay işlem yapılabilmesi ve kanserli doku ile kritik organların sınırlandırılabilmesi için hasta üzerine düşürülen radyasyonun

şekli, cilt üzerinde dikdörtgen olmalıdır. Nokta kaynaktan belli bir açıda yayınlanan radyasyonun şekli koni olduğundan, koninin hasta üzerindeki şekli dairedir. Uygulamada, Şekil 3.6'da görüldüğü gibi kurşun kolimatörler kullanılarak bu konin, dikdörtgen prizma haline dönüştürülmesiyle, hasta üzerindeki şekli dikdörtgen hale getirilir. Dikdörtgen yüzeye düşen γ -ışınları reddetme yöntemi kullanılarak örneklenmiştir. Bunun için, Şekil 3.7'de görüldüğü gibi, dairesel koni yüzeyinin çapı, dikdörtgenin köşegeni olacak şekilde bir yapı tasarlanmıştır.



Şekil 3.6: İki boyutlu kaynak kapsülü, kolimatörler ve su fantomu.



Şekil 3.7: Örneklenen radyasyon demeti ve alan kenarları.

Kutup açısı θ_0 olan koni içine yayınlanan γ -ışınlarının kutup açısı, Temel Monte-Carlo ilkesi kullanılarak,

$$q = \frac{\int_{\Omega_i} d\Omega}{\int_{\substack{\text{Tüm} \\ \text{Yönelimler}} d\Omega} \quad (3.11)$$

$$q = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\theta \sin \theta' d\theta' d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_0} \sin \theta d\theta d\phi} = \frac{2\pi \int_0^\theta \sin \theta' d\theta'}{2\pi \int_0^{\theta_0} \sin \theta d\theta} \quad (3.12)$$

$$q = \frac{1 - \cos \theta}{1 - \cos \theta_0} \quad (3.13)$$

şeklinde elde edilen ifadenin tersine çözümünden bulunan,

$$\cos \theta = 1 + q(\cos \theta_0 - 1) \quad (3.14)$$

ifadesinden örneklenmiştir. Azimut açısı, $0 \leq \phi \leq 2\pi$ aralığında düzgün dağılımlı olduğu için, örnekleme ifadesi Temel Monte-Carlo ilkesinden,

$$q = \frac{\int_0^\phi d\phi'}{\int_0^{2\pi} d\phi} = \frac{\phi}{2\pi} \quad (3.15)$$

$$\phi = 2\pi q \quad (3.16)$$

olarak elde edilmiştir. Azimut açısı da bu ifadeden örneklenmiştir. Fotonların, fantom yüzeyine ulaşmadan önceki çevre ortamlarla yaptıkları etkileşmelerin dikkate alındığı ikinci örneklemede, izotropiklikten bozulmaları ihmal edilmiştir. γ -ışınının, doğrultman kosinüsleri,

$$\alpha = \sin \theta \cos \phi \quad (3.17)$$

$$\beta = \sin \theta \sin \phi \quad (3.18)$$

$$\gamma = \cos \theta \quad (3.19)$$

olmak üzere koni yüzeyine giriş koordinatları,

$$x_0 = r\alpha \quad (3.20)$$

$$y_0 = r\beta \quad (3.21)$$

$$z_0 = r\gamma \quad (3.22)$$

'dır. Burada $r = ssd / \cos\theta$ 'dır. Hesaplanan önyüzey koordinatları, $-A/2 \leq x_0 \leq A/2$ ve $-B/2 \leq y_0 \leq B/2$ şartlarını sağlıyorsa fotonun tedavi alanı olan dikdörtgen yüzey üzerine düştüğü belirlenmiş, aksi halde başa dönülerek yeni enerji ve doğrultulu bir foton takibine geçilmiştir.

3.1.5. Serbest Yol Örnekleme

Su fantomuna giren I_0 şiddetli γ -ışını, x kalınlığını geçtikten sonra sahip olduğu I şiddeti, üstel yasaya göre,

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (3.23)$$

'dir. Bu ifade aynı zamanda γ -ışınlarının serbest yol dağılımıdır. Bu dağılım kullanılarak fotonun aldığı serbest yol için Temel Monte-Carlo ilkesi,

$$q = \frac{\int_0^{\ell} I .dx}{\int_0^{\infty} I .dx} = \frac{\int_0^{\ell} I_0 e^{-\mu x} .dx}{\int_0^{\infty} I_0 e^{-\mu x} .dx} \quad (3.24)$$

kullanılarak elde edilen,

$$q = (1 - e^{-\mu \ell}) \quad (3.25)$$

ifadesinin tersine çözümünden,

$$\ell = -\frac{\ln(1 - q)}{\mu} \quad (3.26)$$

örnekleme bağıntısı elde edilmiştir. q 'nun, 0 ile 1 arasında gelme olasılığı eşit olduğundan, $1-q$ değeri yerine q değeri alınabilir ve böylece,

$$\ell = -\frac{\ln q}{\mu} \quad (3.27)$$

olur. Bu işlem, programın çalışma zamanını kısaltmak için de önemlidir. Su yüzeyine düşen fotonun giriş doğrultusunda belli bir serbest yol gittiği varsayılmış ve serbest yol bu ifadeden örneklenmiştir. Örneklenen serbest yol vektörünün xyz -koordinat sisteminde bileşenleri, $x_1 = \ell \alpha$, $y_1 = \ell \beta$ ve $z_1 = \ell \gamma$ bulunmuştur. γ -ışınının fantoma giriş vektörü ile serbest yol vektörü toplanarak ilk etkileşme noktası vektörünün bileşenleri,

$$x = x_0 + x_1 \quad (3.28)$$

$$y = y_0 + y_1 \quad (3.29)$$

$$z = z_0 + z_1 \quad (3.30)$$

elde edilmiştir.

$$-x_F/2 \leq x \leq x_F/2 \quad (3.31)$$

$$-y_F/2 \leq y \leq y_F/2 \quad (3.32)$$

$$SSD \leq z \leq SSD + z_F \quad (3.33)$$

şarlarına bakılmıştır. Burada x_F , y_F ve z_F sırasıyla su fantomunun x , y ve z boyutlarıdır. Şartlar sağlanıyorsa, fotonun, fantom içinde olduğu belirlenerek etkileşme çeşidi örneklenmiş, aksi halde fantomun dışına kaçtığı belirlenmiş ve başa dönülerek yeni enerji ve doğrultulu bir foton takibine geçilmiştir.

3.1.6. Etkileşme Çeşidinin Örneklenmesi

Fotonun, fantom içerisinde olduğu belirlendikten sonra, fotonun ortamla yaptığı etkileşme çeşidi örneklenmiştir. Örnekleme için, fotonun enerjisine bağlı olarak, su ortamındaki kütle zayıflama katsayılarının bilinmesi gereklidir. Çalışmada Hubbell (1996)'daki değerler kullanılmış ve fotonun yaptığı etkileşmeler arasında fotoelektrik olay ve Compton saçılması dikkate alınmıştır. Fotoelektrik olay için kütle zayıflama katsayısı μ_f , Compton saçılması için kütle zayıflama katsayısı μ_c olmak üzere, toplam

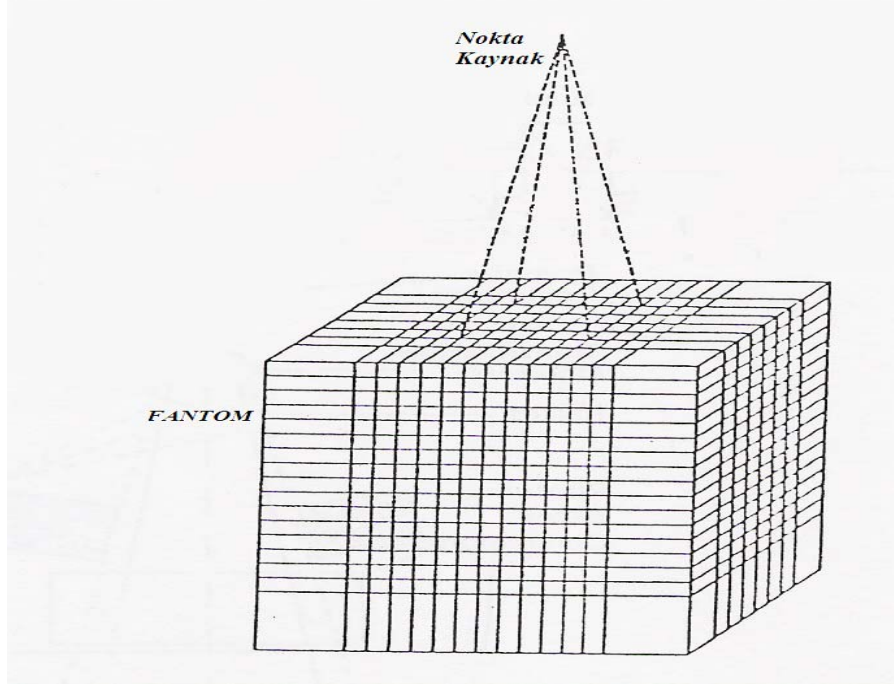
kütle zayıflama katsayısı $\mu_T = \mu_f + \mu_c$ 'dir. Bu değerler Tablo 3.3'de gösterilmiştir. Tabloda bulunmayan ara enerji değerlerine karşılık gelen kütle zayıflama katsayıları, iki nokta arası doğru kabul edilerek elde edilmiştir (Cengiz 1986). Fotoelektrik olay ve Compton saçılması olasılıkları sırasıyla, $P_f = \mu_f / \mu_T$ ve $P_c = \mu_c / \mu_T$ 'dir. Türetilen bir gelişigüzel sayı ile etkileşmenin, $q < P_f$ ise fotoelektrik olay, diğer durumda Compton saçılması olduğu belirlenmiştir.

Tablo 3.3: Su için kütle zayıflama katsayıları (Hubbel 1969)

ENERJİ (MeV)	COMPTON İÇİN μ_c (cm^2/g)	FOTOELEKTRİK OLAY İÇİN μ_f (cm^2/g)
1.00E-03	1.32E-02	4.08E+03
1.50E-03	2.67E-02	1.37E+03
2.00E-03	4.18E-02	6.16E+02
3.00E-03	7.08E-02	1.92E+02
4.00E-03	9.43E-02	8.20E+01
5.00E-03	1.12E-01	4.19E+01
6.00E-03	1.26E-01	2.41E+01
8.00E-03	1.44E-01	9.92E+00
1.00E-02	1.55E-01	4.94E+00
1.50E-02	1.70E-01	1.37E+00
2.00E-02	1.77E-01	5.44E-01
3.00E-02	1.83E-01	1.46E-01
4.00E-02	1.83E-01	5.68E-02
5.00E-02	1.80E-01	2.73E-02
6.00E-02	1.77E-01	1.49E-02
8.00E-02	1.70E-01	5.77E-03
1.00E-01	1.63E-01	2.76E-03
1.50E-01	1.47E-01	7.31E-04
2.00E-01	1.35E-01	2.89E-04
3.00E-01	1.18E-01	8.16E-05
4.00E-01	1.06E-01	3.49E-05
5.00E-01	9.66E-02	1.88E-05
6.00E-01	8.94E-02	1.17E-05
8.00E-01	7.86E-02	5.92E-06
1.00E+00	7.07E-02	3.68E-06
1.02E+00	6.99E-02	3.43E-06
1.25E+00	6.32E-02	2.33E-06
1.50E+00	5.74E-02	1.69E-06
2.00E+00	4.90E-02	1.06E-06
2.04E+00	4.84E-02	1.03E-06
3.00E+00	3.86E-02	5.94E-07
4.00E+00	3.22E-02	4.08E-07

5.00E+00	2.78E-02	3.09E-07
6.00E+00	2.45E-02	2.48E-07
7.00E+00	2.21E-02	2.08E-07
8.00E+00	2.01E-02	1.78E-07
9.00E+00	1.85E-02	1.56E-07
1.00E+01	1.71E-02	1.39E-07
1.10E+01	1.60E-02	1.25E-07
1.20E+01	1.50E-02	1.13E-07
1.30E+01	1.41E-02	1.04E-07
1.40E+01	1.33E-02	9.59E-08
1.50E+01	1.27E-02	8.91E-08
1.60E+01	1.21E-02	8.31E-08
1.80E+01	1.10E-02	7.33E-08
2.00E+01	1.02E-02	6.56E-08
2.20E+01	9.44E-03	5.93E-08
2.40E+01	8.82E-03	5.41E-08
2.60E+01	8.28E-03	4.98E-08
2.80E+01	7.81E-03	4.61E-08
3.00E+01	7.40E-03	4.29E-08
4.00E+01	5.88E-03	3.19E-08
5.00E+01	4.91E-03	2.53E-08
6.00E+01	4.23E-03	2.10E-08
8.00E+01	3.33E-03	1.57E-08
1.00E+02	2.77E-03	1.25E-08
1.50E+02	1.97E-03	8.32E-09
2.00E+02	1.55E-03	6.23E-09
3.00E+02	1.10E-03	4.14E-09
4.00E+02	8.57E-04	3.11E-09
5.00E+02	7.10E-04	2.48E-09
6.00E+02	6.08E-04	2.07E-09
8.00E+02	4.75E-04	1.55E-09
1.00E+03	3.91E-04	1.24E-09
1.50E+03	2.73E-04	8.26E-10
2.00E+03	2.11E-04	6.19E-10
3.00E+03	1.47E-04	4.13E-10
4.00E+03	1.13E-04	3.10E-10
5.00E+03	9.26E-05	2.48E-10
6.00E+03	7.86E-05	2.06E-10
8.00E+03	6.05E-05	1.55E-10
1.00E+04	4.94E-05	1.24E-10
1.50E+04	3.41E-05	8.25E-11
2.00E+04	2.63E-05	6.19E-11
3.00E+04	1.81E-05	4.13E-11
4.00E+04	1.39E-05	3.10E-11
5.00E+04	1.13E-05	2.48E-11
6.00E+04	9.57E-06	2.06E-11
8.00E+04	7.34E-06	1.55E-11
1.00E+05	5.97E-06	1.24E-11

Su fantomu, soğurulan enerjinin belirlenebilmesi için Şekil 3.8’de görüldüğü gibi küplere bölünmüştür (Jenkins 1988). Her bir küp bir soğurulan enerji noktasını temsil etmektedir.



Şekil 3.8: Işın şekli ve su fantomunun küplere ayrılması.

Etkileşme fotoelektrik olay ise, fantoma giren γ -ışını tüm enerjisini ortamdaki bir atomik elektrona aktarmıştır. Elektronlar, menzilleri çok küçük olduğundan etkileşme noktasının biraz dışına kadar gidip soğurulabilirler. Bu durum soğurulan enerjinin koordinatlarını çok az değiştirir. İstatistik olarak, bu değişim dikkate alınsa bile sonucu değiştirmez. Ayrıca elektronların menzilleri etkileşme noktasını temsil eden küçük küplerin dışına çıkacak kadar büyük değildir. Bremsstrahlung olayı sonucu oluşan ikincil fotonların etkileşme noktasının dışına kaçırdıkları enerji ihmal edilmiştir. Bundan dolayı etkileşmenin olduğu noktada tüm enerjinin soğurulduğu varsayılmıştır. Etkileşme noktasının bulunduğu xyz koordinatlarına soğurulan enerji, $E_e = E$, kaydedilmiş ve yeni bir foton takibine geçilmiştir.

Etkileşme Compton saçılması ise, γ -ışını Denk.(2.9)’da verildiği gibi bir E' enerjisi ile θ açısına saçılır. Saçılma açısı θ , Denk.(2.10)’da verilen Klein-Nishina açısal dağılımından örneklenmiştir. Temel Monte-Carlo yöntemi ile yapılan

örneklemede elde edilen ifadenin tersine çözümü, analitik olarak mümkün olmadığından, bu örneklemede reddetme yöntemi kullanılmıştır. Çalışmada Özmutlu (1991) tarafından önerilen örten reddetme fonksiyonu kullanılmıştır. Klein-Nishina diferansiyel saçılma tesir kesiti;

$$\frac{d\sigma}{dx} \approx f(k, x) = \frac{1 + x^2 + \frac{k^2(1-x)^2}{1+k(1-x)}}{[1+k(1-x)]^2} \quad (3.34)$$

'dir. Burada $x = \cos\theta$ ' dir. Özmutlu örten reddetme fonksiyonu,

$$r(k, x) = \frac{a(k)}{[b(k) - x]} \quad (3.35)$$

'dir. Burada $a(k)$ ve $b(k)$,

$$f(k, 1) = r(k, 1) = 2 \quad (3.36)$$

$$f(k, -1) = r(k, -1) = c_0 \quad (3.37)$$

$$c_0 = 2(2k^2 + 2k + 1)/(2k + 1)^3 \quad (3.38)$$

olmak üzere,

$$a(k) = 2[b(k) - 1] \quad (3.39)$$

$$b(k) = (1 + c_0 / 2) / (1 - c_0 / 2) \quad (3.40)$$

olarak elde edilmiştir. Temel Monte Carlo ilkesi Denk.(3.5), örten reddetme fonksiyonu $r(k,x)$ 'e uygulanarak,

$$x=b(k)-[b(k)+1](c_0)^q \quad (3.41)$$

olarak elde edilmiştir. Bir q değeri türetilerek bu ifadeden bir x değeri bulunmuştur. İkinci bir q değeri türetilerek

$$q \leq g(k,x) \quad (3.42)$$

şartına bakılmıştır. Burada $g(k,x)=f(k,x)/r(k,x)$ 'dir. Bu şart sağlanırsa x değeri kabul edilmiş, aksi halde Denk.(3.41)'den yeni bir x değeri örneklenecek işlem tekrarlanmıştır. Bu şekilde örneklenen x değerinden, saçılan fotonun enerjisi,

$$k' = \frac{1}{1 - x + \frac{1}{k}} \quad (3.43)$$

ifadesi kullanılarak, $E' = k' mc^2$ olarak belirlenmiştir. Atomik elektrona aktarılan enerji, $E_e = E - E'$ 'dür. Elektronların etkileşme noktasını temsil eden küçük küplerin dışına kaçırdıkları enerji, fotoelektrik olayda olduğu gibi ihmal edilmiştir. Etkileşme noktasının bulunduğu xyz koordinatlarına soğurulan enerji, E_e , kaydedilmiş ve foton takibine devam edilmiştir.

Saçılan fotonun azimut açısı, ϕ , Denk.(3.16)'dan ve aldığı serbest yol, ℓ' de Denk.(3.27)'den örneklenmiştir. Örneklenen serbest yol vektörünün bileşenleri, $x_2 = \ell' \alpha$, $y_2 = \ell' \beta$ ve $z_2 = \ell' \gamma$ bulunmuştur. Serbest yol vektörü ile birinci etkileşme noktası vektörü toplanarak ikinci etkileşme noktasının koordinatları elde edilmiştir.

Bu noktanın, x , y , z koordinatları,

$$-X_F/2 \leq x \leq X_F/2 \quad (3.44)$$

$$-Y_F/2 \leq y \leq Y_F/2 \quad (3.45)$$

$$SSD \leq z \leq SSD + Z_F \quad (3.46)$$

ise fantomun içinde kaldığı, aksi halde fantomun dışına kaçtığı belirlenmiştir. Nokta fantomun dışındaysa başa dönülerek yeni bir foton takibine geçilmiştir. Nokta fantomun içinde ise etkileşme türü örneklenmiştir. Etkileşme fotoelektrik olay ise, etkileşme noktasının bulunduğu xyz koordinatlarına soğurulan enerji, $E_e = E$, kaydedilmiş ve başa dönülerek yeni bir foton takibine geçilmiştir.

Etkileşme Compton saçılması ise, 3-boyutlu foton takibinin yapılabilmesi için yeni bir $x'y'z'$ koordinat eksenini seçilmiştir. Şekil 3.5'de görüldüğü gibi bu yeni koordinat sisteminde z' , gelen fotonun doğrultusunda ve y' // xoy -düzlemi olacak şekilde seçilmiştir. $x'y'z'$ koordinat sisteminde saçılan γ -ışınının geliş doğrultusu ile yaptığı saçılma açısı θ' , Klein-Nishina formülünden ve azimut açısı ϕ' , Denk.(3.16)'dan örneklenmiş ve saçılan fotonun enerjisi E'' olarak belirlenmiştir. Atomik elektrona aktarılan enerji, $E_e = E - E''$ 'dir. Birinci saçılmadan sonra koordinat dönüşümlerine gerek yoktur. İkinci saçılmadan sonra $x'y'z'$ koordinat sisteminde örneklenen serbest yol bileşenleri, xyz koordinat sistemine dönüştürülmüştür. $x'y'z'$ koordinat sisteminde γ -ışınının doğrultman kosinüsleri,

$$\alpha' = \sin \theta' \cos \phi' \quad (3.47)$$

$$\beta' = \sin \theta' \sin \phi' \quad (3.48)$$

$$\gamma' = \cos \theta' \quad (3.49)$$

'dür. $x'y'z'$ koordinat sisteminden xyz koordinat sistemine dönüşüm matrisi,

$$T = \begin{bmatrix} \frac{\alpha\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}} & -\frac{\beta}{\sqrt{1-\gamma^2}} & \alpha \\ \frac{\beta\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}} & \frac{\alpha}{\sqrt{1-\gamma^2}} & \beta \\ -\sqrt{1-\gamma^2} & 0 & \gamma \end{bmatrix}$$

şeklinde elde edilmiştir (Cengiz 1991). Denk.(3.47), (3.48) ve (3.49)'daki doğrultman kosinüsleri kullanılarak, xyz koordinat sistemindeki doğrultman kosinüsleri,

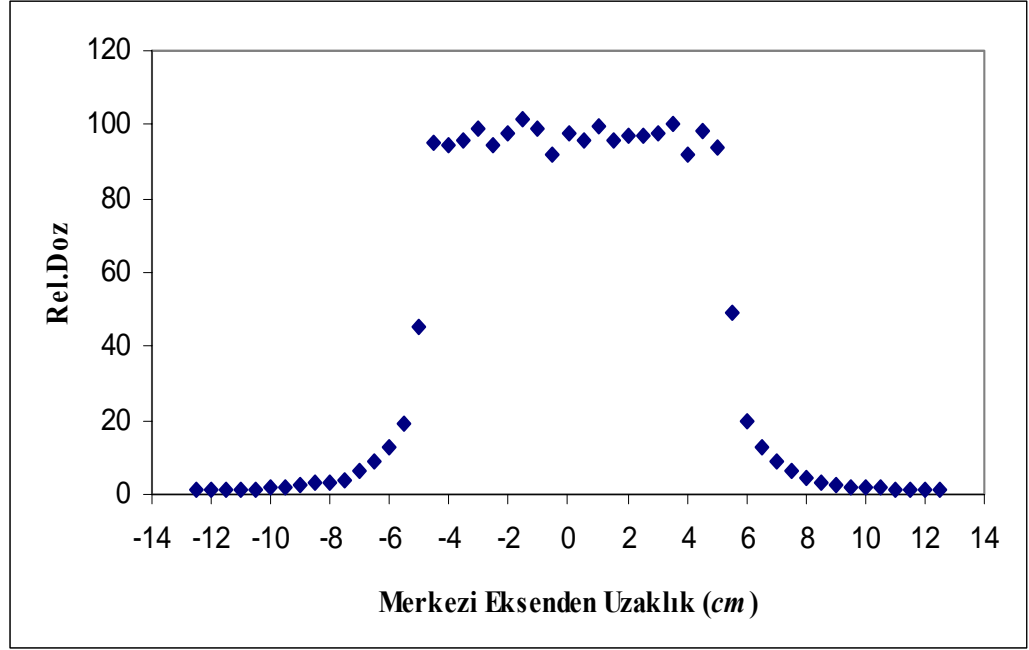
$$\begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{bmatrix} = T \begin{bmatrix} \alpha' \\ \beta' \\ \gamma' \end{bmatrix}$$

ifadesinden elde edilmiştir. Saçılan γ -ışınının aldığı serbest yol, ℓ'' , Denk.(3.27)'den örneklendirilmiştir. Serbest yol vektörünün bileşenleri, $x_3 = \ell''\alpha$, $y_3 = \ell''\beta$ ve $z_3 = \ell''\gamma$ bulunmuş ve ikinci etkileşme noktasının bileşenlerine eklenerek, üçüncü etkileşme noktasının koordinatları belirlenmiştir. Bu noktada γ -ışınının, fantomdan kaçıp kaçmadığı Denk.(3.44), (3.45) ve (3.46) şartlarına bakılarak belirlenmiştir. Eğer foton, fantomdan kaçtıysa, ortama aktardığı enerji ve koordinatlar kaydedilmiş ve yeni bir foton takibine geçilmiştir. γ -ışını fantomda kaldıysa fantomdan kaçana veya enerjisi 1 keV'in altına düşünceye kadar takip edilmiştir. Enerjisi 1 keV'in altında olan γ -ışınlarının fantom içinde soğurulduğu varsayılmıştır.

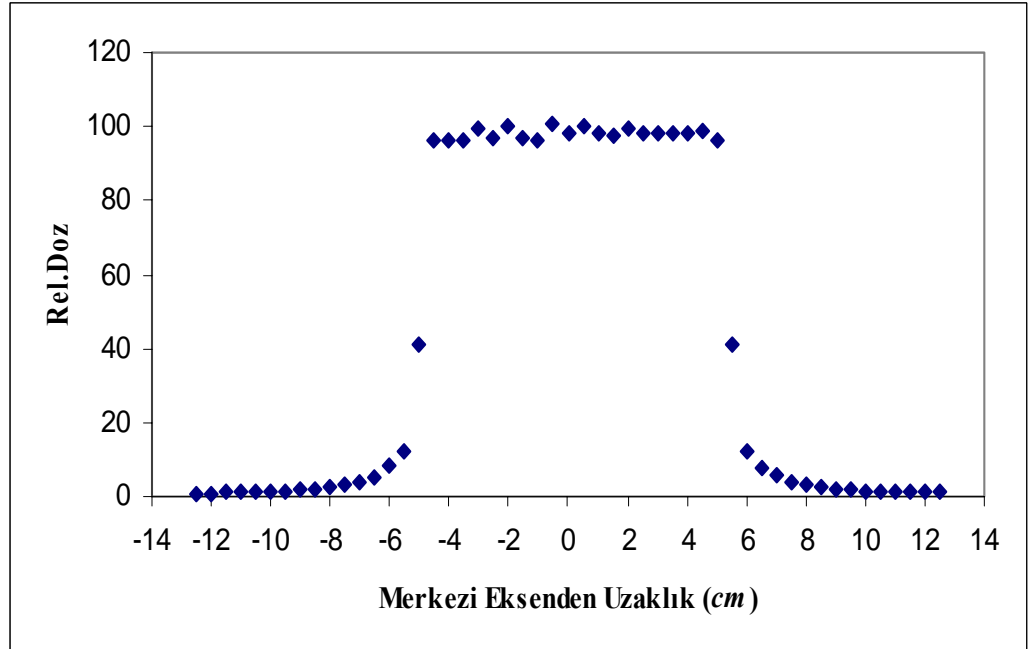
Çalışmada, çift oluşum olayı veya Rayleigh Saçılması ihmal edilmiş ve fotonların madde ile etkileşmesi sonucu ortaya çıkan ikincil elektronlar takip edilmemiştir.

4. SONUÇLAR VE TARTIŞMALAR

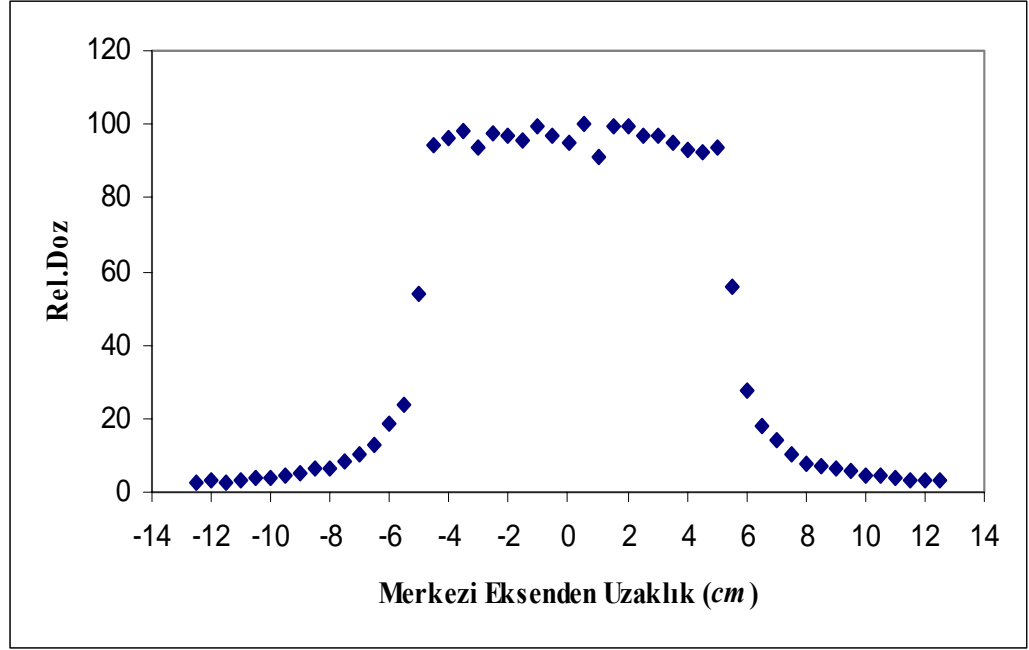
^{60}Co Teleterapi cihazı için 0.5 cm derinlikde elde edilen doz profilleri Şekil 4.1, 4.2 ve 4.3' de görülmektedir. ^{60}Co kaynağından yayınlanan γ -ışınlarının enerjileri, 1. ortalama enerji alınarak, 2. parçalanma şeması kullanılarak, 3. Rogers tarafından deneysel olarak elde edilen dağılım kullanılarak üç farklı şekilde örneklenmiştir. Alan kenarları 10 cm x 10 cm ve SSD 80 cm olarak alınmıştır. Su fantomu boyutları 30 cm x 30 cm x 30 cm alınmış ve 100 aralığa ayrılmıştır (aralık genişliği=30/100 cm). Programda 10^8 foton takip edilmiştir. Grafiklerden görüleceği üzere alan kenarlarındaki doz düşüşleri, kabul şartı olan, verilmek istenen dozun yaklaşık % 50'sini vermektedir. Şekil 4.4'de üç farklı yöntemle elde edilen γ -ışınlarının doz profilleri karşılaştırılmıştır. Gelen enerji değerlerinin farklılık göstermesi nedeniyle ihmal edilebilecek düzeyde sapmalar görülmektedir ve grafikler arasında uyum gözlenmiştir. Singh ve ark. (2000) tarafından yapılan çalışmada, 3.5 cm çaplı dairesel kolimatör harici olarak cihaza bağlanmış ve deneysel olarak doz profili elde edilmiştir. Monte Carlo yöntemiyle elde ettiğimiz doz profili değerleri Singh ve ark. tarafından elde edilen değerlerle Şekil 4.5'de karşılaştırılmıştır. Negatif değerler, doz profili simetrik olduğu için alınmamıştır. Şekilden görüleceği üzere dışarıdan takılan kolimatör, enerji kayıplarını ve saçılmaları arttırdığı için alan kenarlarındaki değerlerde küçük sapmalar meydana getirmektedir.



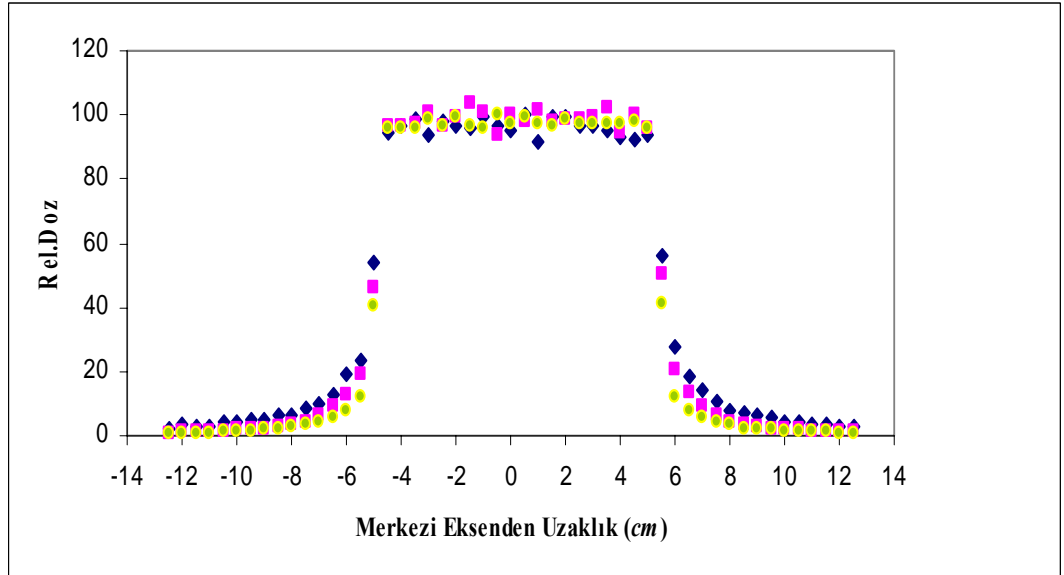
Şekil 4.1: ^{60}Co kaynağından 1.17 ve 1.33 MeV enerjileriyle yayınlanan γ -ışınlarının oluşturduğu doz profili.



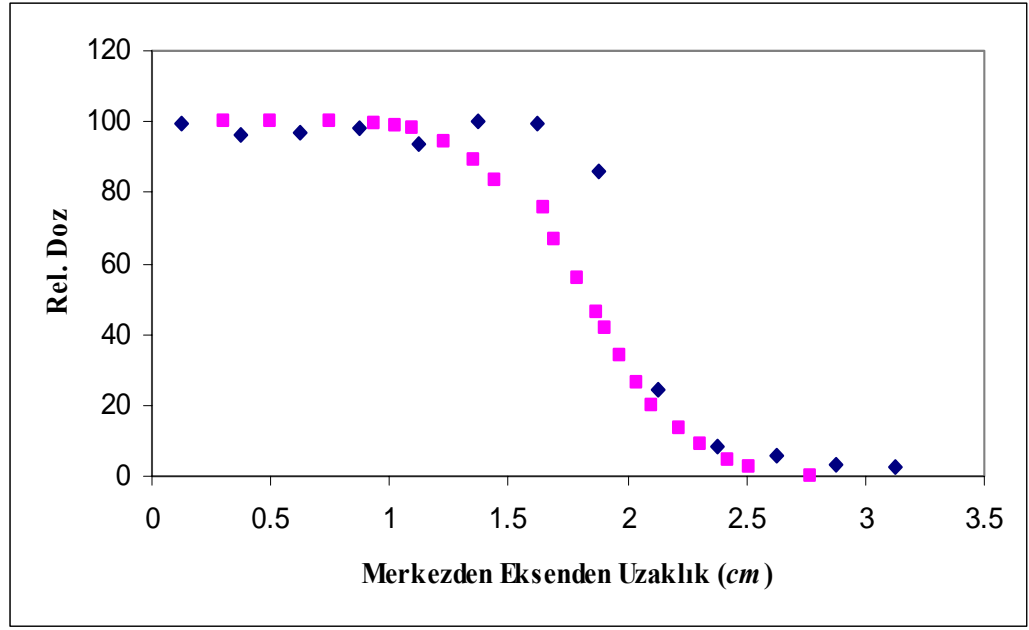
Şekil 4.2: ^{60}Co kaynağından ortalama 1.25 MeV enerjiyle yayınlanan γ -ışınlarının oluşturduğu doz profili.



Şekil 4.3: Rogers dağılımından örneklenen enerjiyle yayınlanan γ -ışınlarının oluşturduğu doz profili.



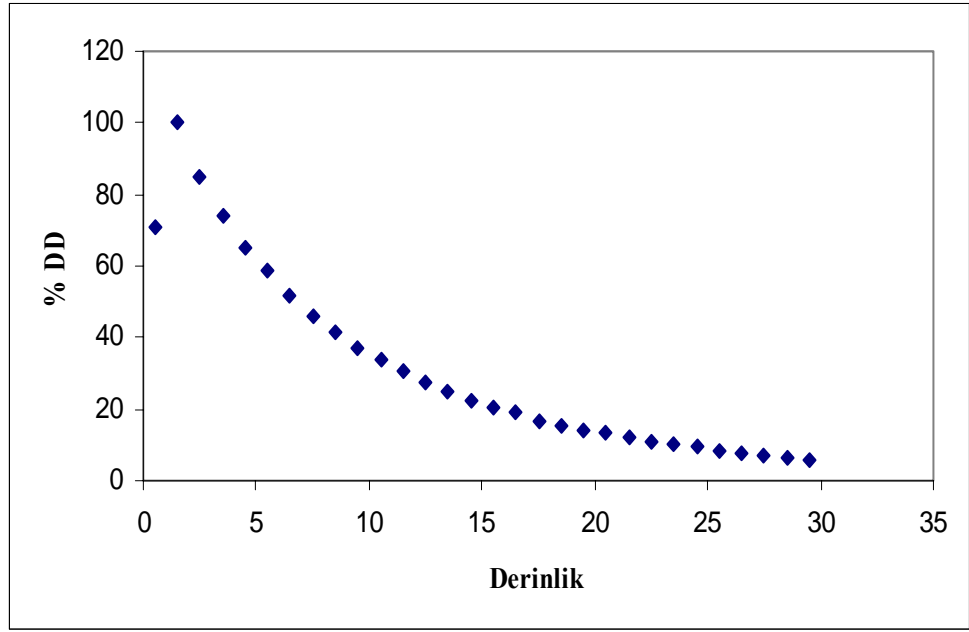
Şekil 4.4: 3 farklı enerji yöntemiyle elde edilen γ -ışınlarının oluşturdukları doz profillerinin karşılaştırılması (■: 1.25 MeV enerjili, ■: 1.17 ve 1.33 MeV enerjili, ◆: Rogers dağılımından örneklenen enerji).



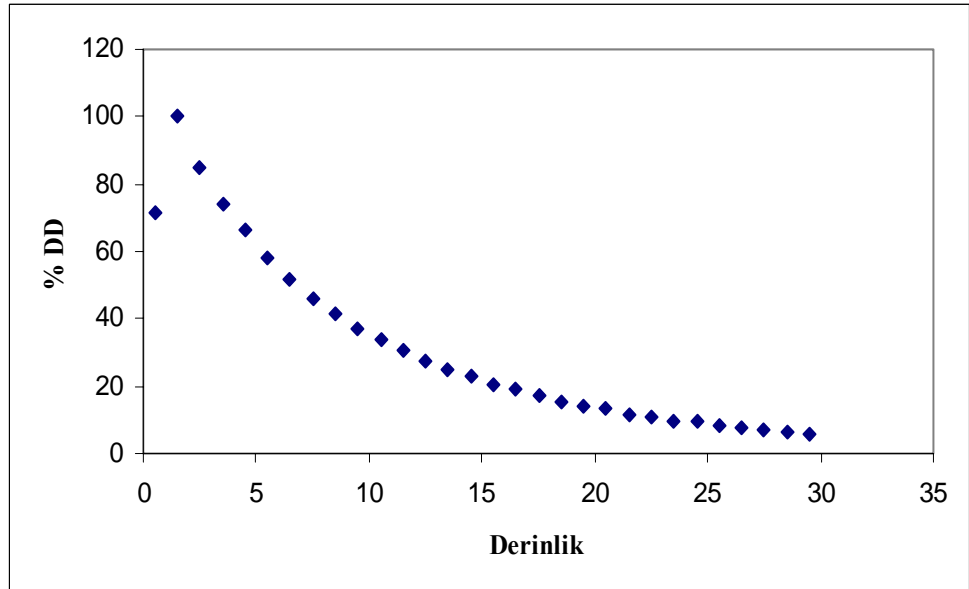
Şekil 4.5: 3.5 cm çaplı dairesel kolimatörlü Monte-Carlo ve deneysel sonuçların doz profillerinin karşılaştırması (■: Deneysel, ◆: M.C.).

^{60}Co Teleterapi cihazı için 0.5 cm derinlikte elde edilen yüzde derin doz eğrileri Şekil 4.6-4.8' de verilmiştir. ^{60}Co kaynağından yayınlanan γ -ışınlarının enerjileri, 1. ortalama enerji alınarak, 2. parçalanma şeması kullanılarak, 3. Rogers tarafından deneysel olarak elde edilen dağılım kullanılarak üç farklı şekilde örneklendirilmiştir. Alan kenarları 10 cm x 10 cm ve SSD 80 cm olarak alınmıştır. Su fantomu boyutları 30 cm x 30 cm x 30 cm alınmış ve deneyle uyumlu olması için 30 aralığa ayrılmıştır (aralık genişliği= 1 cm) . Böylece 0.5, 1.5, 2.5, ... cm derinlikte soğurulan doz değerleri kaydedilmiştir. Programda 10^7 foton takip edilmiştir. Üç farklı enerji değerleri kullanılarak elde edilen γ -ışınlarının yüzde derin doz değerleri Şekil 4.9'da karşılaştırılmıştır. Grafikler arasında uyum gözlenmiştir. Monte Carlo yöntemiyle elde ettiğimiz yüzde derin doz değerleri Singh ve ark. (2000) tarafından elde edilen değerlerle Şekil 4.10'da karşılaştırılmıştır. Büyük enerji değerlerine doğru soğurulan doz değerlerinde düşüşler gözlenmektedir. Bunun nedenlerinden biri, çalışmada Rayleigh saçılmasının ihmal edilmesidir. Rayleigh saçılması sonucu foton enerji kaybetmeden saçılarak uzak noktalara enerji taşıyacaktır. Fotonun geri saçılma ihtimali çok düşük olduğundan foton enerjisini daha derinlerde bırakacaktır. Deneysel ölçümler yapılırken yüzde derin dozun pik yaptığı nokta daha sık taranmaktadır. Nokta aralıkları *prob* denilen iyon odasının boyutlarından daha küçük olduğundan yakın noktalar arasındaki saymalar üst üste binmektedir. Böylece bu bölgedeki saymalar gerçek değerleri yansıtmamaktadır.

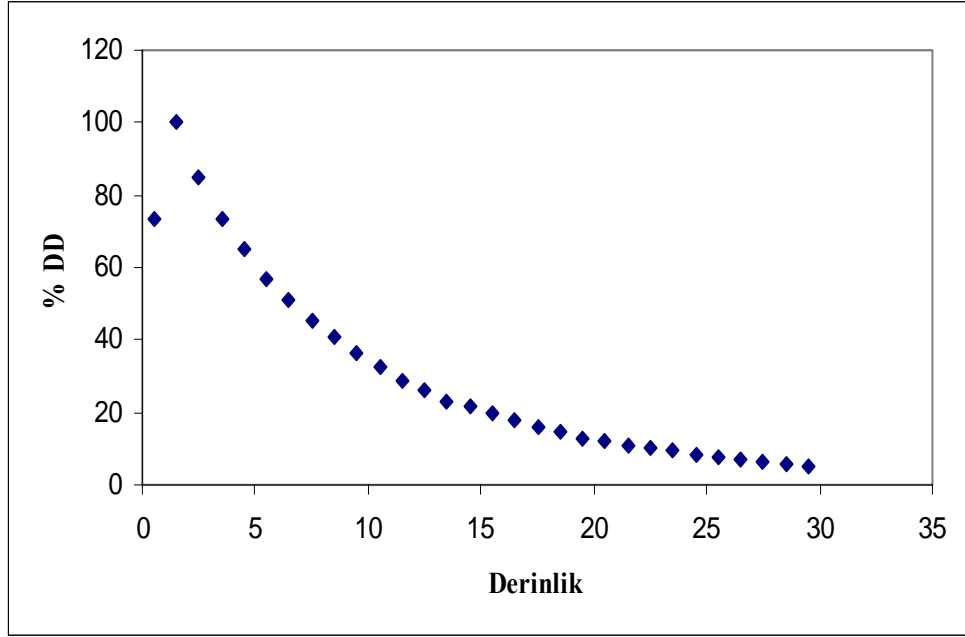
Deneyde kullanılan *prob*, 0.5 cm çaplı yaklaşık 1 cm uzunluğunda silindirik iyon odalarıdır. Deneyde dikkat edilmesi gereken nokta, alınan her bir ölçü aralığının genişliğinin, *prob*'un çapından büyük olmasıdır. Eğer ölçü adımı küçük olursa ölçülen doz üst üste sayılacağı için alınan ölçüm değeri gerçek dozu yansıtmayacaktır. Bir başka önemli nokta da ^{60}Co için maksimum doz derinliği 0.5 cm olduğundan, maksimum piki görmek için 0.5 cm aralıkta birden fazla ölçüm almamız gerekmektedir. Fakat yukarıda belirtilen sebepten dolayı bu aralıkta pikin keskinliği çok iyi belirlenmemektedir. Bunun için pikin bulunduğu bölgede, Monte-Carlo yönteminden elde edilen değerler deneysel değerlere göre daha doğrudur.



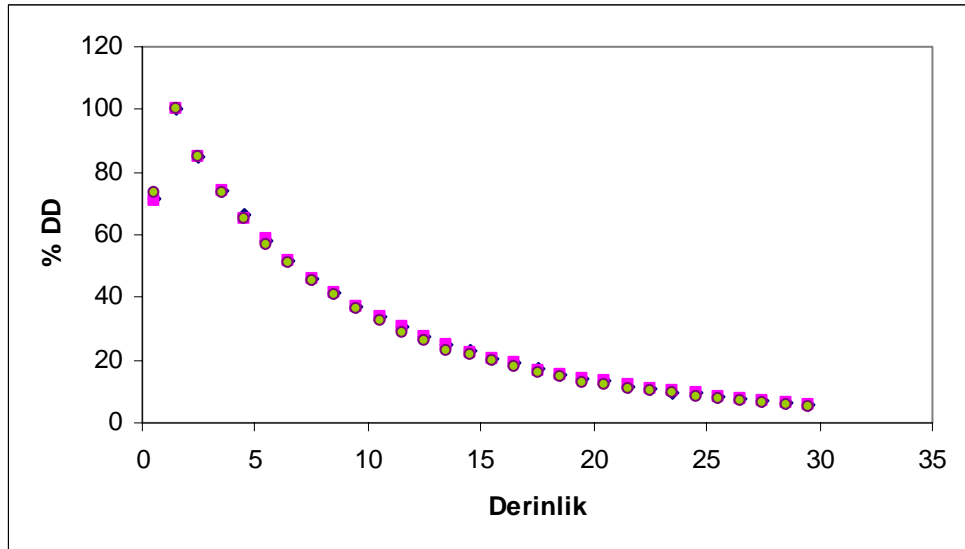
Şekil 4.6: ^{60}Co kaynağından 1.17 ve 1.33 MeV enerjileriyle yayınlanan γ -ışınlarının oluşturduğu derin doz eğrisi.



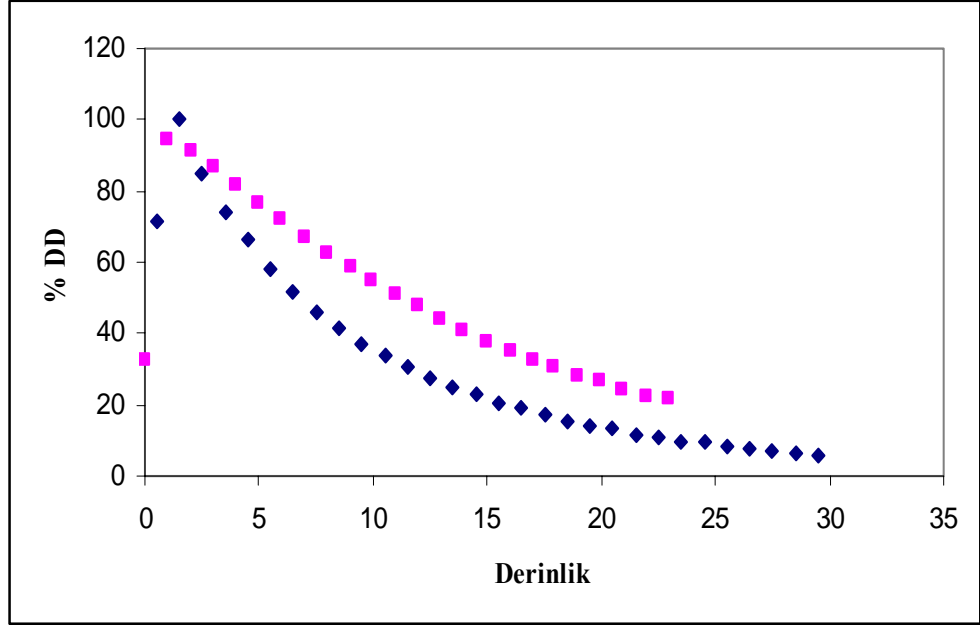
Şekil 4.7: ^{60}Co kaynağından ortalama 1.25 MeV enerjiyle yayınlanan γ -ışınlarının oluşturduğu derin doz eğrisi.



Şekil 4.8: Rogers dağılımından örneklenen enerjiyle yayınlanan γ -ışınlarının oluşturduğu derin doz eğrisi.



Şekil 4.9: 3 farklı enerji yöntemiyle elde edilen γ -ışınlarının oluşturdukları derin doz eğrilerinin karşılaştırılması (■: 1.25 MeV enerjili, ■ : 2 farklı enerjili, ◆ : Rogers dağılımından örneklenen enerji).



Şekil 4.10: Monte-Carlo ve deneysel derin doz eğrilerinin karşılaştırması (■: Deneysel, ◆: M.C.).

KAYNAKLAR

- CENGİZ. A. 1986. NaI(Tl) Dedektörleri İçin Gamma Cevap Fonksiyonunun Monte Carlo Methodu İle Elde Edilmesi. Yüksek Lisans Tezi. Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.
- CENGİZ. A. 1991. Elektron ve β^- Parçacıklarının Menzil, Enerji ve Açısal Dağılımlarının Monte Carlo Yöntemi ile İncelenmesi. Doktora Tezi. Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.
- EVANS. R. D. 1955. The Atomic Nucleus. McGraw-Hill Book Company, INC. New York. p. 672-674.
- GRUPEN. C. 1996. Particle Detectors, USA, Cambridge University Pres, First Published. p.30-33.
- HUBBEL. J. H. 1969. Photon Cross Sections, Attenuation Coefficients and Energy Absorption Coefficients From 10 keV to 100 GeV. NSRDS-NBS(U-S) 29.
- JENKİNS. T. M., W. R. NELSON, A. RİNDİ. 1988. Monte Carlo Transport of Electrons and Photons. Plenum Pres, New York and London. p. 11-12.
- KHAN. F. M. 2003. The Physics of Radiation Theraphy. Lippincott Williams and Wilkins, USA, Third Edition. p. 150-170.
- KRANE, K.S., B. ŞARER. 2001. Nükleer Fizik 1. Cilt. Palme Yayıncılık, Ankara, s. 184-188.
- ÖZMUTLU. E. N. 1992. Sampling of Angular Distribution in Compton Scattering. App. Radiat. Isot. 43(6): 713-715.
- SINGH. R. R., P.RAVINDRAN., P.S.NIZIN and K.AYYANGAR. 2000. Dosimetric Study of The Narrow Beams of ^{60}Co Teletherapy Unit For Stereotactic Radiosurgery. Medical Dosimetri 25(3): 163-169

ÖZGEÇMİŞ

28/2/1981 Nazilli/AYDIN'da doğdu. İlk, orta ve lise eğitimini sırasıyla Fatih İlköğretim Okulu, Mehmet Akif Ersoy Ortaokulu ve Nazilli Lisesi'nde tamamladı. 1997 yılında Uludağ Üniversitesi Fen/Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünü kazandı ve 2002 yılında mezun olarak Fizikçi unvanını aldı. Yaklaşık 1.5 sene Uludağ Üniversitesi Tıp Fakültesi Radyasyon Onkolojisi A.B.D.'da deneyim kazanmak için çalıştı ve 2003 yılında Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümünde Yüksek Lisans derecesinde okumaya hak kazandı. 2004 yılında Muğla Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünde Araştırma Görevlisi olarak çalışmaya başladı. 2004-2005 yılı bahar döneminde Uludağ Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümüne görevlendirmeye Araştırma Görevlisi olarak atandı.

TEŞEKKÜR

Çalışmam süresince bilgi ve tecrübelerinden yararlandığım, tezimin yürütülmesi ve tamamlanmasını sağlayan, karşılaştığım her türlü problemde işlerini erteleyerek benimle ilgilenen danışman hocam Sayın Prof. Dr. Ahmet CENGİZ'e, ders aşamam süresince her konuda görüşüne başvurduğum değerli hocam Sayın Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU'ya, maddi ve manevi her konuda desteğini hissettiğim çalışma arkadaşlarım Araş. Gör. Ekrem ALMAZ, Araş. Gör. Ahmet TARTAR, Araş. Gör. Mürşide ŞAFAK, Araş. Gör. Adnan KILIÇ, Araş. Gör. Erdiñ GÖKSU, Araş. Gör. Ercan PİLİÇER, Araş. Gör. Fatma KOÇAK, Duygu AYDOĞDU ve Ayşegül KAHRAMAN'a teşekkürü bir borç bilirim.