

CELAL BAYAR ÜNİVERSİTESİ \* FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FLUKA BENZETİM KODUNUN PROTON HIZLANDIRICILARI  
İÇİN ZIRH MADDELERİNİN BELİRLENMESİNDE  
KULLANILMASI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Görkem TÜREMEN

Anabilim Dalı : Fizik

Programı : Genel Fizik

MANİSA 2012

CELAL BAYAR ÜNİVERSİTESİ \* FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FLUKA BENZETİM KODUNUN PROTON HIZLANDIRICILARI  
İÇİN ZIRH MADDELERİNİN BELİRLENMESİNDE  
KULLANILMASI

YÜKSEK LİSANS TEZİ  
Görkem TÜREMEN

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 25.06.2012

Tezin Savunulduğu Tarih : 10.07.2012

Tez Danışmanı : Yrd.Doç.Dr. Nermin KÜÇER

Diğer Jüri Üyeleri : Doç.Dr. Gültekin YEĞİN

Doç.Dr. Levent ŞIK

MANİSA 2012

# İçindekiler

<b>1 Giriş</b>	<b>1</b>
<b>2 Kuramsal Bilgiler</b>	<b>2</b>
2.1 Parçacık Hızlandırıcıları . . . . .	2
2.1.1 Parçacık Hızlandırıcıları Tarihi . . . . .	2
2.2 Parçacık Hızlandırıcıları ve Kullanım Alanları . . . . .	7
2.2.1 Parçacık Hızlandırma Prensipleri . . . . .	7
2.2.2 Hızlandırıcı Türleri . . . . .	8
2.2.2.1 Van de Graff Üreteci . . . . .	9
2.2.2.2 Cockcroft - Walton Üreteci . . . . .	10
2.2.2.3 Doğrusal Hızlandırıcı (LİNAK) . . . . .	11
2.2.2.4 Betatron . . . . .	11
2.2.2.5 Mikrotron . . . . .	12
2.2.2.6 Siklotron . . . . .	13
2.2.2.7 Sinkrotron . . . . .	14
2.2.3 Parçacık Hızlandırıcılarının Kullanım Alanları . . . . .	15
2.2.3.1 THM (Türk Hızlandırıcı Merkezi) Proton Hızlandırıcısı . . . . .	16
2.3 Radyasyon ve Radyasyon Güvenliği . . . . .	17
2.3.1 Radyasyon . . . . .	17
2.3.1.1 İyonlaştırıcı Radyasyon . . . . .	18
2.3.1.1.1 Alfa Parçacığı . . . . .	18
2.3.1.1.2 Beta Parçacığı . . . . .	19
2.3.1.1.3 X-Işınları . . . . .	19
2.3.1.1.4 Gama Işınları . . . . .	19
2.3.1.1.5 Nötronlar . . . . .	20
2.3.2 Radyasyondan Korunma Amacı . . . . .	20
2.3.3 Radyolojik Nicelikler ve Birimler . . . . .	20
2.3.4 Maksimum Müsaade Edilebilir Doz . . . . .	21
2.3.5 Özel Durumlarda Müsaade Edilen Dozlar . . . . .	22
2.3.6 Tehlike Durumu Işınlamaları . . . . .	23
2.3.7 Radyasyondan Korunma Yöntemleri . . . . .	23
2.3.7.1 Dış Radyasyondan Korunma . . . . .	23
2.3.7.1.1 Mesafe . . . . .	24
2.3.7.1.2 Zaman . . . . .	24

2.3.7.1.3	Zırhlama . . . . .	24
2.3.7.2	İç Radyasyondan Korunma . . . . .	25
2.4	Parçacık Hızlandırıcılarında Radyasyon . . . . .	25
2.4.1	Elektron Hızlandırıcılarında Radyasyon Ortamı . . . . .	25
2.4.2	Proton Hızlandırıcılarında Radyasyon Ortamı . . . . .	26
2.4.2.1	Proton Hızlandırıcılarında Ani Radyasyon . . . . .	28
2.4.2.1.1	Protonların Madde ile Etkileşmesi . . . . .	28
2.4.2.1.2	Nükleer Etkileşmeler . . . . .	29
2.4.2.1.3	Ani Radyasyonun Özellikleri . . . . .	30
2.4.2.1.4	Ani Radyasyon Alanının Zayıflatılması . . . . .	31
2.4.2.2	Proton Hızlandırıcılarında İndüklenen Radyoaktivite . . . . .	33
2.5	Parçacık Hızlandırıcılarında Radyasyon Korunumu . . . . .	35
2.5.1	Parçacık Hızlandırıcılarında Radyasyon Zırhlaması . . . . .	35
2.5.1.1	Parçacık Hızlandırıcılarında Müon Zırhlaması . . . . .	36
2.5.1.2	Parçacık Hızlandırıcılarında Radyasyon Zırhlamada Kullanılan Maddeler . . . . .	37
2.5.1.2.1	Toprak . . . . .	38
2.5.1.2.2	Beton . . . . .	38
2.5.1.2.3	Demir . . . . .	38
2.5.1.2.4	Polietilen . . . . .	39
2.5.2	Proton Hızlandırıcılarında Zırhlama Hesaplamaları . . . . .	39
2.5.2.1	Analitik Yöntemler . . . . .	39
2.5.2.1.1	Proton Hızlandırıcılarının Dikey Düzlemde Zırhlaması . . . . .	42
2.5.2.2	Monte Carlo Yöntemi . . . . .	44
2.5.2.3	FLUKA Monte Carlo Kodu . . . . .	48
2.5.2.3.1	FLUKA'da Elektromanyetik ve Müon Taşınımı . . . . .	50
2.5.2.3.2	FLUKA'da Yüklü Parçacık Taşınımı . . . . .	50
2.5.2.3.3	FLUKA'da Hadronik Modeller . . . . .	51
<b>3</b>	<b>Malzeme ve Yöntem</b>	<b>55</b>
3.1	Benzetim Özellikleri ve Yöntemi . . . . .	55
3.2	Bulgular . . . . .	58
3.2.1	İlk Aşama . . . . .	58
3.2.2	İkinci aşama . . . . .	71
<b>4</b>	<b>Sonuç ve Tartışma</b>	<b>82</b>

## Şekil Listesi

Şekil 2.1 – Parçacık hızlandırıcılarının tarihsel gelişimi. . . . .	6
Şekil 2.2 – Hareket halindeki elektromanyetik dalganın yolu üzerindeki parçacıkların sürüklenmesi. . . . .	8
Şekil 2.3 – Van de Graff Üreteci şematik gösterim. . . . .	10
Şekil 2.4 – Cockcroft ve Walton Üreteci şematik gösterim. . . . .	10
Şekil 2.5 – Wideore’un linak yapısı. . . . .	11
Şekil 2.6 – Alvarez’ in linak yapısı. . . . .	11
Şekil 2.7 – Betatronun yapısı. . . . .	12
Şekil 2.8 – Mikrotronun yapısı. . . . .	13
Şekil 2.9 – Siklotronun yapısı. . . . .	14
Şekil 2.10 – Proton sinklotronuna bir örnek (KEK). . . . .	15
Şekil 2.11 – Tasarlanan proton hızlandırıcısı demet hattı bileşenleri. . . . .	17
Şekil 2.12 – Proton hızlandırıcısı için düşünülen uygulama alanları. . . . .	17
Şekil 2.13 – Radyasyona karşı zırhlamanın etkisi . . . . .	25
Şekil 2.14 – Elektron hızlandırıcılarında oluşan ikincil radyasyonlar. . . . .	26
Şekil 2.15 – Elektromanyetik duş şeması. . . . .	26
Şekil 2.16 – Parçacık hızlandırıcılarında radyasyon ortamı. . . . .	27
Şekil 2.17 – Yüksek enerjili parçacıkların reaksiyon şeması. . . . .	27
Şekil 2.18 – Proton Bragg piki. . . . .	28
Şekil 2.19 – Proton enerjisi ile nükleer etkileşme olasılığı arasındaki değişim. . . . .	29
Şekil 2.20 – Nötron enerjisine bağlı olarak $^{56}\text{Fe}$ ( $n,\text{tot}$ ) tesir kesiti grafiği. . . . .	31
Şekil 2.21 – Nötron enerjisine bağlı olarak beton içinde zayıflatma katsayısı ( $\rho\lambda$ ) grafiği. . . . .	32
Şekil 2.22 – Farklı maddelerde protonların nötron verimi grafiği. . . . .	33
Şekil 2.23 – Proton enerjisine bağlı olarak nötron akı grafiği. . . . .	40
Şekil 2.24 – Doz eşdeğerinin proton enerjisine bağlı grafiği. . . . .	40
Şekil 2.25 – Kaynaktan yatay düzlemde uzaklığa bağlı olarak, Stapleton ve arkadaşları tarafından hesaplanan, 'skyshine' doz eşdeğeri sonuçları. . . . .	43
Şekil 2.26 – Maksimum nötron enerjisine göre, 'skyshine' nötronların etkin menzilleri. . . . .	44
Şekil 2.27 – Nötronun bir madde ile etkileşmesinin Monte Carlo benzetimi. . . . .	45
Şekil 2.28 – Rasgele sayıların sıklık dağılımı. . . . .	46
Şekil 2.29 – Rasgele sayı eksen ve olasılıklar. . . . .	47
Şekil 2.30 – Su fantomunda 670 MeV/n enerjili $^{20}\text{Ne}$ iyonlarının doz-derinlik dağılımı. . . . .	51
Şekil 2.31 – 160 MeV protonların Zr (solda) ile ve 3 GeV protonların Pb (sağda) ile etkileşimleri sonucu farklı açılarda açığa çıkan nötron tayfi. . . . .	52

Şekil 2.32 – 383 MeV ve 542 MeV nötronların Cu üzerine gönderilmesi sonucu yayınlanan döteron (solda) ve triton (sağda) tayfı. . . . .	53
Şekil 2.33 – Kurşun üzerine gönderilen 1 GeV protonların ürettiği artık çekirdekler. . .	53
Şekil 2.34 – Örnek ve dedektör arasındaki farklı mesafelerde soğuma süresinin fonksiyonu olarak doz oranı. . . . .	54
Şekil 3.1 – Oluşturulan bakır hedefin üç boyutlu çizimi. . . . .	57
Şekil 3.2 – Oluşturulan bakır hedefin benzetim geometrisi içindeki konumu. . . . .	57
Şekil 3.3 – İlk aşama için oluşturulmuş benzetim geometrisi. . . . .	58
Şekil 3.4 – 50 MeV'lik protonların beton içinde oluşturduğu doz dağılımının XY grafiği. . . . .	59
Şekil 3.5 – 50 MeV'lik protonların beton içinde x eksenı boyunca hesaplanan doz dağılımı. . . . .	59
Şekil 3.6 – 50 MeV'lik protonların beton içinde y eksenı boyunca hesaplanan doz dağılımı. . . . .	60
Şekil 3.7 – 100 MeV'lik protonların beton içinde oluşturduğu doz dağılımının XY grafiği. . . . .	60
Şekil 3.8 – 100 MeV'lik protonların beton içinde x eksenı boyunca hesaplanan doz dağılımı. . . . .	61
Şekil 3.9 – 100 MeV'lik protonların beton içinde y eksenı boyunca hesaplanan doz dağılımı. . . . .	61
Şekil 3.10 – 250 MeV'lik protonların beton içinde oluşturduğu doz dağılımının XY grafiği. . . . .	62
Şekil 3.11 – 250 MeV'lik protonların beton içinde x eksenı boyunca hesaplanan doz dağılımı. . . . .	62
Şekil 3.12 – 250 MeV'lik protonların beton içinde y eksenı boyunca hesaplanan doz dağılımı. . . . .	63
Şekil 3.13 – 1000 MeV'lik protonların beton içinde oluşturduğu doz dağılımının XY grafiği. . . . .	63
Şekil 3.14 – 1000 MeV'lik protonların beton içinde x eksenı boyunca hesaplanan doz dağılımı. . . . .	64
Şekil 3.15 – 1000 MeV'lik protonların beton içinde y eksenı boyunca hesaplanan doz dağılımı. . . . .	64
Şekil 3.16 – 50 MeV'lik protonların toprak içinde oluşturduğu doz dağılımının XY grafiği. . . . .	65
Şekil 3.17 – 50 MeV'lik protonların toprak içinde x eksenı boyunca hesaplanan doz dağılımı. . . . .	66
Şekil 3.18 – 50 MeV'lik protonların toprak içinde y eksenı boyunca hesaplanan doz dağılımı. . . . .	66
Şekil 3.19 – 100 MeV'lik protonların toprak içinde oluşturduğu doz dağılımının XY grafiği. . . . .	67
Şekil 3.20 – 100 MeV'lik protonların toprak içinde x eksenı boyunca hesaplanan doz dağılımı. . . . .	67
Şekil 3.21 – 100 MeV'lik protonların toprak içinde y eksenı boyunca hesaplanan doz dağılımı. . . . .	68
Şekil 3.22 – 250 MeV'lik protonların toprak içinde oluşturduğu doz dağılımının XY grafiği. . . . .	68
Şekil 3.23 – 250 MeV'lik protonların toprak içinde x eksenı boyunca hesaplanan doz dağılımı. . . . .	69
Şekil 3.24 – 250 MeV'lik protonların toprak içinde y eksenı boyunca hesaplanan doz dağılımı. . . . .	69
Şekil 3.25 – Grafikler yardımı ile zırh kalınlıklarının belirlenmesi. . . . .	70

Şekil 3.26 – 250 MeV’lik protonlar için gerekli beton-toprak duvar ve çatı kalınlıklarının karşılaştırma grafiği. . . . .	71
Şekil 3.27 – Tasarlanan hızlandırıcı tüneli için oluşturulmuş benzetim geometrisinin iki boyutlu çizimi. . . . .	72
Şekil 3.28 – Tasarlanan hızlandırıcı tüneli için oluşturulmuş benzetim geometrisinin önden üç boyutlu çizimi. . . . .	72
Şekil 3.29 – Tasarlanan hızlandırıcı tüneli için oluşturulmuş benzetim geometrisinin yandan üç boyutlu çizimi. . . . .	73
Şekil 3.30 – 50 MeV’lik protonlar için tasarlanan tüneldeki doz dağılımının XY grafiği. .	73
Şekil 3.31 – 50 MeV’lik protonlar için tasarlanan tünelde x eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı. . . . .	74
Şekil 3.32 – 50 MeV’lik protonlar için tasarlanan tünelde y eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı. . . . .	74
Şekil 3.33 – 100 MeV’lik protonlar için tasarlanan tüneldeki doz dağılımının XY grafiği. .	75
Şekil 3.34 – 100 MeV’lik protonlar için tasarlanan tünelde x eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı. . . . .	75
Şekil 3.35 – 100 MeV’lik protonlar için tasarlanan tünelde y eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı. . . . .	76
Şekil 3.36 – 250 MeV’lik protonlar için tasarlanan tüneldeki doz dağılımının XY grafiği. .	76
Şekil 3.37 – 250 MeV’lik protonlar için tasarlanan tünelde x eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı. . . . .	77
Şekil 3.38 – 250 MeV’lik protonlar için tasarlanan tünelde y eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı. . . . .	77
Şekil 3.39 – %20 $B_4C$ ile katkılandırılmış beton kullanıldığında oluşan doz dağılımının XY grafiği. . . . .	78
Şekil 3.40 – %20 $B_4C$ ile katkılandırılmış beton kullanıldığında x eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı. . . . .	79
Şekil 3.41 – %20 $B_4C$ ile katkılandırılmış beton kullanıldığında y eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı. . . . .	79
Şekil 3.42 – %40 $B_4C$ ile katkılandırılmış beton kullanıldığında oluşan doz dağılımının XY grafiği. . . . .	80
Şekil 3.43 – %40 $B_4C$ ile katkılandırılmış beton kullanıldığında x eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı. . . . .	80
Şekil 3.44 – %40 $B_4C$ ile katkılandırılmış beton kullanıldığında y eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı. . . . .	81

## Tablo Listesi

Tablo 2.1 – Parçacık hızlandırıcı tipleri . . . . .	8
Tablo 2.2 – Parçacık hızlandırıcılarının karakteristik özellikleri . . . . .	9
Tablo 2.3 – Parçacık hızlandırıcılarının kullanım alanları . . . . .	16
Tablo 2.4 – Radyolojik nicelikler ve birimler . . . . .	21
Tablo 2.5 – Radyasyon türlerine göre ağırlık faktörleri . . . . .	21
Tablo 2.6 – Maksimum müsaade edilen dozlar (ICRP) . . . . .	22
Tablo 2.7 – Dünyadaki bazı ülkelerin farklı radyasyon alanları için doz sınırları. . . . .	22
Tablo 2.8 – TAEK Radyasyon Güvenliği Yönetmeliği doz limitleri. . . . .	22
Tablo 2.9 – Nötron verimi için $n = n_0 E_p^m$ bağıntısına göre elde edilen $n_0$ ve m parametreleri. . . . .	33
Tablo 2.10 – Yaygın olarak kullanılan maddelerden üretilen radyonüklidler. . . . .	34
Tablo 2.11 – Tesch' in Formül'ü ve Moyer Modeli için parametreler. . . . .	41
Tablo 2.12 – Denklem 2.22'de kullanılan a,b ve $\lambda$ parametreleri. . . . .	44
Tablo 2.13 – Örnek Monte Carlo benzetiminde olay gerçekleşme olasılıkları. . . . .	46
Tablo 2.14 – FLUKA'da taşınan parçacıkların enerji aralıkları. . . . .	50
Tablo 3.1 – Benzetimde kullanılan demet enerjileri ve akımları. . . . .	55
Tablo 3.2 – Benzetimde kullanılan maddelerin bileşenleri. . . . .	56
Tablo 3.3 – FLUKA kodu ile hesaplanan yan duvar ve çatı zırh kalınlıkları. . . . .	65
Tablo 3.4 – FLUKA kodu ile hesaplanan yan duvar zırh kalınlıkları. . . . .	70
Tablo 3.5 – FLUKA kodu ile hesaplanan çatı zırh kalınlıkları. . . . .	70
Tablo 3.6 – Benzetimde kullanılan B4C'nin bileşenleri. . . . .	78
Tablo 3.7 – Standart beton, %20 ve %40 B4C ile katkılanmış beton için benzetim sonuçları. . . . .	81



## Kısaltma Listesi

CERN	Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
DPT	Devlet Planlama Kurumu
FLUKA	FLUktuierende KAscade
IAEA	Uluslararası Atom Enerjisi Kurumu
ICRP	Uluslararası Radyolojik Korunma Komitesi
LHC	Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
NCRP	Radyasyondan Korunma ve Ölçme Ulusal Konseyi
RF	Radyo Frekans
TAEK	Türkiye Atom Enerji Kurumu
THM	Türk Hızlandırıcı Merkezi
TÜBİTAK	Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu

## Teşekkür

Yüksek lisans tez çalışmam süresince karşılaştığım zorlukların çözümlenmesinde değerli bilgileri ve tecrübeleri ile yardımlarını esirgemeyen kıymetli danışman hocam Yrd.Doç.Dr. Nermin KÜÇER'e, bu araştırma için beni yönlendiren, çalışmalarına her türlü desteği sağlayan değerli hocam Yrd.Doç.Dr. Rahmi KÜÇER'e teşekkürlerimi bir borç bilirim.

Ayrıca gece gündüz demeden her sorunumda danışabildiğim hocam Araş.Gör. Bora CANBULA'ya, maddi ve manevi desteği ile her zaman yanımda olduğunu gösteren annem Şeyda GÜZEL ve babam Seyhan TÜREMEN ile yüksek lisans eğitimim boyunca beni sürekli destekleyen Uzm.Dr.Can HAMSİCİ'ye çok teşekkür ederim.

Bu çalışmada adı geçen "Türk Hızlandırıcı Merkezi Teknik Tasarımı ve Test Laboratuvarı (DPT2006K-120470)" konulu projede araştırmacı olarak görev almam için olanak sağlayan başta Proje Yöneticisi Sayın Prof.Dr. Ömer YAVAŞ ve PH-Alt Proje Koordinatörü Sayın Prof.Dr. Baki AKKUŞ ile projedeki diğer değerli hocalarım ve arkadaşlarıma da teşekkür ederim.

Bu araştırmada yer alan nümerik hesaplamalar TÜBİTAK ULAKBİM, Yüksek Başarım ve Grid Hesaplama Merkezi'nde (TRUBA Kaynaklarında) gerçekleştirilmiştir. Bu olanakları sağlayan yetkililere teşekkür ederim.

## Özet

Düşük enerjili proton hızlandırıcılarında, protonların hedef veya hızlandırıcı bileşenleri ile yaptığı etkileşmeler sonucu, yüksek yoğunluklu ve yüksek enerjili radyasyon alanları oluşur. Bu radyasyon alanlarının, çalışanlar ve çevre halkı üzerindeki etkisinin izin verilen doz sınırların altında olması için zırhlama yapılır.

50-250 MeV enerji aralığındaki protonların zırhlaması için boyutları 6mx5mx10m olan bir tünel tanımlandı. Tünelde demet ekseninden; çatı 4m, yan duvarlar ise 3m uzaklıktadır. Yan duvar ve çatı için minimum zırh kalınlıklarının belirlenmesinde, zırh maddesi olarak farklı yoğunlukta standart beton ve toprak örnekleri alındı. Gerekli zırh kalınlık değerlerini belirlemek için örneklerin yan duvar ve çatı kalınlıkları maksimum olarak alındı.

Farklı proton enerjileri için hesaplanan eşdeğer doz dağılımlarından kontrolsüz, denetimli ve kontrollü alanlara göre standart beton ve toprak zırh kalınlıkları belirlendi. Standart betona farklı oranda  $B_4C$  ilave edilerek kalınlık değişimleri incelendi. Ayrıca, zırh maddesi olarak standart beton seçilip, tünelin yan duvarları kontrolsüz alanlara göre, çatı ise kontrollü alanlara göre düzenlenerek, 50-250 MeV enerji aralığındaki protonlar için doz dağılımları incelendi.

Bu çalışmanın amacı, Türk Hızlandırıcı Merkezi bünyesinde kurulması düşünülen proton hızlandırıcısı için tünel tasarımı, zırh kalınlıkları ve eşdeğer doz dağılımını FLUKA Monte Carlo benzetim kodu kullanarak belirlemektir.

## Abstract

Radiation fields with high-intensity and high-energy are formed as a result of the interactions of protons with the target or the accelerator components in low-energy proton accelerators. Shielding is made for being under permissible dose limit of these radiation fields that effect on radiation workers and public.

A tunnel which dimensions of 6mx5mx10m was defined for shielding of 50-250 MeV protons. In the tunnel, a roof 4m and side walls 3m away from the beam axis. Standard concrete and soil samples in different density were collected as the shielding material for determining the minimum shield thicknesses of the side walls and roof. The thicknesses of side walls and roof are taken as maximum for estimating required values of shield thicknesses.

Thicknesses of standard concrete and soil shield were determined according to non-designated, supervised and controlled areas from equivalent dose distributions that estimated for different proton energies. In addition the thickness variations are investigated by adding different amount of  $B_4C$  to standard concrete. When standard concrete is selected as shielding material, dose distributions for protons in the energy range of 50-250 MeV were examined. The side walls of the tunnel are arranged according to non-designated area dose limits, in case the roof is arranged according to controlled areas.

The purpose of this study is to determine tunnel design, shielding thicknesses and distribution of equivalent dose for proton accelerator that planning to build within Turkish Accelerator Center.

# 1 Giriş

Proton hızlandırıcıları, yüklü parçacık olan proton demetlerinin başlangıç enerjilerinin artırılarak hedeflenen değere ulaşmalarını sağlayan donanımlardır. Hızlandırma nedeni, iyon kaynağından çıkan düşük enerjili (kiloelektron volt (keV) mertebesinde) protonları kullanım amacına göre yüksek enerjilere (MeV, GeV ya da TeV) çıkarmaktır.

Proton hızlandırıcılarında yüksek enerjilere yaklaşıldıkça, proton demetinin demet gömüsü ya da hızlandırıcı bileşenlerine çarparak ortaya çıkardığı, özellikle nötronlardan oluşan yüksek yoğunluklu ve yüksek enerjili radyasyonlu alanlar oluşur. Radyasyon etkisini belirlenen seviyeye düşürmek için radyasyonlu alan ile belirlenen konum arasına yeterli kalınlıkta uygun zırh maddesi yerleştirilir. Proton hızlandırıcılarında genellikle zırh maddesi olarak, maliyeti ve kullanılabilirliği nedeni ile beton tercih edilir.

Farklı türde radyasyonların madde içinde soğurulma süreçleri farklı olduğundan radyasyona karşı zırhlamada kullanılacak zırh maddesi, radyasyonun türü ve demetin enerjisine göre seçilmelidir. Fotonlara karşı zırhlamada beton yaygın olarak kullanılırken, nötronlara karşı zırhlamada betonun yanı sıra su, polietilen, parafin, bor gibi nötron yutma tesir kesiti yüksek olan düşük yoğunluklu ikinci bir maddenin kullanılması gerekmektedir.

Proton hızlandırıcılarında kullanılan zırh maddesi kadar zırhın kalınlığı da büyük önem taşımaktadır. Hızlandırıcı tesisinde yer alan kontrolsüz (non-designated), denetimli (supervised) ve kontrollü (controlled) radyasyon alanları için gerekli zırh kalınlıklarının belirlenmesinde ampirik bağıntılar ile birlikte bu amaca uygun olarak geliştirilmiş benzetim kodları da yaygın olarak kullanılır.

Bu tez çalışmasında, Türk Hızlandırıcı Merkezi Projesi bünyesinde kurulması düşünülen proton hızlandırıcısının farklı proton enerjilerine uygun tünel tasarlandı. Tüneli çevreleyen beton ve toprak kalınlıkları FLUKA Monte Carlo benzetim kodu kullanılarak incelendi.

## 2 Kuramsal Bilgiler

### 2.1 Parçacık Hızlandırıcıları

Parçacık fiziğinin temel amacı, maddenin temel yapı taşlarını ve aralarındaki etkileşimleri incelemektir. İncelenen parçacıkların boyutları  $1E-15$  m mertebesinde olduğundan, görünür ışık bu durumda yeterli değildir ve bu parçacıklar gözle görülemezler. Böyle bir durumda yüksek enerjili parçacık demetleri veya foton kullanılması gerekir [1]. Bu maksatla; günümüzde sayılı merkezde yer alan hızlandırıcı laboratuvarlarında, yüksek enerjili foton ya da parçacık demetlerinin elde edildiği hızlandırıcılar kullanılır. Elde edilen proton, elektron, pozitron, antiproton gibi temel parçacık demetleri hızlandırıcılarda çarpıştırılarak, maddenin temel yapı taşları ve bu yapı taşları arasındaki etkileşimler incelenabilmektedir. Günümüzde çarpıştırıcılar sayesinde  $1E-20$  m mertebesine kadar inilmiştir [2].

Hızlandırıcıların tasarımı, hangi amaç için kullanılacaklarına bağlı olarak önemli değişiklik gösterir. Bazı durumlarda yüksek enerji, bazı durumlarda ise yüksek yoğunluk gereklidir. Hızlandırıcılarda elektrik alan, yüklü parçacıkları hızlandırmak için; manyetik alan ise demeti odaklamak ve saptırmak için kullanılır [3]. Hızlandırıcılar sayesinde, yüksek enerjilere çıkarılan parçacık demetleri birbirleriyle ya da sabit hedeflerle çarpıştırılmakta, elde edilen sonuçlar da karmaşık detektör sistemleri ve bilgisayar programları yardımıyla tespit/analiz edilmektedir [2].

#### 2.1.1 Parçacık Hızlandırıcıları Tarihi

Parçacık hızlandırmaya olan ilginin, 1910'da İngiltere'deki Cambridge Üniversitesi'nin Cavendish Laboratuvarı'nda Ernest Rutherford'un alfa parçacıklarıyla yaptığı deney sonucunda ortaya çıktığı söylenebilir. Rutherford deneyde, ince bir altın levha üzerine gönderdiği alfa parçacıklarının bazılarının geri teptiğini farkettiler. Böylece atomların merkezinde oldukça küçük, yoğun bir kütle olduğunu düşündü. 10 yıl kadar sonra bir ilke daha imza atarak, azot çekirdeğini parçalamak için radyoaktif izotoplardan elde edilmiş yaklaşık 5 milyon elektron volt (MeV) enerjili alfa parçacıklarını kullandı. 1927'de Kraliyet Cemiyeti'ndeki (Royal Society of London) konuşmasında Rutherford, azottan daha yüksek bağlanma enerjisine sahip çekirdekleri parçalamak için yüklü parçacıkların hızlandırılarak, doğal alfa bozunmasından daha yüksek enerjilere çıkarılması gerektiğini açıkladı. Rutherford'un alfa ve beta parçacıklarını daha yüksek enerjilere çıkarma düşüncesi ilgi ile karşılandı [4].

Hızlandırıcı yapımında ilk aşama, on dokuzuncu yüzyıl başında yapılan Crookes adındaki içinde elektrot bulunan vakum cam tüpüdür. İlk modern hızlandırıcı, 1895 yılında Alman bilim adamı Konrad Roentgen tarafından yapılan x-ışını makinesi olarak kabul edilir. Roentgen x-ışını makinesini icat ederken Crookes tüpünü kullandı. 1912 yılında x-ışınları ile Max von

Laue ve Sir Lawrance Bragg tarafından kristal yapı içerisinde atomun ilk detaylı fotoğrafı elde edildi. Rutherford'un nükleer fizik araştırmalarında kullanılması için parçacık hızlandırıcılarının yapılmasını önermesinden sonra, bu düşüncesini Cavendish laboratuvarında araştırma yapan iki İngiliz bilim adamı olan John D. Cockcroft ve Ernest Walton 1932 yılında hayata geçirmeyi başardılar. Bu hızlandırıcıda transformatörler kullanılarak 800 kilovoltluk gerilime ulaşıldı ve hızlandırılan parçacık, elektron değil protondu. Yine 1931'de Princeton Üniversitesi'nde, Van de Graaf kendi adını verdiği hızlandırıcısını oluşturdu.

İlk doğrusal hızlandırıcı bir İsveçli fizikçi olan Gustav Ising tarafından düşünöldü ve şematik hale getirildi. Bu hızlandırıcı bir Norveçli mühendis olan Rolf Wideröe tarafından 1928'de üretildi. Bu hızlandırıcı, parçacıkları hızlandırmak için radyo frekans (RF) gerilimi kullanarak hızlandırıcılar tarihinde çığır açmıştır.

Doğrusal hızlandırıcılar (linak) ile parçacıklar, öncekilere göre çok daha fazla hızlandırılabilirdi. 1940'lardaki II. Dünya Savaşı'nda sık kullanılan radarlar, yüksek frekanslı güç kaynaklarının gelişmesine neden olmuş, bu da daha sonraları doğrusal hızlandırıcılarda kullanılmıştır.

Doğrusal hızlandırıcıların uzunluğu inşaat maliyetlerini artırıyordu. 1929 yılında Berkeley Üniversitesi'nde Ernest Lawrence dairesel hızlandırıcı fikrini ortaya attı ve 1931 yılında Stanley Livingston ile birlikte siklotronu inşa etti. İlk betatron fikri 1936 yılında Alman bilim adamı M. Steinbeck tarafından ortaya atıldı ve 1939 yılında ABD'de D.W. Kerst tarafından hayata geçirildi.

Siklotronda elektrik ve manyetik alan sabitti, elektrik ve manyetik alanın değişken olduğu Sinkrotron fikri 1944'de Rusya'da V. Veksler tarafından ortaya atıldı ve aynı zamanda bağımsız olarak E. M. McMillan tarafından Los Alamos Laboratuvarı'nda uygulandı.

Elektrik ve manyetik alanlardan biri sabit, diğeri değişken olarak çalışan sinkrosiklotron 1945'te Ernest Lawrence öncülüğünde inşa edildi. 1950'de ilk büyük proton sinkrotronu olarak 3 GeV'lik Cosmotron, ABD'deki Brookhaven Laboratuvarı'nda inşa edildi. 1952 yılında Avrupa'da büyük bir hızlandırıcı yapmak isteyen bir grup Avrupalı bilim adamı Cosmotron'u incelemek ve ABD'li bilim adamlarından bilgi almak için Brookhaven Laboratuvarı'na geldiler. 1960 yılında dokuz Avrupa ülkesinin ortaklaşa yaptığı 33 GeV'lik enerjiye sahip Sinkrotron, İsviçre Fransa sınırında (CERN) inşa edildi. Zamanla güçlendirilen ve geliştirilen CERN, 2008'de tamamlanan LHC (Large Hadron Collider-Büyük Hadron Çarpıştırıcısı) ile birlikte dünyadaki en büyük parçacık fiziği araştırma merkezi haline almıştır [5].

Parçacık hızlandırıcılar için önemli tarihsel gelişmeler sıralanırsa;

- **1900 – 1925 Radyoaktif Kaynak Deneyleri (E.Rutherford)**

Daha yüksek enerjili demet gereksinimi.

- **1928 – 1932 Elektrostatik Hızlandırma**
  - **1930 - İlk Parçacık Hızlandırıcısı (John D. Cockcroft and E.T.S. Walton - Cambridge, England)**  
Diyotlar kullanılarak gerilim arttırma ve osilasyonlu bir gerilim (700 keV).
  - **1931 - Van de Graaff Üretici (Robert Jemison Van de Graaff – Princeton, ABD)**  
Mekanik bir kayış üzerinden voltaj yükleme (1.2 MeV).
- **1928 – İlk Doğrusal Hızlandırıcı (Ising - Rolf Wideröe)**  
Rezonans hızlandırması - Ising'in fikri ortaya atması ve Wideroe'nin ilk linakı yapması.
- **1931 – Amerikan Doğrusal Hızlandırıcısı (David Sloan – Berkeley, ABD)**
- **1931 – İlk Siklotron (Ernest Lawrence – Berkeley, ABD)**  
Lawrance'ın danışmanlığında Livingstone tarafından doktora tezi olarak prototipin yapılması.
- **1940 – Betatron (Donald William Kerst – Illinois, ABD)**
- **1945 – Mikrotron (V. Veksler - Sovyetler Birliği, E.M. McMillan – Kaliforniya Üniversitesi, ABD)**
- **1946 – Doğrusal Proton Hızlandırıcısı**  
Alvarez tarafından sürüklenme tüplü RF yapıların tasarlanması (2p modunda).
- **1947 – Elektron Sinklotronu**
- **1947 – Sinkro-siklotron**
- **1950 – Kuvvetli Odaklama**  
Christofilos değişken alan gradyen kavramını bulmuştur (enine kuvvetli odaklama).
- **1951 – Tandem Hızlandırıcı**  
Alvarez elektrostatik hızlandırma kavramını geliştirerek tandem hızlandırıcıyı yapmıştır.
- **1952 – Proton Sinklotronu**
- **1953 – CERN Proton Sinklotronu**
- **1955 – AGS**  
Courant, Snider and Livingstone Brookhaven'da değişken gradyenli Cosmotron'u tasarlamıştır.



- **1956 – arpıştırıcı**

Kerst çarpışan demetler kavramını çalışmıştır.

- **1960 – Depolama Halkası arpıştırıcı**

- **1961 – Elektron-Pozitron arpıştırıcı**

Touschek parçacık-antiparacık arpıştırıcısı kavramını ortaya atmıştır.

- **1966 – SLAC**

- **1969 – CERN ISR**

- **1970 – DESY**

- **1981 – İlk Proton-Antiproton arpıştırıcıları (CERN ve FNAL)**

- **1981 – LEP Elektron-Pozitron arpıştırıcısı (CERN)**

- **1983 – TEVATRON (Illinois)**

- **1993 – Üstüniletken (Süperiletken) Süper arpıştırıcı SSC (Texas)**

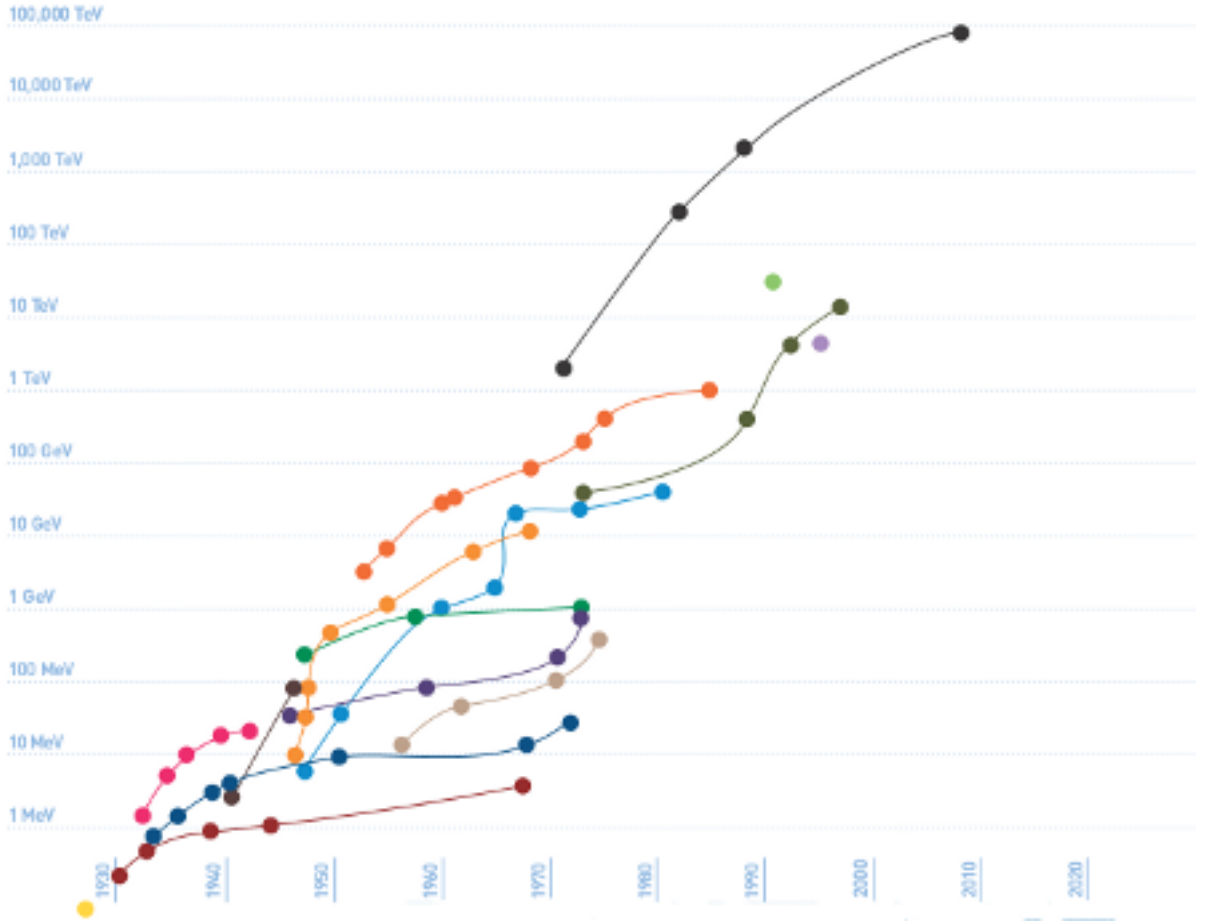
- **2000 – Ağır İyon arpıştırıcıları (RHIC ve CERN)**

- **2008 – Büyük Hadron arpıştırıcısı-LHC (CERN)**

- ....

[2, 4]

Parçacık hızlandırıcılarının geçmişten günümüze gelişimi 'Livingston izimi' adı verilen grafik ile Şekil 2.1'de [6] gösterilmiştir.



Şekil 2.1: Parçacık hızlandırıcılarının tarihsel gelişimi.

- İlk hızlandırıcı
- Siklotronlar
- Cockcroft-Walton elektrostatik hızlandırıcılar
- Van de Graaff elektrostatik hızlandırıcılar
- Betatronlar
- Sinkrotronlar
- Doğrusal hızlandırıcılar
- Elektron sinkrotronlar
- Proton sinkrotronlar
- Depolama halkası çarpıştırıcılar
- Doğrusal çarpıştırıcılar

## 2.2 Parçacık Hızlandırıcıları ve Kullanım Alanları

### 2.2.1 Parçacık Hızlandırma Prensipleri

Hızlandırıcılarda bir parçacığı hızlandırabilmek için parçacığa etkiyen tüm kuvvetler, uygulanan elektromanyetik alandan kaynaklanır. Hızlandırıcı içindeki parçacıklara elektromanyetik dalga gönderildiğinde, parçacık üzerinde iki bileşen etkili olur. Biri manyetik alan diğeri ise elektrik alan bileşenidir. Parçacığı hızlandırabilmek için Lorentz kuvvetinin (Denklem 2.1 ve 2.2) sadece elektrik alan terimi ile ilgilenilir. Çünkü manyetik alan bileşeni parçacıkların hareket doğrultularına dik yönde bir kuvvet uygular ve bu nedenle parçacıklara enerji kazandırmaz. Elektromanyetik dalganın elektrik alanı bileşeni ise, gideceği yol üzerinde bulunan parçacıklara itme kuvveti uygular.

Maxwell denklemi;

$$\nabla \times E = -\frac{1}{c} \frac{dB}{dt}, \quad (2.1)$$

E: Elektrik alan,

B: Manyetik alan,

c: Işık hızı,

t: Zaman.

Lorentz kuvveti;

$$F = q(E + v \times B), \quad (2.2)$$

F: Kuvvet,

E: Elektrik alan,

B: Manyetik alan,

q: Parçacığın elektriksel yükü,

v: Parçacığın ani hızı,

x: Vektörel çarpım.

Parçacıklar negatif yüklü ise kuvvetin yönü elektrik alanın yönüyle ters, parçacıklar pozitif yüklü ise kuvvetin yönü elektrik alanın yönüyle aynı olur. Bu kuvvet  $\vec{F} = q\vec{E}$  eşitliği ile verilir. Sonuç olarak parçacıklar, dalga ile birlikte hareket etme eğilimindedir (Şekil 2.2).



Şekil 2.2: Hareket halindeki elektromanyetik dalganın yolu üzerindeki parçacıkların sürüklenmesi.

Hızlandırıcılarda parçacıkları iten bu elektromanyetik dalgalar, mikrodalga fırınların daha gelişmiş olarak düşünebileceğimiz klistronlardan sağlanır [1].

### 2.2.2 Hızlandırıcı Türleri

Parçacık hızlandırıcıları, potansiyel düşmeli ve periyodik yapıda olmak üzere ikiye ayrılır (Tablo 2.1).

Tablo 2.1: Parçacık hızlandırıcı tipleri

A. Potansiyel düşmeli tip
1. Elektrostatik yüksek voltaj üretici: Van de Graff tipi hızlandırıcı
2. Yüksek voltaj dönüştürücü: Cockroft-Walton tipi hızlandırıcı
B. Periyodik tip
1. Doğrusal demet gezingesi: Doğrusal RF hızlandırıcı
2. Sarmal demet gezingesi: Betatron, Siklotron
3. Dairesel demet gezingesi: Mikrotron, Sinklotron

Çeşitli hızlandırıcı tipleri için hızlandırılan parçacıklar, elektrik ve manyetik alan özellikleri, genel enerji ve akım değerleri Tablo 2.2’de verildi. Bazı enerji ve akım değerleri, dünyadaki önemli hızlandırıcılardan alınmıştır [7].

Tablo 2.2: Parçacık hızlandırıcılarının karakteristik özellikleri

Hızlandırıcı Tipi	Hızlandırılan Parçacık	Elektrik Alan	Manyetik Alan	Tipik Enerji	Tipik Ortalama Akım
Van de Graff	e, p, d, $\alpha$	Düzenli	-	1-6 MeV	100 $\mu A$
Cockcroft-Walton	e, p, d, $\alpha$	Düzenli	-	1 MeV	1 mA
Linak	e	Sabit frekans	-	20 GeV	50 $\mu A$
Linak	p	Sabit frekans	-	800 MeV LAMPF*	1 mA
Linak	Ağır iyon	Sabit frekans	-	10 x (Atom No) MeV	1 $\mu A$
Betatron	e	Elektromanyetik elektrikleme	Düzenli, değişken	300 MeV	1 $\mu A$
Siklotron	p, d, $\alpha$ , vb.	Sabit frekans	Düzenli, sabit	15 MeV/u	50 $\mu A$
Siklotron AVF (Azimutal değişen alan)	p, d, $\alpha$ , vb.	Sabit frekans	AVF, sabit	20-80 MeV/u	500 $\mu A$
Mikrotron	e	Sabit frekans	Düzenli	4 GeV CEBAF*	100 $\mu A$
Sinkrotron	p	Kipleme	Düzenli, değişken	6 GeV	1 $\mu A$
Sinkrotron AG (Dalgalı gradyent)	p	Kipleme	AG, değişken	450 GeV SPS*	10 $\mu A$
Depolama Halkası	e	-	-	8 GeV SPring-8*	100 mA

\*LAMPF: Los Alamos Mezon Fiziği Tesisi (USA)

\*CEBAF: Sürekli Elektron Demeti Hızlandırıcı Tesisi (USA)

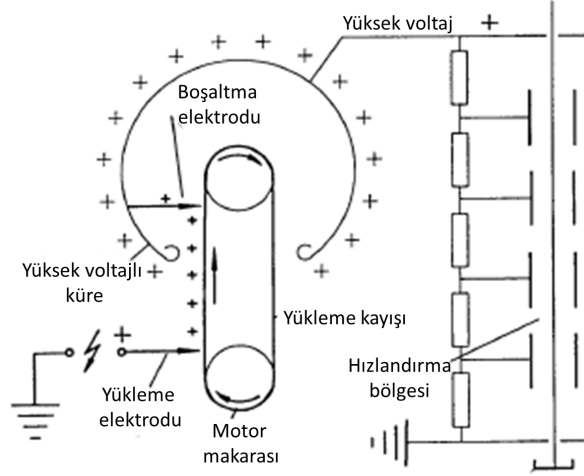
\*SPS: Süper-Proton Sinklotronu (CERN)

\*SPring-8: Süper Foton Halkası-8 [7]

### 2.2.2.1 Van de Graff Üreteci

Terminale mekanik olarak yük taşıyan aletlerin en önemlisi elektrostatik üreteçler veya Van de Graaff üreteçidir. Şekil 2.3'de gösterildiği gibi üreteçte yük, yüksek voltaj ucuna hareket eden bir kayış ile taşınır. Çoğu modern hızlandırıcılarda, bu kayış çok yalıtkan bir metal halkadan yapılmıştır. Van de Graaff hızlandırıcıları, 1930'larda nükleer fizik biliminin anlaşılmasında önemli rol oynamıştır.

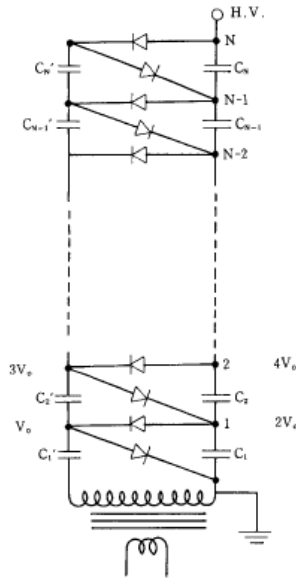
Bir elektrostatik üreteç, 25 MeV'lik bir terminal voltajı üretir. Negatif iyonları toprak ucundan yüksek pozitif voltaja hızlandırarak etkin voltajı iki katına çıkarmak mümkündür. Demeti bir metal halkadan geçirerek hızlandırır. Van de Graaff üreteci yüksek enerji üretir ancak; düşük yoğunluktadır. Çünkü çıkarma işlemi mükemmel bir verimle yapılamaz. Bu elektrostatik üreteçlerdeki demet akımı 10-20  $\mu A$  kadar büyük olabilir [5].



Şekil 2.3: Van de Graff Üreteci şematik gösterim.

### 2.2.2.2 Cockcroft - Walton Üreteci

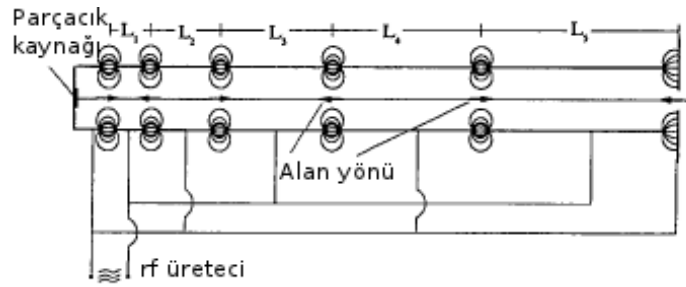
Cockcroft - Walton hızlandırıcısı ilk başarılı yüksek voltaj hızlandırıcısıdır (Şekil 2.4). Voltaj ikileyici bir devrenin kurulmasıyla yapılmıştır. Bu sayede 1932'de protonlar 300 keV'e kadar hızlandırılmıştır. Hızlandırılan bu protonlar, lityum'a bombardıman edilerek iki  $\alpha$  parçacığı üretilmiştir. Modern Cockcroft-Walton üreteçleri, yaklaşık 1 MeV'e kadar ulaşabilir. Cockcroft-Walton üreteçleri yüksek enerjili hızlandırıcı sistemlerinin ilk aşaması olarak yaygın bir biçimde kullanılmıştır [5].



Şekil 2.4: Cockcroft ve Walton Üreteci şematik gösterim.

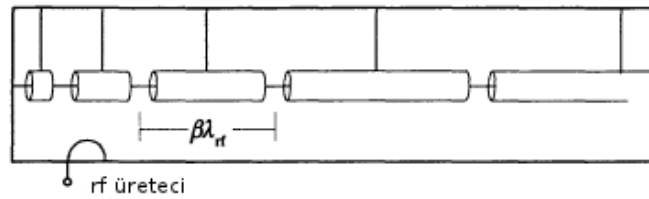
### 2.2.2.3 Doğrusal Hızlandırıcı (LİNAK)

Van de Graff ve Cockcroft - Walton Üreteçleri de doğrusal hızlandırıcılar olarak düşünülebilir. Doğrusal hızlandırıcılarda çok yüksek hızlandırma voltajlarına ulaşılır. Parçacıklar yolları boyunca salınımlı RF alanlar ile hızlandırılır. Doğrusal hızlandırıcıların çalışma prensibi, Wideore'un ortaya attığı salınımlı alanlar ve sürüklenme tüplerine dayanır (Şekil 2.5). Bu yöntemde parçacık, RF alanlarının tekrar tekrar uygulanması ile hızlandırılır. RF alanların işaret değiştirmesinden dolayı parçacıklar, hem hızlandırılabilir hem de yavaşlatılabilir [7].



Şekil 2.5: Wideore'un linak yapısı.

Wideore'nin doğrusal hızlandırıcısında sinyal yapı yüksek frekanslara çıktığında, elektromanyetik radyasyon nedeniyle çok kayıp veriyordu. Bu sorunu aşmak için Alvarez, tüpler arasındaki boşlukları metalik kovuklar ile çevrelemeyi teklif etti (Şekil 2.6). Bu yapıda parçacıklar, metalik sürüklenme tüplerinin içine uygulanan RF alanlar ile hızlandırılırlar. Etkili bir hızlandırma için, parçacıkların hareketleriyle hızlandırma bölgesindeki RF alanlarının eş zamanlı olması gerekir. Sürüklenme tüpünün uzunluğu parçacıkların bir RF periyodunu dolaşmasını sağlayacak şekilde olmalıdır [7].



Şekil 2.6: Alvarez' in linak yapısı.

### 2.2.2.4 Betatron

Betatronu bir transformatör gibi düşünülebiliriz, elektronların daire içerisindeki hareketi transformatörün ikincil bobini olarak çalışır. Uygulanan manyetik alan, hem taneciği yörüngede tutar hem de tanecikleri hızlandırır. Parçacıklar düzenli manyetik alanın oluşturduğu Lorentz

kuvvetinin etkisi altında, dairesel bir yörünge izler. Parçacıklar üzerinde etkili olan Lorentz kuvveti, merkezkaç kuvveti tarafından telafi edilir. Böylece betatron içindeki parçacığın hareketi;

$$\frac{\gamma m v^2}{r} - \frac{e}{c} v B_{\perp} = 0, \quad (2.3)$$

eşitliği ile verilir. Burada;

$\gamma$ : Durgun kütle enerjisi türünden parçacık enerjisi ( $=E/mc^2$ ),

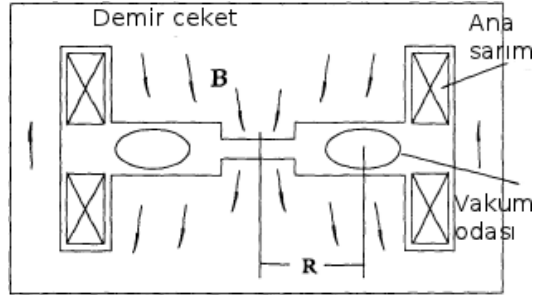
r: Yörünge yarıçapı,

m: Parçacığın kütlesi,

v: Parçacığın hızı,

e: Parçacığın yükü.

Parçacıkların döndüğü çember içersindeki manyetik alan arttığında manyetik akı değişiminden dolayı indüksiyon, elektromotor kuvvet (e.m.k) oluşturur. Bu e.m.k.'nın oluşturduğu elektrik alan, yörünge üzerindeki parçacıkları hızlandırır (Şekil 2.7). Hızlanan parçacıkları yörüngede tutmak için daha fazla manyetik alan uygulanmalıdır, artırılan manyetik alan da yine parçacıkları hızlandırır ve bu işlem böyle devam eder. Bu noktada parçacıkların hem hızlandırılması hem de yörüngede kalması için yörünge üzerindeki manyetik alanın büyüklüğü, yörünge içersindeki değişken manyetik alanın ortalamasının yarısına eşit olmalıdır. Parçacıkların içinde döndüğü betatronun vakum odası seramik ve camdan yapılmıştır ve içi vakumlanmıştır [5].



Şekil 2.7: Betatronun yapısı.

### 2.2.2.5 Mikrotron

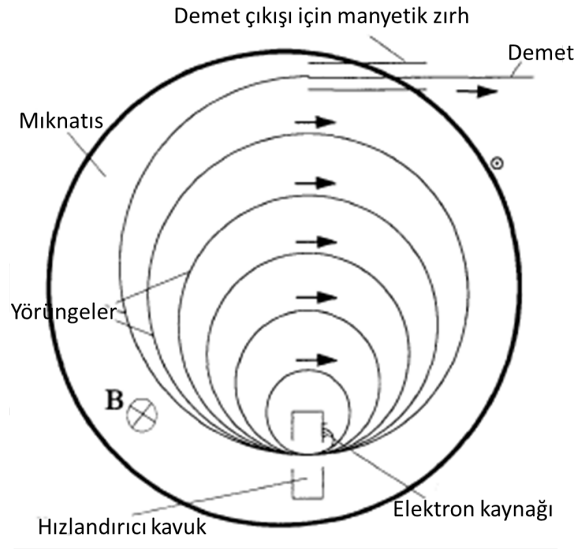
Mikrotronda elektronlar kaynaktan çıkıp hızlandırıcı boşluktan geçerek enerji kazanırlar. Ortamdaki düzgün manyetik alandan dolayı dairesel hareket yaparak tekrar hızlandırıcı boşluğa girerler. Her hızlandırılma işleminden sonra elektronların yarıçapı artar. Parçacıklar mıknatısın (magnet) sonuna geldiğinde dışarı alınırlar (Şekil 2.8). Parçacıkların yörüngesi Lorentz kuvveti eşitliğinden türetilir;



$$\frac{1}{r} = \frac{eB}{cp} = \frac{eB}{mc^2\gamma\beta}, \quad (2.4)$$

p: Parçacığın momentumu.

Rölativistik olmayan durumlarda yörüngelerin dolanım periyodu her seferinde aynıdır. Dolayısıyla boşluktaki hızlandırıcı gerilim ile parçacıklar eş zamanlı buluşurlar. Fakat rölativistik durumlar için bu eş zamanlılık bozulur [5].



Şekil 2.8: Mikrotronun yapısı.

### 2.2.2.6 Siklotron

Siklotronunda, parçacıklar siklotronun merkezine enjekte edilir ve dışa doğru spiral şeklinde hızlandırılır. Parçacıklar zamandan bağımsız düzgün manyetik alan etkisi ile dairesel yol izler. Siklotronunda mıknatıslar “Dee” denilen içi boş oyuklar şeklindedir. Dee’ler alternatif gerilim kaynağına bağlıdır. Parçacıklar Dee’ler içinde elektrik alana maruz kalmazlar sadece manyetik alan etkisiyle dairesel yol alırlar. Dee’ler arasındaki boşlukta ise parçacık hızlandırıcı gerilimin etkisine girer. Böylece tanecik her dönüşünde bu boşluklardan kazandığı enerji ile hızlanır (Şekil 2.9). Parçacıkların Dee’lerde geçireceği zaman manyetik alan ile ayarlanır. Siklotrondaki parçacığın dolanım zamanı ( $\tau$ ) ve ulaşılacak maksimum kinetik enerji ( $E_{kin}$ );

$$\tau = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi mc}{e} \frac{\gamma}{ZB}, \quad (2.5)$$

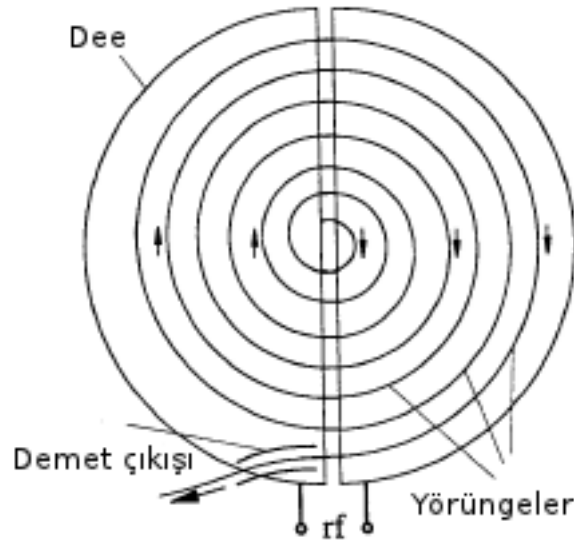
$$E_{kin} = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{(cp)^2}{2mc^2} = \frac{Z^2 e^2 B^2 R^2}{2mc^2}, \quad (2.6)$$

eşitlikleri ile verilir. Burada;

Z: Parçacığın yük çarpanı,

R: Maksimum yörünge yarıçapıdır.

Siklotronlar 0,511 eV'lik elektronların hızlandırılması için elverişli değildir. Çünkü, elektronlar çok kısa sürede rölativistlik hız kazanacaklardır yani elektronların enerjisi artmasına rağmen hızları artmayacaktır. Elektronun yörünge yarıçapı artmasına karşın hızının artmaması boşluklara giriş zamanı ile boşluklardaki hızlandırıcı gerilim zamanının uyum içerisinde olamamasına (faz kayması) neden olur. Bu yüzden siklotron elektronları için ideal hızlandırıcılar değildir. Siklotronda proton veya döteron gibi ağır parçacıklar hızlandırılır. Siklotronlarda, mıknatısların hacim ve maliyeti gibi teknik nedenlerden dolayı ulaşılabilecek maksimum enerji birkaç yüz MeV'dir [5].



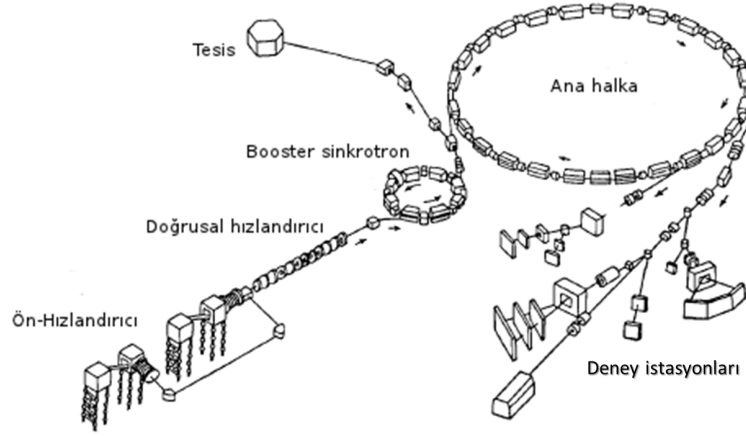
Şekil 2.9: Siklotronun yapısı.

### 2.2.2.7 Sinkrotron

Sinkrotronda, parçacık yörünge yarıçapı sabit tutulur.

$$\frac{1}{R} = \frac{eB}{cp} = \text{sabit}, \quad (2.7)$$

Eşitlikten görüldüğü gibi manyetik alan, parçacığın momentumu ile orantılı olacak şekilde ayarlanır. Yarıçap sabit tutularak yörünge boyunca daha küçük mıknatıslar ile daha yüksek enerjilere çıkılabilir. Bu yüzden manyetik alan, hacmin tamamına değil, sadece dairenin çevresindeki ayrıklı mıknatıslara uygulanır. Dairesel yörünge izleyen parçacıklar, her hızlandırıcı boşluğundan geçişte, elektrik alanına maruz kalırlar ve enerjileri artar. Her dönüşte hızı artan tanecikler, sabit bir periyotla hızlandırıcı boşluğundan geçmediği için boşluğun AC gerilimin frekansı artırılmalıdır. Bu arada merkezkaç kuvveti artan tanecikleri yörüngede tutmak için manyetik alan da artırılır. Bu sebeplerden siklotronda elektrik alan ve manyetik alan sabitken, sinkrotronda her ikisinde değişkendir. Ağır ya da düşük enerjili parçacıklar için, hızlandırmanın ön aşamalarında frekans kiplenimi gerekir. Bu amaçla enjektör olarak, doğrusal bir hızlandırıcı ya da mikrotron kullanılır (Şekil 2.10). Bir sinkrotron hızlandırıcısı, güçlü odaklama ve üstüniletken teknolojisini kullanarak protonları bir kaç TeV enerji mertebesine çıkarabilir [5].



Şekil 2.10: Proton sinklotronuna bir örnek (KEK).

### 2.2.3 Parçacık Hızlandırıcılarının Kullanım Alanları

Parçacık hızlandırıcıları tarihsel olarak, nükleer ve temel parçacık fiziğindeki ilerlemeler ile birlikte gelişmiştir. Hızlandırıcılar gelişimlerinin ilk aşamalarında, tanı ve tedavi amaçlı olarak sağlık alanında kullanıldı. Enerji ve şiddetlerindeki artma ile kullanım alanları da çeşitlilik kazandı. Bu kullanım alanlarından bazıları Tablo 2.3'de gösterildi [7].

Tablo 2.3: Parçacık hızlandırıcılarının kullanım alanları

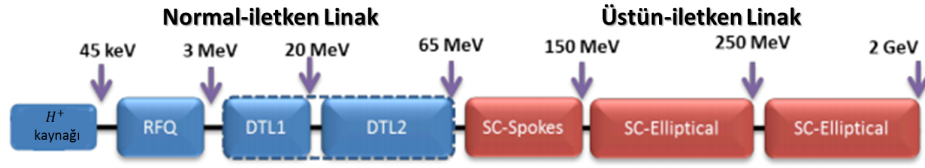
	Elektron	X-ışını	İyon	Nötron
Araştırma				
Temel Parçacık Fiziği	*	*	*	*
Nötron Fiziği				*
Atom ve katıhal Fiziği	*	*	*	*
Biyoloji	*	*	*	*
Kimya	*	*	*	*
Madde üzerindeki radyasyon hasarı	*	*	*	*
Arkeoloji			*	*
Tıp				
Radyoterapi	*	*	*	*
Tanısal radyoloji		*		
Trace element çalışmaları			*	
X-ışını CT (Bilgisayarlı tomografi)		*		
PET (pozitron emisyon tomografisi)			*	
Anjiyografi		* (SR)		
Ziraat				
Gıda ışınlama	*	*		
İmha (Asexualization )		*		
Endüstriyel Radyografi				
İyon aşılama			*	*
Cilalama			*	*
Radyasyon aşılama	*		*	
Risografi	*	* (SR)		
Foto-ayırışma ve foto-iyonlaşma		* (SR)		
Madde Analizi				
Aktivasyon analizi			*	*
Mikroskopi	*		*	
X-ışını floresans analizi	*	*	*	
Topografi ve tomografi		* (SR)		
PIXE (uyarılmış parçacık x-ışını yayınımlı)			*	
AMS (hızlandırıcı kütle spektrometrisi)			*	
Radyoizotop Üretimi			*	*

\*SR: Sinklotron radyasyonu

### 2.2.3.1 THM (Türk Hızlandırıcı Merkezi) Proton Hızlandırıcısı

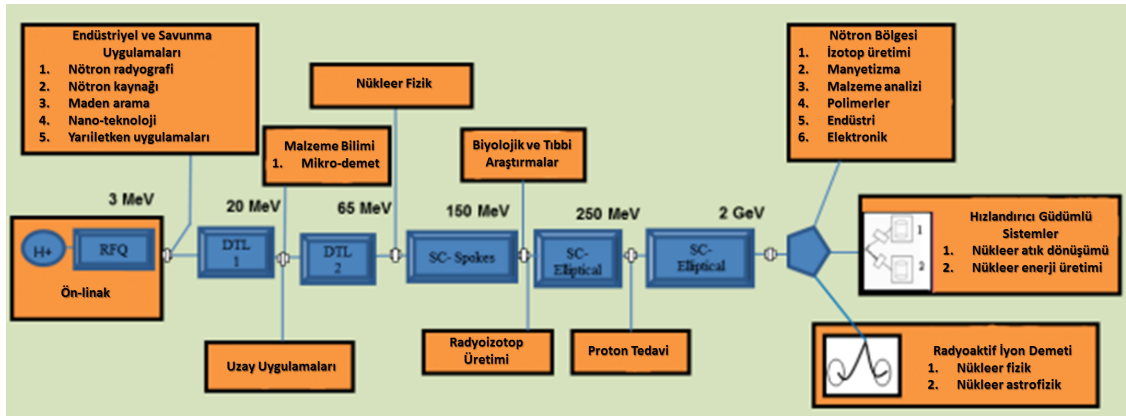
Günümüzde parçacık hızlandırıcılarının önemi her geçen gün artmaktadır. Bu amaca uygun olarak ülkemiz hızlandırıcı teknolojilerine geç de olsa yatırım yapmaya başlamıştır. Türkiye Atom Enerjisi Kurumu'nun (TAEK) yakın zamanda satın aldığı 30 MeV'lik proton siklotronu bu alanda ülkemizdeki en önemli tesis durumundadır.

Ankara Üniversitesi'nin koordinatörlüğünde yürütülen ve Devlet Planlama Teşkilatı (DPT) destekli THM projesi kapsamında yapılması planlanan 2 GeV enerjili proton hızlandırıcısı ülkemiz açısından çok önemli bir teknoloji olacaktır. THM Proton Hızlandırıcısı için tasarlanan hızlandırıcı demet hattı bileşenleri Şekil 2.11'de [8] gösterildi.



Şekil 2.11: Tasarlanan proton hızlandırıcısı demet hattı bileşenleri.

THM Proton Hızlandırıcısı tesisi, kurulması ile birlikte ülkemizde yapılamayan birçok araştırmaya olanak sağlayacaktır. Tesis için düşünülen uygulama alanları Şekil 2.12'de [8] gösterildi.



Şekil 2.12: Proton hızlandırıcısı için düşünülen uygulama alanları.

## 2.3 Radyasyon ve Radyasyon Güvenliği

### 2.3.1 Radyasyon

Radyasyonu, ortamda yol alan enerji olarak tanımlamak mümkündür. Bu tanım kapsamında, doğal ya da yapay radyoaktif çekirdeklerin kararlı yapıya geçebilmek için dışarı saldıkları hızlı parçacıklar ve elektromanyetik dalga şeklinde taşınan fazla enerjilere radyasyon denir.

Radyasyon, temel yapılarına göre iki şekilde sınıflandırılır. Bunlar 'parçacık' ve 'dalga' tipi radyasyonlardır. Parçacık radyasyonu, belli bir kütle ve enerjiye sahip çok hızlı hareket eden parçacıkları ifade eder. Bunlar hızla giden mermilere benzerler, ancak gözle görülemeyecek kadar küçüktür. Dalga tipi radyasyon ise, belli bir enerjiye sahip ancak kütsüz radyasyon çeşididir. Bunlar, titreşim yaparak ilerleyen elektrik ve manyetik enerji dalgaları gibidir. Örneğin, görünür ışık dalga tipi radyasyonun bir çeşididir. Bütün dalga tipi radyasyonlar ışık hızıyla ( $3 \times 10^8$  m/s) hareket ederler.

Doğada mevcut bulunan kararsız elementler, kararlı yapıya geçmeye çalışırken hiçbir dış müdahale olmadan, sahip oldukları fazla enerjilerini çekirdeklerinden dışarı atarlar. Böyle

elementlere doğal radyoaktif elementler, bunların enerji atma olayına da doğal radyoaktivite denir. Doğada kararlı olarak bulunan izotoplar da yapay yollarla kararsız (radyoaktif) hale getirilebilir. Radyoaktif hale gelen çekirdek parçalanmaya uğrar. Bu olay yapay radyoaktivite olarak adlandırılır [9].

Parçacık ve dalga tipli radyasyonları da iki gruba ayırmak mümkündür. Bunlar 'iyonlaştırıcı' ve 'iyonlaştırıcı olmayan' radyasyonlardır. İyonlaştırıcı olmayan radyasyon türleri;

- Morötesi,
- Kızılötesi,
- Radyo dalgaları,
- Mikrodalgalar

dır.

### **2.3.1.1 İyonlaştırıcı Radyasyon**

İyonlaştırıcı radyasyon, çarptığı maddede yüklü parçacıklar (iyonlar) oluşturabilen radyasyondur. İyonizasyon olayı herhangi bir maddede meydana gelebileceği gibi, insanlar dahil tüm canlılarda da oluşabilir. Önlem alınmadığı takdirde tüm canlılar için zararlı olabilecek bir radyasyon çeşitidir. Başlıca iyonlaştırıcı radyasyon çeşitleri;

- Alfa parçacıkları,
- Beta parçacıkları,
- X-ışınları,
- Gama ışınları,
- Nötronlar

dır.

#### **2.3.1.1.1 Alfa Parçacığı**

Alfa parçacığı, iki proton ve iki nötrondan oluşmuş bir helyum ( ${}^4_2\text{He}$ ) çekirdeğidir ve pozitif yüklüdür. Çekirdeğin, alfa bozunması olayı atom numarası büyük izotoplarda görülür ve genellikle doğal radyoaktif atomlarda rastlanır. Alfa parçacıklarını çok küçük kalınlıklardaki maddelerle (örneğin ince bir kağıt tabaka ile) durdurmak mümkündür. Bunun nedeni, diğer radyasyon çeşitlerine göre elektrik yüklerinin daha büyük olmasıdır. Elektrik yüklü, alfa parçacıkları herhangi

bir maddeden geçerken yolları üzerinde yoğun bir iyonlaşmaya neden olur ve enerjilerini kolaylıkla kaybederler. Bundan dolayı erişme uzaklıkları çok kısadır. Genelde, dış radyasyon tehlikesi yaratmazlar. Yiyecek, solunum ve derideki yaralar ile vücuda alındıklarında tehlikeli olabilir [9].

#### **2.3.1.1.2 Beta Parçacığı**

Beta parçacığı da alfa parçacıkları gibi belli bir yük ve kütleyle sahip olduğundan, madde içerisinden geçerken yolları üzerinde iyonlaşmaya sebep olur. Ancak bu iyonlaşma, alfa parçacıklarının oluşturduğu iyonlaşmadan daha azdır. Çünkü, bu parçacıklar alfa parçacıklarına göre daha hafif ve daha giricidir. Yine de bunlardan korunmak için ince alüminyum levhadan yapılmış bir zırh maddesi yeterli olur [9].

#### **2.3.1.1.3 X-Işınları**

Röntgen ışınları da denilen x-ışınları, görünür ışık dalgaları ve mor ötesi ışınları gibi dalga şeklindedir. Bir atoma dışarıdan gelen veya gönderilen yüksek enerjili elektronlar o atomun ilk yörüngelerinden elektronlar koparır. Atomdan kopan bu elektronun yerine daha yüksek düzeylerden (üst yörüngelerden) elektronlar atlayarak kopan elektronun yerindeki boşluğu doldurur. Bu sırada ortaya çıkan enerji fazlalığı x-ışını şeklinde dışarı salınır.

X-ışını yapay olarak, röntgen tüplerinde de elde edilir. Tüp içerisinde ısıtılmış katottan yayılan elektronlar, onbinlerce voltluk gerilimle hızlandırılarak karşıdaki hedef anota çarptırılır. Bu çarpışma sonucu elektronlar durdurulurken elektronların kaybettiği enerji, x-ışınları olarak yayınlanır [9].

#### **2.3.1.1.4 Gama Işınları**

Gama ışınlarının kaynağı, atomun çekirdeğidir. Bu ışınlar, atom çekirdeğinin enerji düzeylerindeki farklılıklardan meydana gelir. Çekirdek bir alfa veya bir beta parçacığı çıkarttıktan sonra genellikle kararlı bir durumda olmaz. Fazla enerjisi bulunan çekirdek bu enerjisini bir elektromagnetik radyasyon halinde yayınlar. Gama ışınları, beta ışınlarından daha yüksek enerjili ve dolayısıyla daha girici (nüfuz edici) ışınlardır.

Gama ve x-ışınlarının, alfa ve beta parçacıklarına göre madde içine nüfuz etme yetenekleri çok daha fazla, iyonlaşmaya sebep olma etkileri ise çok daha azdır. Ancak, birkaç santimetre kalınlığındaki kurşun tuğlalarla yalnız belli bir kısmı durdurulabilir. Madde içerisinden geçerken üstel bir fonksiyon şeklinde bir şiddet azalmasına uğrar. Yüksüz olduklarından elektrik ve manyetik alanda sapma göstermez [9].

### 2.3.1.1.5 Nötronlar

Nötronlar yüksüz parçacıklardır. Bu özelliklerinden dolayı herhangi bir maddeye kolaylıkla nüfuz edebilir. Doğrudan bir iyonlaşmaya sebep olmaz. Ancak, nötronların atomlarla etkileşmeleri, iyonlaştırıcı radyasyonun (alfa, beta, gama veya x-ışınları) ortaya çıkmasına neden olabilir. Nötronlar sadece kalın beton, su veya parafin kütleleriyle durdurulabilir [9].

### 2.3.2 Radyasyondan Korunma Amacı

Radyasyondan korunmanın hedefi, radyasyona maruz kalmaya neden olabilecek faydalı uygulamaları aksatmadan, kişilerin ve toplum üyelerinin maruz kalacağı radyasyon dozunu mümkün olabildiği kadar düşük düzeye indirerek kişilerin ve toplumun korunmasını sağlamaktır. Bu amaç ve hedefe erişebilmek için Uluslararası Radyolojik Korunma Komitesi (ICRP) tarafından yayınlanan 26 No'lu raporda bir doz sınırlama sistemi önerilmiştir;

- **Gereklilik:** Radyasyonun zararlı etkileri göz önünde bulundurularak, net bir fayda sağlamayan hiçbir radyasyon uygulamasına izin verilmemelidir.
- **Optimizasyon (ALARA prensibi):** Tedavi amaçlı tıbbi işlemler hariç, radyasyona maruz kalmayı gerektiren uygulamalarda bireysel dozun büyüklüğü, ışımlanacak kişilerin sayısı, olası tüm işlemler için, ekonomik ve sosyal faktörler göz önünde bulundurularak mümkün olan en düşük dozun alınmasının sağlanmasıdır. ALARA olarak da bilinen bu prensip, her durumun kendi koşulları çerçevesinde riskleri kabul edilebilir bir düzeye indirmek demektir [10].
- **Doz sınırları:** Kişilerin maruz kaldıkları eşdeğer radyasyon dozları, normal şartlar altında ICRP tarafından önerilen sınırları aşmayacaktır.

### 2.3.3 Radyolojik Nicelikler ve Birimler

İyonlaştırıcı radyasyonların madde üzerine olan etkileri, başta radyasyonun enerjisi ve maddenin özellikleri olmak üzere birçok fiziksel, kimyasal ve biyolojik faktörlere bağlıdır. Bütün faktörlerin etki derecelerini anlayabilmek için öncelikle radyasyon şiddetinin bir göstergesi olan radyasyon şiddeti, dozu ve madde tarafından bu dozun ne kadarının soğurulduğunun bilinmesi gerekmektedir [11].

Buna göre, bazı radyolojik nicelikler ve birimler Tablo 2.4'de [12] gösterilmiştir.



Tablo 2.4: Radyolojik nicelikler ve birimler

Nicelik	Tanım	Birim	Formül
Soğurulan doz (D)	Kütle başına soğurulan enerji	1 Gy (=1 j/kg)	$D = \frac{1}{m} \int E dV$
Eşdeğer doz (H)	Organda soğurulan enerji miktarının ağırlık faktörü ile çarpılmış değeri	1 Sv (= $w_R \times Gy$ )	$H_T = \sum_R w_R D_{T,R}$
Etkin doz (E)	Doku veya organların aldığı dozun tüm vücut için yüklediği risk	1 Sv	$E = \sum_T w_T H_T$

Tablo 2.5'de[12] ise radyasyon türlerine göre ağırlık faktörü ( $w_T$ ) değerleri gösterilmiştir.

Tablo 2.5: Radyasyon türlerine göre ağırlık faktörleri

Radyasyonun türü ve enerjisi	Radyasyon ağırlık faktörü, $w_T$
Fotonlar, bütün enerjilerde	1
Elektron ve müonlar, bütün enerjilerde	1
Nötronlar:	
<10 keV	5
10-100 keV	10
>0.1-2 MeV	20
>2-20 MeV	10
>20 MeV	5
Protonlar : E >2 MeV	2
Alfa parçacığı, fisyon ürünleri, ağır çekirdekler	20

#### 2.3.4 Maksimum Müsaade Edilebilir Doz

Uluslararası Radyolojik Korunma Komitesi (ICRP), bir şahıs için maksimum müsaade edilebilir dozu (MMED), edinilen bilgiler ışığında bedensel veya genetik tehlikesi olması ihtimalinin ihmal edilebilecek kadar küçük olduğu, uzun zaman süresince birikmiş bir doz veya tek bir ışınlama sonucu alınan doz olarak tanımlamıştır.

Sağlık etkileri bilinmekle birlikte modern yaşamda radyasyonun yalıtılması olanaksızdır. Bu nedenle radyasyon ve uygulama alanları konusunda otorite olan uluslararası kuruluşlarca halk ve radyasyon çalışanları için maksimum müsaade edilen doz sınırları tespit edilmiştir. Halk ve radyasyon çalışanları için birbirini takip eden beş yılın ortalaması olarak ICRP tarafından belirlenen maksimum müsaade edilen doz sınırları Şekil 2.6'de gösterilmiştir.

Tablo 2.6: Maksimum müsaade edilen dozlar (ICRP)

Doz Sınırları		
	Mesleki	Toplum
Etkin Doz	20 mSv/yıl Tek bir yılda 50 mSv	1 mSv/yıl Tek bir yılda 5 mSv
Yıllık Eşdeğer Doz		
Göz Merceği	150 mSv	15 mSv
Cilt	500 mSv	50 mSv
El-Ayak	500 mSv	-

Dünyadaki bazı ülkelerde geçerli olan doz sınırları Tablo 2.7’de gösterilmektedir.

Tablo 2.7: Dünyadaki bazı ülkelerin farklı radyasyon alanları için doz sınırları.

Alan	ABD (USNRC, 2009)	Japonya (JRPL, 2004)	Güney Kore (Lee, 2008)	İtalya (IRPL, 2000)	İsviçre (BfG, 2004)	Almanya (GRPO, 2005)	Fransa (JORF, 2006)
Sınırlanmış	-	-	-	-	-	-	Kırmızı: >100 mSv/saat Turuncu: <2-100 mSv/saat Sarı: <25 $\mu$ Sv/saat- 2 mSv/saat
Kontrollü	$\leq$ 5 mSv/yıl	<1 mSv/hafta	-	-	<20 mSv/yıl	<3 mSv/saat	Yeşil: 7.5-25 $\mu$ Sv/saat
Denetimli	-	<1.3 mSv/3ay	<0.4 mSv/hafta	<6 mSv/yıl	<5 mSv/y	<6 mSv/yıl	<7.5 $\mu$ Sv/saat
Halk	$\leq$ 1 mSv/yıl	<250 $\mu$ Sv/3ay	<1 mSv/yıl	<1 mSv/yıl	<1 mSv/yıl	<1 mSv/yıl	<80 $\mu$ Sv/ay

Ülkemizde ise Türkiye Atom Enerjisi Kurumu tarafından yayımlanan Radyasyon Güvenliği Yönetmeliği’inde [13] belirtilen doz limitleri Tablo 2.8’da gösterilmiştir.

Tablo 2.8: TAEK Radyasyon Güvenliği Yönetmeliği doz limitleri.

	Yıllık	Ardışık beş yıl ortalaması
Radyasyon görevlileri	$\ll$ 50 mSv	<20 mSv
Halk	<1 mSv	<1 mSv (özel durum: <5 mSv/yıl)

### 2.3.5 Özel Durumlarda Müsaade Edilen Dozlar

Hızlandırıcı tesislerinde normal çalışmalar esnasında ara sıra birkaç işçinin 3 aylık tavsiye olunan sınırlar üzerinde radyasyon dozu almasına izin verilmesini gerektirecek sebepler meydana

gelebilmektedir. Bu gibi hallerde bir tek olayda yıllık doz sınırının iki katını (0.1 Sv) ve ömür boyunca da 5 katını (0.25 Sv) aşmaması şartıyla ışınlanmaya veya radyoaktif madde alınmasına müsaade edilmektedir.

Özel durumlarda müsaade edilen dozlara aşağıdaki durumlarda izin verilmemektedir:

- Verilmesi planlanan dozun kişinin birikmiş dozuna eklenmesi halinde yaş formülü ile bulunan sınırı aşıyorsa,
- Kişi son 12 ay içinde 0.03 Sv'lık bir doza maruz kalmışsa veya eşdeğer iç ışınlama yapabilecek radyoaktif madde soğurulmuşsa,
- Kişi daha önceden senelik doz sınırının 5 katını 0.25 Sv 'ı aşan bir tehlike durumu veya kaza dozu almışsa,
- Hamile bayanların,

özel durum ışınlanmalarına maruz bırakılmaması gerekmektedir [14, 15].

### **2.3.6 Tehlike Durumu Işınlamaları**

Hızlandırıcı tesisinde meydana gelen bir kaza esnasında veya kazadan hemen sonra çok sayıda insanın fazla radyasyona maruz kalmalarını önlemek, insanları ölümden kurtarmak veya değerli bir tesisi kurtarmak nedeniyle, planlanmış özel ışınlanmalar için konulan doz sınırlarının üstünde ışınlanmalarına müsaade edilebilmektedir [15].

### **2.3.7 Radyasyondan Korunma Yöntemleri**

#### **2.3.7.1 Dış Radyasyondan Korunma**

Dış radyasyon tehlikelerine karşı korunma yöntemlerinde, vücut dışında bulunan radyasyon kaynaklarından alınan radyasyon dozlarının, temel radyasyon korunması standartlarıyla öngörülen sınırlar içinde tutulmaları için;

- Mesafe
- Zaman
- Zırhlama

olmak üzere üç fiziksel korunma yönteminden yararlanır.

### 2.3.7.1.1 Mesafe

Radyasyon dozunun azaltılmasında önemli bir faktördür. Radyasyon kaynakları ile çalışırken kaynağa ne kadar yakın bulunulursa, alınacak radyasyon dozu da o kadar fazla olmaktadır. Özellikle nokta kaynaklar için radyasyonun şiddeti, denklem 2.8'de de görüldüğü gibi kaynağa olan uzaklığın karesi ile ters orantılıdır.

$$D_2 = D_1 \times \frac{d_1^2}{d_2^2}, \quad (2.8)$$

$D_1$  :Kaynaktan  $d_1$ uzaklığındaki ışınlama hızı

$D_2$  :Kaynaktan  $d_2$ uzaklığındaki ışınlama hızı

[15, 16].

### 2.3.7.1.2 Zaman

Radyasyon şiddetinin sabit olduğu alanlarda çalışan bir kimsenin aldığı doz, bu alanda kaldığı süre ile doğru orantılıdır. Dolayısıyla, radyasyon alanında çalışırken gereksiz radyasyon dozu almamak için çalışma süresi mümkün olduğu kadar kısa tutulması gerekmektedir. Bunun için, çalışmaya başlamadan önce maksimum çalışma süresini öngören iyi bir çalışma programının yapılması ve çalışma süresince bu programa uyulması gerekmektedir [15, 16].

### 2.3.7.1.3 Zırhlama

Zırhlama, radyasyon doz oranını kabul edilebilir seviyeye azaltmak amacıyla, radyasyon kaynağı ile personel arasına kurşun, beton gibi çeşitli radyasyonların enerjilerini kısmen veya tamamen soğurarak onları biyolojik bakımdan etkisiz kılan maddeler yerleştirilmesidir (Şekil 2.13). Genel olarak iki zırhlama metodu vardır;

- Yakın zırhlama
- Uzak zırhlama

**Yakın zırhlama:** Radyasyon kaynağı ihtiva eden her madde veya kap için uygulanan koruyucu zırhlamadır. Bu yöntem, alfa ve beta gibi az girici radyasyonlar için radyoaktif maddenin yakın çevresi bir koruyucu ile kaplanmasıdır.

**Uzak zırhlama:** Yüksek aktiviteli radyoaktif kaynak ile belirlenen bir konum arasına zırh maddesi yerleştirilerek, radyoaktif kaynağın etkisi azaltılır [15].

Her çeşit radyasyonun etkisi, uygun bir zırh maddesi ile en iyi şekilde azaltılabilir. Zırhın cinsini ve kalınlığını tayinde rol oynayan en önemli faktör radyasyonun enerjisi ve çeşididir. Çünkü her

iyonize edici ışınım türü, madde ile farklı bir şekilde etkileşmekte ve her biri farklı maddeler tarafından etkin bir şekilde durdurulabilmektedir [14, 17].



Şekil 2.13: Radyasyona karşı zırhlamanın etkisi

#### 2.3.7.2 İç Radyasyondan Korunma

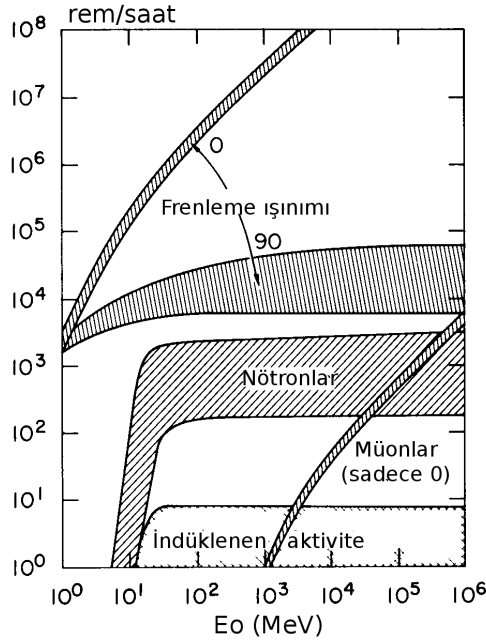
İç ışınlanma, radyoaktif partiküllerin yiyecek, solunum, yara ve kesiklerden vücut içerisindeki belirli doku ve organlara yerleşerek etrafına ışın yapmasıdır. İç ışınlanmanın oluşumunu engellemek için açık radyoaktif maddelerle çalışırken uyulması gereken kurallara titizlikle dikkat etmek gerekmektedir.

### 2.4 Parçacık Hızlandırıcılarında Radyasyon

Parçacık hızlandırıcıları, radyasyon ortamı açısından bakıldığında proton ve elektron hızlandırıcıları olarak ikiye ayrılır.

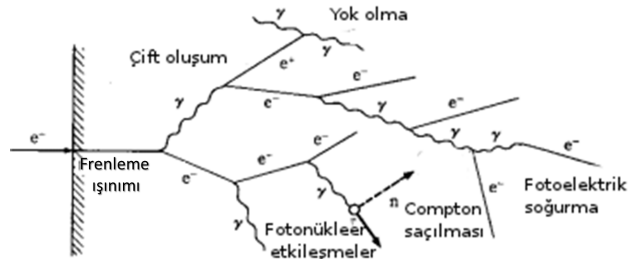
#### 2.4.1 Elektron Hızlandırıcılarında Radyasyon Ortamı

Elektron hızlandırıcıları uygulamalarında, birincil demet olan elektron yerine genellikle, oluşan ikincil demetler kullanılır. Elektron hızlandırıcılarında oluşan radyasyonlar, elektronun enerjisine ( $E_0$ ) bağlı olarak Şekil 2.14'de gösterilmiştir.



Şekil 2.14: Elektron hızlandırıcılarında oluşan ikincil radyasyonlar.

Elektron hızlandırıcılarında fotonlar, elektronların hedef maddeye çarpmasıyla gerçekleşen frenleme ışınımı (bremsstrahlung) olayı sonucu ortaya çıkar. Artan elektron enerjisi ile birlikte, elektromanyetik duş denilen süreç (Şekil 2.15) ile elektronlar yüksek sayıda fotonlar ve ikincil elektronlar üretir. Elektronların enerjisi, çoğu madde için eşik enerjisi olan 6-13 MeV'i aştığında nötronlar da ortaya çıkabilir. Elektronların enerjisi GeV bölgesinin üstüne çıktığında ise,  $\mu^\pm$  mezonları ortaya çıkar. Ortaya çıkan bu  $\mu^\pm$  mezonları da  $\pi^\pm$  mezonlarına bozunur. Bu bozunma sırasında ortaya çıkan  $\pi^0$  mezonları ise hemen iki  $\gamma$  ışını üretir [7].

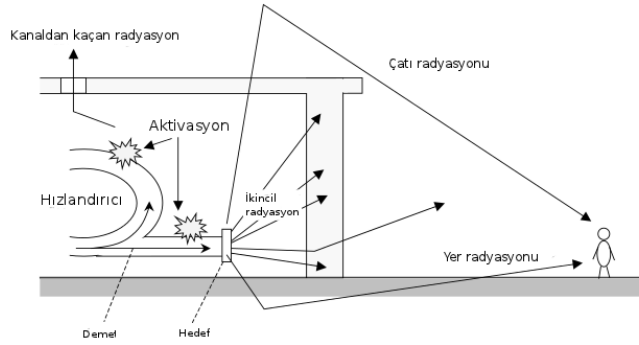


Şekil 2.15: Elektromanyetik duş şeması.

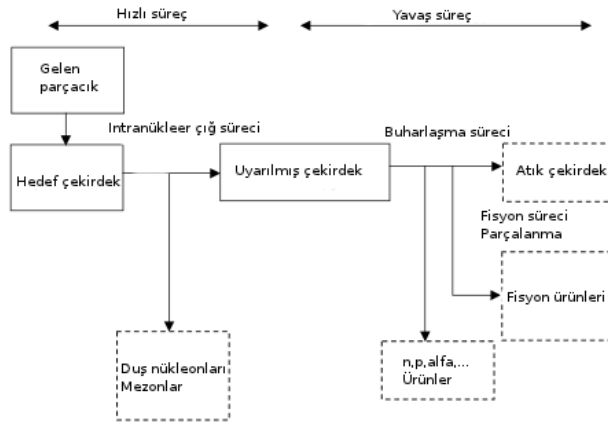
#### 2.4.2 Proton Hızlandırıcılarında Radyasyon Ortamı

Proton hızlandırıcılarında ortaya çıkan en önemli radyasyon, yüklü parçacıkların çarpışmaları sonucu oluşan nötronlardır. Üretilen ikincil radyasyonların çoğu, uygulama alanına göre seçilen hedeflerden üretilen ikincil parçacıklardır. Fakat bunların yanı sıra istenmeyen ikincil parçacıklar

da oluşur. Parçacıkları hızlandırma süreci her zaman verimli olmadığı için hızlandırılan parçacıklar, istenilen maksimum enerjiye ulaşmadan hızlandırıcı parçaları ile etkileşerek kaybolurlar. Bu etkileşmeler sonucu eğer hızlandırılan parçacığın enerjisi, etkileştiği maddenin eşik enerjisinden yüksek ise ikincil radyasyonlar oluşur (Şekil 2.16). Protonların enerjilerinin artmasıyla birlikte, bir kaç on MeV'in üzerinde buharlaşma ve denge öncesi süreçleri, bir kaç yüz MeV'in üzerinde ise spallasyon reaksiyonları ile çoklu parçacık üretimi gerçekleşir. Yüksek enerji bölgesinde, gelen parçacıklar bir çok etkileşme ile çekirdek içerisinde intranükleer duşa neden olur. Bu olay sonucunda çekirdek oldukça uyarılmış seviyeye yükselir. Uyarılmış çekirdek buharlaşma deneni olay ile, çok çeşitli tür ve enerjideki parçacıkları yayımlar (Şekil 2.17). Yayınlanan bu parçacıklar da başka bir çekirdek ile yeniden etkileşime girerek extranükleer duş sürecini oluşturur. Bu zincirleme reaksiyonlara hadronik duş denir. Hadronik duş ile birlikte  $\pi$  ya da  $\mu$  üretimi de gerçekleşir. Süreç reaksiyon enerjisi, parçacıkların yayınlanması için gerekli eşik enerjisinden düşük oluncaya kadar devam eder. Bu durumda parçacık yerine ani  $\gamma$  ışınları yayımlanır. Bu parçacık ve mezonlar içinde zırlaması en zor olanlar, nötronlar ve GeV enerji bölgesindeki  $\mu$  mezonlarıdır [7].



Şekil 2.16: Parçacık hızlandırıcılarında radyasyon ortamı.



Şekil 2.17: Yüksek enerjili parçacıkların reaksiyon şeması.

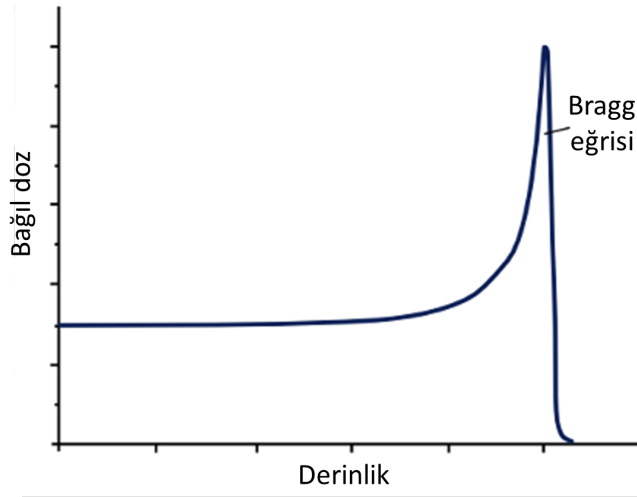
Proton hızlandırıcılarda ortaya çıkan radyasyon, ani ve indüklenmiş radyoaktivite olarak iki ana başlıkta incelenebilir.

#### 2.4.2.1 Proton Hızlandırıcılarında Ani Radyasyon

Proton hızlandırıcılarında hızlandırılan protonlar, madde ile etkileşmeleri sonucu birincil radyolojik hasara neden olurlar. Hızlandırıcı çalışırken, bu etkileşmeler sonucu üretilen radyasyona ani radyasyon denir.

##### 2.4.2.1.1 Protonların Madde ile Etkileşmesi

Protonlar madde ile etkileşerek enerjilerini kaybederken aynı zamanda, ikincil parçacıklar üreterek ani radyasyonun oluşmasına neden olurlar. Düşük proton enerjilerinde enerji kaybı, ortamda gerçekleşen iyonizasyon nedeniyle olur. Düşük proton enerjilerinde iyonizasyon çok fazladır ve proton menzilinun sonunda karakteristik Bragg pikini verir (Şekil 2.18).



Şekil 2.18: Proton Bragg piki.

100-250 MeV enerji aralığındaki protonlar bu özellikleri sayesinde kanser tedavisinde kullanılır. Protonun demir içindeki menzili için yaklaşık bir ifade şu şekilde verilebilir;

$$R_{Fe} = 1.1 \times 10^{-3} E^{1.6}, \quad (2.9)$$

R: Menzil (cm)

E: Enerji (MeV)



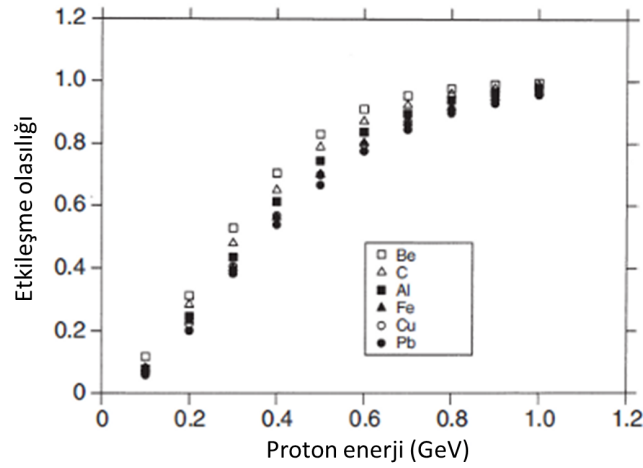
Demir dışındaki maddeler için Bragg-Kleeman kuralına göre menzil, demirin menziline göre ölçeklendirilir;

$$R = R_{Fe} \frac{\rho_{Fe}}{\rho} \frac{\sqrt{A}}{\sqrt{A_{Fe}}}, \quad (2.10)$$

$\rho$  :Yoğunluk

A: Kütle numarası

Hedef çekirdeğin Coulomb engelini aşabilecek kadar yüksek enerjiye sahip olan protonlar, nükleer reaksiyonlar dışında bir de Coulomb saçılması gerçekleştirebilir. Protonun enerjisinin artmasıyla birlikte, nükleer etkileşmeler ile elektromanyetik etkileşmeler çekişme haline girer. Protonun enerjisi 1 GeV bölgesine gelindiğinde nükleer reaksiyon olasılığı, proton enerjisinde artış olsa da hedef maddeden hemen hemen bağımsız olarak sabit kalmaya başlar (Şekil 2.19) [18].



Şekil 2.19: Proton enerjisi ile nükleer etkileşme olasılığı arasındaki değişim.

#### 2.4.2.1.2 Nükleer Etkileşmeler

Proton hızlandırıcılarında oluşan ani radyasyonu anlayabilmek için ele alınan enerji aralığındaki nükleer etkileşmelerin bilinmesi gerekir. Gelen proton ya da genel olarak nükleon çekirdeğe girer, nükleer potansiyel tarafından saptırılır ve enerjisi değişmeden farklı bir açı ile yoluna devam eder. Bu etkileşmeye doğrudan elastik saçılma denir. Diğer bir taraftan gelen nükleon, hedefin nükleonlarından birine çarpıp onu Fermi düzeyinin üzerine uyararak bir bileşik seviye oluşturur. Bu durumda iki alternatif söz konusudur, ya nükleonlardan biri ya da ikisi, kendi bağlanma enerjilerinden daha yüksek enerjiye sahip olabilir. Ya da ikisinde bu enerjiye sahip olmayabilir. İlk durumda enerjisi bağlanma enerjilerinden yüksek olan nükleon ya da nükleonlar, çekirdeği başka bir

etkileşme yapmadan ortalama potansiyel tarafından saparak terkederler. Buna doğrudan etkileşme denir. İnelastik saçılma (çıkan parçacık ile gelen parçacık aynı türde ise) ya da yük alışverişi olduğunda, çekirdeğin atom numarasında bir değişim ( $\Delta A = 0$ ) olmaz. Eğer  $\Delta A \neq 0$  ise, saçılma sonucu parçacığın açılma dağılımı anizotropik olur ve ileri yönde bir dağılım gözlenir. Bu durumda nükleonlar bir çok çarpışmaya uğrar ve uyarılma enerjileri bütün çekirdeğe yayılır. Eğer yeterli enerji bir nükleon üzerinde toplanırsa, o nükleon çekirdekten kopabilir. Benzer şekilde, yeterli enerji bir grup parçacık üzerinde toplanırsa bu  $\alpha$ , döteron, triton gibi parçacıkların salınımına neden olur. Bu süreç buharlaşma olayına benzer ve yayınlanan nötronların tayfı Maxwell dağılımıyla aşağıdaki gibi ifade edilebilir;

$$d\phi(E_n) \propto \frac{E_n}{\Theta^2} \exp\left(\frac{-E_n}{\Theta}\right) dE_n, \quad (2.11)$$

$\Theta$  :Nükleer sıcaklık

İstatiksel denge sağlanmadan önce, yani denge öncesi safhada bileşik reaksiyonlar gerçekleşebilir. Bu durumda, gelen parçacığın doğrultusu ile yayınlanma açısı birbiriyle oldukça ilişkilidir. Diğer yandan istatiksel denge sağlandığında, yayınlanan ya da buharlaşan parçacıkların artık gelen parçacığın doğrultusu ile bir bağlantıları yoktur ve izotropik bir dağılım gösterirler. Buharlaşan parçacıklardan nötronların enerji dağılımı yaklaşık 8 MeV mertebesine kadar ulaşır. Eğer buharlaşan parçacıklar yüklü iseler, Coulomb engeli düşük enerjili parçacıkların yayınlanmasını engeller. Bütün saçılan ve yayınlanan parçacıklar da, tekrar intranükleer duş denen benzer reaksiyonlara neden olabilir. Yüksek atomik kütleli çekirdeklerin, proton ya da nötron ile etkileşmesi sonucu fisyon reaksiyonu da gerçekleşebilir [18].

#### 2.4.2.1.3 Ani Radyasyonun Özellikleri

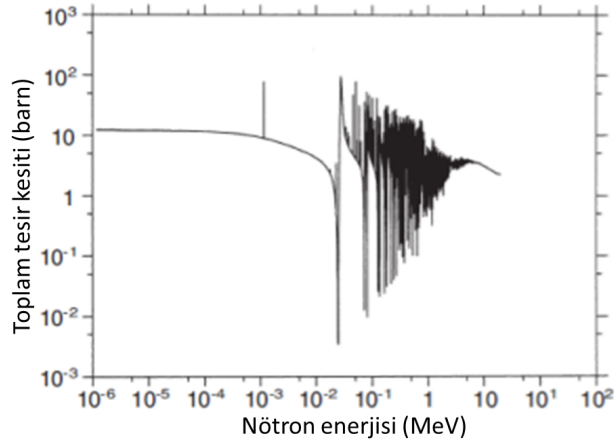
Hızlandırılan protonun madde ile etkileşmesiyle oluşan ani radyasyon alanı çok farklılık gösterir. Bu farklılık proton enerjisi ile doğru orantılıdır. Oluşan ani radyasyon alanı, yüklü ve yüksüz parçacıkların karışımının yanı sıra fotonları da içerir. Günümüzde yukarıda bahsedilen bütün etkileşmeleri içeren benzetim kodları sayesinde, hedefte depolanan enerji gibi etkileşme noktasının etrafındaki radyasyon alanları hesaplanabilmektedir.

1 GeV'den düşük proton enerjilerinde bir basitlik vardır çünkü, nötronları zırlamak için yeterli olan zırh kalınlıkları, nükleer reaksiyonlar ile üretilen yüklü parçacıkları durdurmada da yeterli olur. Bunun anlamı, 1 GeV'e kadar ki enerji bölgesinde hızlandırıcı zırlamasının dışındaki radyasyon alanı nötronlar tarafından belirlenir. Ama yine de nötronlar, radyasyon alanının tek bileşeni değildir. Çünkü yavaşlayan nötronlar, zırh maddesinin çekirdekleri tarafından yakalanarak

gama ışınlarının yayınlanmasına da neden olabilir [18].

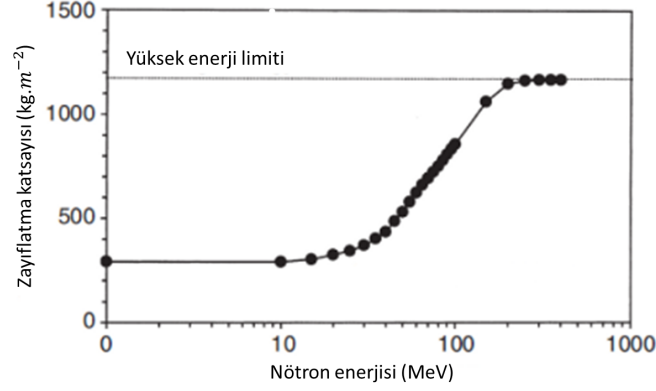
#### 2.4.2.1.4 Ani Radyasyon Alanının Zayıflatılması

1 GeV'e kadar ki proton enerjilerinde hızlandırıcı zırhlaması için anlık radyasyon alanının en önemli bileşeni nötronlardır. Nötronların zırh maddesi içindeki menzili, zırh maddesinin sağladığı doz eşdeğerindeki zayıflatmayı belirler. Nötronları zırhlamak için iki kriter sağlanmalıdır: kaynak ile alan noktası arasına yeterli kütleyi koymak ve her enerjideki nötronu etkili biçimde zayıflatmak. İlk kriter, yüksek yoğunluklu ve yüksek atom kütleli bir madde ile kolayca sağlanabilir. İkinci kriter ise, en kolay şekilde hidrojen içeriği yüksek maddeler ile sağlanabilir. Çünkü hidrojen, her enerjideki nötronlar ile elastik saçılmalar yaparak nötronları etkili şekilde zayıflatır. Bu kriterlere bir de uzun ömürlü ve ucuz olması gibi kriterleri de eklersek, zırhlama için gerekli yüksek hidrojen içeriğine sahip olan betonu zırh maddesi olarak kullanmak uygundur. Eğer daha yüksek yoğunluk istenirse, kaynak noktası yakınında genellikle çelik kullanılır. Bununla birlikte, nötronların demir üzerindeki toplam tesir kesiti 0.2 ile 0.3 MeV enerji aralığında oldukça düşüktür (Şekil 2.20). Aslında bu enerjilerde çelik, nötronları durdurmada etkisizdir. Bundan dolayı çelikten sonra her zaman hidrojen içeren bir madde gelmelidir.



Şekil 2.20: Nötron enerjisine bağlı olarak  $^{56}\text{Fe}$  (n,tot) tesir kesiti grafiği.

Şekil 2.21'de nötron enerjisine bağlı olarak, beton içindeki zayıflatma katsayısı ( $\rho\lambda$ ) grafiği gösterilmektedir. 20 MeV' in altında, zayıflatma katsayısı  $\rho\lambda = 200 \text{ kg/m}^2$ 'dir. Enerji yükseldikçe, zayıflatma katsayısında bariz bir artma olur. Bunun nedeni nötronların davranışının değişmesi ve önceden hedef çekirdek ile bir bütün olarak etkileşerek, doğrudan elastik saçılma gerçekleştirirken artık, hedef çekirdeğin nükleonları ile tek tek etkileşerek intranükleer duşa neden olmalarıdır. 150 MeV' in üzerindeki enerjilerde ise, zayıflatma katsayısı  $\rho\lambda = 1170 \text{ kg/m}^2$  değerinde limite ulaşır.



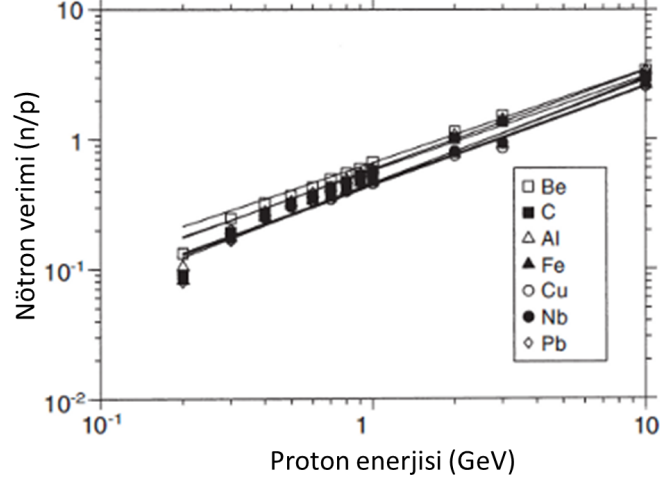
Şekil 2.21: Nötron enerjisine bağlı olarak beton içinde zayıflatma katsayısı ( $\rho\lambda$ ) grafiği.

1 GeV'den düşük enerjili hızlandırıcılar için beton zırhlama içindeki menzile, nötron enerjisi için Maxwell dağılımının pikine uygun olan zayıflatma katsayısı kullanılarak, basit bir üstel fonksiyon ile hesaplanabilir. Bu enerji bölgesindeki tek enerjili nötronlar için zayıflatma katsayısı eğrileri NCRP'nin 38 No'lu raporunda gösterilmiştir [19].  $2400 \text{ kg/m}^3$  yoğunluğundaki beton için zayıflatma katsayısı olan  $200 \text{ kg/m}^2$ , yaklaşık 30 cm'nin onda birine karşılık gelir. 50 MeV'in üzerindeki proton hızlandırıcıları için ek olarak 10-30 cm'lik bir zırhlama gerekebilir fakat bu genel maliyete büyük bir katkı yapmayacaktır. Birkaç 100 MeV'in üzerindeki proton enerjilerinde zırh içindeki nötron alanını, daha yüksek zayıflatma katsayıları olan 100 MeV'den yüksek enerjili nötronlar oluşturur. Daha düşük enerjili nötronlar ve yüklü parçacıklar, zırhlamanın her bölgesinde nötronların zırh maddesi ile yaptığı elastik olmayan etkileşimler nedeniyle yeniden üretilir. Başka bir deyişle zırhlama noktasında, en yüksek enerjili nötronlar olacaktır. Bunlar, kaynaktan hiç etkileşmeye uğramadan direkt olarak gelen nötronlar ya da, sadece elastik ya da doğrudan elastik olmayan saçılma sonucu enerjisinde ve açısında çok az bir değişiklik olan nötronlardır. Zırlamanın dışında tespit edilen düşük enerjili nötronlar ve yüklü parçacıklar ise sadece zırhın en dış katmanlarında oluşabilecek intranükleer sonuçları zırh dışında var olabilirler. Birkaç 100 MeV enerjili proton hızlandırıcılarında, zırhın dışındaki radyasyon alanının büyüklüğünü, protonların hedef maddesiyle yaptığı birincil çarpışmalar sonucu oluşan yüksek enerjili nötronların ( $E_n > 100 \text{ MeV}$ ) verimi belirler. 100 MeV'den yüksek enerjili protonların nötron verimine göre değişim grafiği Şekil 2.22'de gösterilmiştir. Bu verim değerleri FLUKA Monte Carlo Kodu [20] ile hesaplanmıştır [21]. Nötron verimi gelen proton başına normalize edilmiştir ve bağıntıdaki gibi proton enerjisine bağlıdır;

$$n(E_p) = n_0 E_p^m, \quad (2.12)$$

Şekil 2.22'deki noktalar ile en iyi uyum sağlayan  $n_0$  ve  $m$  parametreleri Tablo 2.9'de

gösterilmektedir. Bu sonuçlar gösteriyor ki en hafif elementler hariç, nötron verimi büyük ölçüde hedef maddesinden bağımsızdır [18].



Şekil 2.22: Farklı maddelerde protonların nötron verimi grafiği.

Tablo 2.9: Nötron verimi için  $n = n_0 E_p^m$  bağıntısına göre elde edilen  $n_0$  ve  $m$  parametreleri.

Madde	$n_0$	$m$
Be	$0.66 \pm 0.02$	$0.71 \pm 0.01$
C	$0.59 \pm 0.02$	$0.73 \pm 0.02$
Al	$0.58 \pm 0.01$	$0.76 \pm 0.01$
Fe	$0.46 \pm 0.02$	$0.76 \pm 0.02$
Cu	$0.44 \pm 0.02$	$0.76 \pm 0.02$
Nb	$0.46 \pm 0.02$	$0.80 \pm 0.02$
Pb	$0.46 \pm 0.03$	$0.82 \pm 0.03$

#### 2.4.2.2 Proton Hızlandırıcılarında İndüklenen Radyoaktivite

Proton hızlandırıcılarında 30 MeV'den düşük enerjilerde, tek ve çoklu nükleon aktarımı gibi doğrudan reaksiyonlar ile radyonüklid üretilebilir, bununla beraber esas olarak  $(p, \gamma)$  gibi süreçler önemlidir. Bu süreçlerin enerji bağımlılıkları genel olarak iyi anlaşılmıştır [18]. Bu süreçler içerisinde dikkate alınan reaksiyonlar, enerji sınırı  $E_{th}$  olan endotermik nükleer reaksiyonlardır.  $E_{th}$  değeri mermi parçacığın kütlesi ( $m_p$ ), hedef çekirdeğin kütlesi ( $M$ ) ve reaksiyonda salınan enerjiye ( $Q$ ) şu şekilde bağlıdır;

$$E_{th} = \frac{m_p + M}{M} |Q|, \quad (2.13)$$

$Q$  değeri, gelen parçacık ile çıkan parçacığın enerjileri arasındaki farkı ifade eder.

Hızlandırıcı odasında, termal nötronların önemli bir seviyede indüklenen radyoaktivite üretmesi oldukça yaygındır. Bu radyoaktivite, bazıları görece yüksek tesir kesitine sahip olabilen termal nötron yakalama reaksiyonlarından ortaya çıkar. Gelen radyasyonun enerjisi arttıkça, olası reaksiyon olasılığı artacaktır, bu da üretilen radyonüklid sayısında bir artışa neden olur. Aynı şekilde daha çok reaksiyon eşik enerjileri aşılabacağı için, üretilen radyonüklid çeşidinde de artış olur [18].

Parçacık hızlandırıcılarında genellikle oluşan kararsız çekirdekler Tablo 2.10'da gösterildi.

Tablo 2.10: Yaygın olarak kullanılan maddelerden üretilen radyonüklidler.

Işmlanan Madde	Üretilen Radyonüklidler	Yarı Ömür
Su, plastik, yağ	$^7Be$ $^{11}C$	53.3 g 20.3 d
Alüminyum	Yukarıdakilere ek olarak: $^{18}F$ $^{22}Na$ $^{24}Na$	110 d 2.60 y 15.0 s
Çelik	Yukarıdakilere ek olarak: $^{42}K$ $^{43}K$ $^{44}Sc$ $^{44m}Sc$ $^{46}Sc$ $^{47}Sc$ $^{48}Sc$ $^{48}V$ $^{51}Cr$ $^{52}Mn$ $^{52m}Mn$ $^{54}Mn$ $^{56}Co$ $^{57}Co$ $^{58}Co$ $^{55}Fe$ $^{59}Fe$	12.4 h 22.3 h 3.93 h 2.44 g 83.8 g 3.35 g 1.82 g 16.0 g 27.7 g 5.59 g 21.1 d 312 g 77.3 g 272 g 70.9 g 2.73 y 44.5 g
Paslanmaz çelik	Yukarıdakilere ek olarak: $^{60}Co$ $^{57}Ni$ $^{60}Cu$	5.27 y 35.6 s 23.7 d
Bakır	Yukarıdakilere ek olarak: $^{65}Ni$ $^{61}Cu$ $^{62}Cu$ $^{64}Cu$ $^{63}Zn$ $^{65}Zn$	2.52 s 3.35 s 9.74 d 12.7 s 38.5 d 244 g

## 2.5 Parçacık Hızlandırıcılarında Radyasyon Korunumu

### 2.5.1 Parçacık Hızlandırıcılarında Radyasyon Zırhlaması

Yüksek enerjili hızlandırıcılar, yüksek enerji ve şiddette foton ve nötronlardan oluşan radyasyon alanları üretirler. Oluşan bu radyasyon alanları, yeterli miktarda ve doğru tip zırh maddesi ile kabul edilebilir seviyelere zayıflatılabilir.

Zırhlama yolu ile birlikte, radyasyon seviyesinin zayıflatılmasında etkili bazı faktörler;

- Radyasyon kaynak terimleri,
- Radyasyon kaynağının doz ölçüm noktasına olan uzaklığı,
- Çalışanların veya halkın doz ölçüm noktasında geçirdiği süre (ya da ışınlanan maddenin ışınlanma süresi),
- Zırhın dışındaki kabul edilebilir doz sınırı.

Radyasyon kaynak terimleri ve kabul edilebilir doz sınırları, zırhlama ihtiyaçlarını belirlemekte başlama noktasıdır. Radyasyon kaynak terimleri ilgili fizikçiler tarafından belirlenen, hızlandırıcı demet parametrelerine (parçacık türü, enerjisi ve şiddeti) ve çalışma kiplerine (modlarına) bağlıdır. Normal demet kayıpları ve gerçeğe uygun şartlar ile anormal demet kayıpları gibi hızlandırıcı çalışma kipleri de zırh tasarımı yapılırken dikkat edilmesi gereken unsurlardır.

Genelde, normal demet kayıpları hızlandırıcıda demet gömüsü, kolimatörler, demet kazıyıcılar ya da demeti yönlendiren diğer parçalar gibi belirli demet hattı bölgelerinde olur. Anormal demet kayıplarının ise, tasarımda kullanıma alınmamış bölgeler dışında demet hattı boyunca her noktada olabilir. Tesisin normal demet kayıp noktaları, diğer bölgelerine göre daha fazla zırhlanır. Hızlandırıcılarda, çalışma kiplerinin ve demet kayıplarının olacağı bölgelerin iyi bilinmesi, zırhlama tasarımının belirlenmesi için önemlidir. Demet kayıplarının mühendislik tasarımları ile ortadan kaldırıldığı bölgelerde, bağımsız uzmanların görüşü alınarak ya da mümkünse ölçümler yapılarak doğrulanması gerekir.

Özetle hızlandırıcılar için zırh tasarımı yaparken şu gibi faktörler göz önüne alınır;

- Maksimum demet enerjisi ve şiddeti, ortalama demet gücü, normal ve anormal demet kayıpları, hızlandırıcı çalışma süreleri, zırhın bulunduğu alan gibi parametreler.
- Zırhlama, maksimum düzeyde normal çalışma koşulları için ve yüksek demet kayıpları için tasarlanmalıdır.
- Hızlandırıcının zırhlama bakımından maksimum kapasitesinin, demet gömüsü ve hedef bölgelerinde olduğu kabul edilir.

- Normal demet kayıpları için belirlenen doz sınırlarına ek olarak, yüksek demet kayıpları için de maksimum doz sınırları belirlenmelidir. Aynı zamanda radyasyon işçileri ve halka göre de ayrı ayrı doz sınırları belirlenir.
- Demetin ortam ile etkileşimi nedeniyle oluşan çevresel radyolojik etkiler (havanın, toprağın ve yeraltı sularının aktivasyonu) göz önüne alınmalıdır.
- Zırh tasarımının, hızlandırıcının tüm güvenlik tasarımı için tamamlayıcı bir rolü olmalıdır.

Schopper ve arkadaşları [22] tarafından zırhlama tasarımları için önerilen liste şu şekildedir;

- Tesis tasarımının belirlenmesi,
- İşlevsel ve yapısal olarak tesisi alt bölümlere bölünmesi,
- Birincil ve ikincil radyasyon kaynaklarının belirlenmesi,
- Maksimum doz/yıl oranı ve zırhın dışındaki bölgeler için maksimum doz oranlarının tanımlanması,
- Bütün radyasyon kaynakları ve bölgelerdeki radyasyon menzillerinin belirlenmesi,
- Zırh kalınlıklarının belirlenmesi,
- Zırh tasarımının belirlenmesi.

Hızlandırıcılarda, özellikle üç boyutlu karmaşık geometrilerde, zırh tasarımını en hatasız şekilde belirlemek için FLUKA [20], MARS15 [23], EGS4 [24], MCNPX [25] ve PHITS [26] gibi Monte Carlo kodları kullanılır. Bununla birlikte basit zırhlama sorunları için analitik yöntemler kullanmak, daha basit olup bu sayede daha kısa sürede hesaplama yapılabilir.

### 2.5.1.1 Parçacık Hızlandırıcılarında Müon Zırhlaması

Proton hızlandırıcılarda müonlar, doğrudan ve pion ile kaon bozunumlarından üretilebilirler. Müon üretimi, 150 MeV'den yüksek enerjili proton hızlandırıcılarında oluşabilir. Bununla birlikte, 10-20 GeV'den yüksek enerjili proton hızlandırıcılarında radyasyon korunumu bakımından önem taşır.

Elektron hızlandırıcılarında ise müonlar, pion ve kaon bozunmasının yanı sıra çift oluşum ile de üretilirler. Müon çift oluşumu, 211 MeV'den daha yüksek foton enerjilerinde mümkündür. Oluşan foto-müonlar ileri yönelimlidir.

Müonlar zırh içinde, iyonizasyon ile enerji kaybı ve çoklu saçılmalar yolu ile zayıflatılırlar. Işınım salımları ise sadece TeV mertebesinde önemli hale gelir. Bu nedenle, müonlar genelde zırhtan kaçar. Çok yüksek enerjili (yüzlerce GeV) müonları zırhlamak için, sadece pratik olarak



toprak kullanılabilir. Müonların enerji kaybı davranışı, yüksek enerjilerde istatistiksel dalgalanmalara sahiptir. Bu nedenle yüksek enerjilerde oldukça önemli sayıda müonun menzili, ortalama müon menziline daha uzun olur [27].

Proton hızlandırıcılarında müon akı yoğunluğunu hesaplamak için Sullivan'ın yarı-ampirik yaklaşımı deneysel müon verileri ile uyum sağlar [28]. Proton demet eksenini boyunca, zırh kalınlığının fonksiyonu olarak bozunma uzunluğunun her bir metresi başına müon akı yoğunluğu için Sullivan'ın önerdiği denklem;

$$\Phi = 0.085 \frac{Eq}{\chi^2} \exp \left\{ -\frac{at}{E} \right\}, \quad (2.14)$$

şeklindedir. Burada;

$\Phi$  :Etkileşen proton başına müon akısı (müonlar  $m^{-2}$ ),

E: Proton demet enerjisi (GeV),

$\chi$  : Alan noktasının, pion ve kaonların üretildiği noktaya olan uzaklığı (m),

q: Pion ve kaonların hava, gaz ya da vakum ortamında ortalama bozunma uzunluğu,

$\alpha$  : Zırh içindeki müonların efektif ortalama enerji kayıp oranı ( $\text{GeV } m^{-1}$ ),

t: Zırh kalınlığı (m).

Müonları zırlamak için en çok kullanılan maddeler olan beton, demir ve kurşun için  $\alpha$  değerleri sırasıyla, 9, 23 ve 24  $\text{GeV } m^{-1}$ 'dir. Böyle bir zırhın sınırındaki müon dağılımı için yarı maksimum genişlik (FWHM) Sullivan tarafından şu şekilde verilmiştir;

$$FWHM = 4.6 \frac{\chi}{\sqrt{Eat}} (m), \quad (2.15)$$

### 2.5.1.2 Parçacık Hızlandırıcılarında Radyasyon Zırlamada Kullanılan Maddeler

Parçacık hızlandırıcılarında oluşan radyasyonu kabul edilebilir seviyelere indirebilmek için kullanılan radyasyon zırhı için, tek bir madde veya birden çok maddenin bileşimi kullanılabilir. Zırh için seçilecek madde için, zayıflatma özelliklerinin yanı sıra bir çok etken vardır. Uygun zırh maddesine karar vermek için aşağıdaki faktörler göz önüne alınmalıdır [29];

- Maddenin gerekli kalınlık ve ağırlığı.
- Foton ve nötronlara karşı zırh olarak kullanılabilme olasılığı.
- Bozulmazlık, tutarlılık ve homojenlik.
- Kurulum ve bakım maliyeti.

- Zırh dizaynının hızlandırıcı tesisine uygunluğu.
- İndüklenen radyoaktivite olasılığı.

Bu faktörler ışığında, yüksek enerjili parçacık hızlandırıcılarında zırh maddesi için yaygın olarak beton, toprak ve çelik kullanılmaktadır. Bu maddelerin kullanılmasında en önemli etken maliyetlerinin daha uygun olmasıdır. Kurşun ve polietilen gibi diğer maddeler de, özel durumlarda kullanılır [27].

#### 2.5.1.2.1 Toprak

Kuru toprağın ana bileşeni olan  $SiO_2$  toprağı, foton ve nötron zırlaması için etkili bir zırh maddesi haline getirir. Toprak içindeki su miktarı ve sıkıştırılma derecesine bağlı olarak toprağın yoğunluğu,  $1.7 \text{ g cm}^{-3}$ 'den  $2.25 \text{ g cm}^{-3}$ 'e kadar değişebilir. Özellikle yerin altına kurulan büyük hızlandırıcılar, toprağın içine yerleştirilerek oluşan radyasyon zayıflatılabilir [27].

#### 2.5.1.2.2 Beton

Beton görece düşük maliyeti, kolayca şekillendirilebilmesi, iyi yapısal özellikleri ve hem foton hem nötron zırlamasında kullanılabilmesi nedeni ile, parçacık hızlandırıcılarında yaygınlıkla kullanılan bir zırh maddesidir. Ayrıca geçici zırlama ihtiyaçları için, taşınabilir ve hareketli bir şekilde kullanılabilirdiği gibi hızlandırıcı yapılarını zırlamak için güçlendirilerek de kullanılabilir. Portland betonu,  $2.3-2.4 \text{ g cm}^{-3}$  yoğunluğuyla görece standartlaşmış bir maddedir. Betona çakıllı kum, barit ve demir gibi ağır maddeler eklenerek, yoğunluğu ve atom numarası arttırılabilir. Bu artış foton zırlamasında etkili olur. Ağır betonun yoğunluğu  $4.5 \text{ g cm}^{-3}$  değerine kadar yükseltilebilir. Ancak bu maliyette de büyük bir artışa neden olur.

Betonun içinde, miktarı zamanla değişebilecek olan su, hidrojen içeriğinden dolayı nötronlara karşı zırlamada çok önemlidir. Betonun içinde oluşan  $^{24}Na$ 'dan kaynaklanan atık radyasyon, hızlandırıcı kapatıldıktan sonra ortam dozunu oluşturan ana etkenlerden biridir. Betona eklenen borlu bileşikler ise, termal nötron soğurulma olasılığını arttırır [27].

#### 2.5.1.2.3 Demir

Demir ve çelik görece yüksek yoğunlukları, düşük maliyetleri, iyi yapısal ve termal özellikleri ve üretim kolaylıkları nedeni ile yaygın olarak foton zırlamasında kullanılırlar. Dökme demirin yoğunluğu  $7.0 \text{ g cm}^{-3}$  iken çeliğin yoğunluğu  $7.9 \text{ g cm}^{-3}$  civarındadır. Çelik, beton gibi hidrojen zengin maddeler ile birlikte, yüksek enerjili nötronların (birkaç on MeV) zırlanmasında kullanılır. Fakat düşük enerjili nötronlar için yetersizdir. Çelik hiç hidrojen içermez ve en düşük inelastik enerji seviyesi  $847 \text{ keV}$ 'dir. Buna ek olarak  $27.7 \text{ keV}$  ve  $73.9 \text{ keV}$  rezonansları, demir zırhın dışında yüksek akıda düşük enerjili nötronlara neden olabilir [27].

#### 2.5.1.2.4 Polietilen

Polietilen, yüksek hidrojen içeriği (ağırlığının  $\sim\%5$ 'i) ve  $0.92 \text{ g cm}^{-3}$  olan yoğunluğu nedeni ile genellikle döteron-triton üreteçlerinin zırhlanmasında kullanılırlar. Polietilen içindeki termal nötron yakalama olayı, 2.2 MeV enerjili fotonların oluşmasına neden olur. Fakat ek boron bileşikleriyle bu radyasyon da zayıflatılabilir [27].

#### 2.5.2 Proton Hızlandırıcılarında Zırhlama Hesaplamaları

Günümüzün en önemli teknolojilerinden biri olan parçacık hızlandırıcılarının tasarımları yapılırken, radyasyon korunumu önemli bir konudur. Parçacık hızlandırıcılarda oluşan radyasyonların, insan sağlığına zarar vermemesi amacıyla ulusal ve uluslararası kuruluşlarca belirlenen doz limitlerinin altına düşürülmesi gerekir. Bunun için radyasyon türüne (p+,e-, ağır iyon,...) ve enerjisine bağlı olarak genellikle beton, ağır beton, toprak, demir, çelik, kurşun, polietilen gibi maddeler kullanılır. Parçacık hızlandırıcılarında radyasyon zırhı olarak kullanılan maddelerin kalınlıkları belirlenirken, demet parametrelerinin (enerji, akım, boyutlar) de bilinmesi gereklidir. Çünkü parçacık hızlandırıcılarında oluşan ortam dozu, demet enerjisi ve akımına oldukça bağlıdır.

Günümüzde radyasyon korunumu hesaplamaları yapmaya uygun olarak geliştirilen birçok bilgisayar kodunun yanısıra, bazı ampirik bağıntılar ile de hesaplama yapılabilmektedir.

##### 2.5.2.1 Analitik Yöntemler

Birkaç MeV'den yüksek enerjili proton hızlandırıcılarında, protonların hedef ve hızlandırıcı yapılarıyla etkileşmesi sonucu açığa çıkan nötronlar, zırh hesaplamaları yapılırken ana önceliktir. 20 MeV'den düşük enerjili proton hızlandırıcılarının zırhlama hesaplamaları için, iyi bilinen ve kolay yöntemler kullanılabilir [7].

Günümüzde benzetim kodları sayesinde en karmaşık geometrilerde bile istenilen nicelikler detaylı olarak hesaplanabilir. Ancak yine de analitik yöntemler ile hesaplama yapılarak Monte Carlo sonuçlarının doğruluğunun test edilmesi gerekebilir [18].

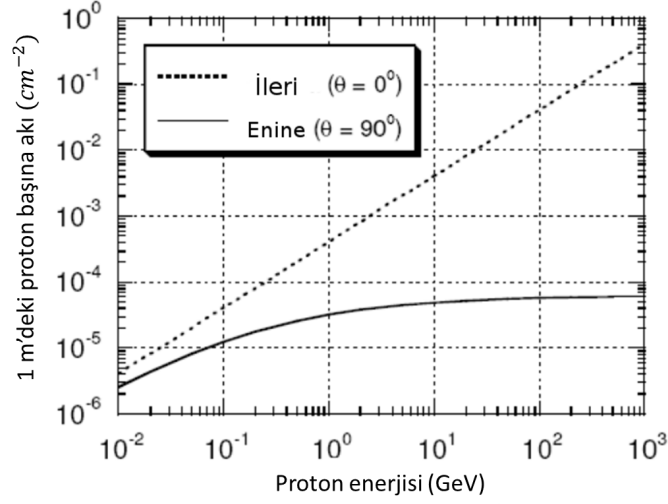
Proton hızlandırıcılarında basit zırhlama hesaplamaları için çoğunlukla yarı-ampirik yöntemler kullanılır. Basit radyokorunum hesaplamaları için Sullivan [30], enerjisi  $5 < E_0 < 500 \text{ MeV}$  aralığında olan protonların bakır bir hedefe çarpması sonucu üretilen, enerjisi  $E_0 > 40 \text{ MeV}$ 'den yüksek hadronların akısı için bir formül geliştirdi;

$$\phi(\theta) = \frac{1}{2 [\theta + (35/\sqrt{E_0})]^2} (\text{hadronlar cm}^{-2}), \quad (2.16)$$

$E_0$  : Proton enerjisi (GeV)

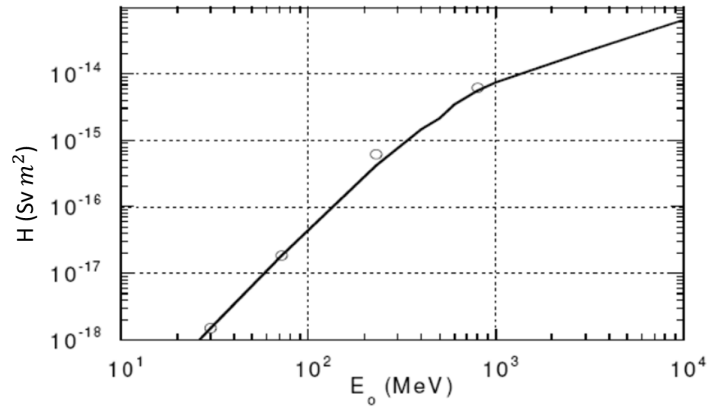
$\phi(\theta)$  : Akı

Bu bağıntı, 0.05 ile 5 GeV arasındaki proton enerjilerinde yaklaşık olarak gelen proton başına üretilen nötronların dağılımını verir. Bu eşitliğin grafiği, 'enine'( $\theta = 90^\circ$ ) ve 'ileri'( $\theta = 0^\circ$ ) doğrultularda Şekil 2.23'de gösterilmiştir.



Şekil 2.23: Proton enerjisine bağlı olarak nötron akı grafiği.

Tesch [31] tarafından elde edilen doz eşdeğerinin enerjiye karşı grafiği Şekil 2.24'de verilmiştir. 1 GeV'in üzerindeki proton enerjilerinde, doz eşdeğeri protonların başlangıç enerjileri ile hemen hemen doğru orantılıdır [27].



Şekil 2.24: Doz eşdeğerinin proton enerjisine bağlı grafiği.

Yüksek enerjili proton hızlandırıcılarında enine düzlemde zırh kalınlıklarını elde etmek için genellikle Tesch'in formülü [31] ve Moyer Modeli [32] kullanılır.

Tesch'in formülü (1 GeV'den düşük enerjiler için),

$$H = H_{casc} J \exp(-d/\lambda(E_p)) / r^2 (Sv/sn), \quad (2.17)$$

Moyer Modeli (1 GeV'den yüksek enerjiler için),

$$H = J H_1(E_p) r^{-2} \exp\left(-d/\lambda\left(\frac{\Pi}{2}, E_p\right)\right) (Sv/sn), \quad (2.18)$$

$$H_1(E_p) = H_0(E_p) \exp\left(-\frac{\Pi}{2} b\right) (Sv m^2/proton)$$

$H$ : Alan noktasındaki doz oranı (Sv/s),

$H_{casc}$ : Hedeften 1 m uzaklıktaki proton başına nötron doz eşdeğeri (Sv m<sup>2</sup>),

$J$ : Demet kaybı başına proton sayısı (proton/sn),

$E_p$ : Gelen protonların enerjisi (GeV),

$r$ : Kaynak noktası ile alan noktası arasındaki uzaklık (cm),

$d$ : Zırh kalınlığı (cm),

$\lambda\left(\frac{\Pi}{2}, E_p\right)$ : Enine düzlemde zayıflatma katsayısı (g/cm<sup>2</sup>),

$H_1(E_p)$ : Proton enerjisine ve zırh maddesine bağlı sabit (Sv m<sup>2</sup>/ proton),

$H_0(E_p)$ : Doz eşdeğeri için yüzeye bağlı sabit (Sv m<sup>2</sup>/ proton),

$b$ : Parametre (1/radyan).

Protonların enerjilerine göre Tesch Formülü ve Moyer Modeli'nde beton, toprak ve çelik için  $\lambda$  değerleri ile  $H_{casc}$ ,  $H_0$  parametreleri Tablo 2.11'de [31, 33] verildi.

Tablo 2.11: Tesch' in Formül'ü ve Moyer Modeli için parametreler.

$E_p(GeV)$	$H_{casc}$	$H_0$	Zayıflatma katsayısı $\lambda(g/cm^2)$		
			beton	toprak	çelik
0.2	$3.50 \times 10^{-16}$	-	73	71	135
0.4	$2.00 \times 10^{-15}$	-	90	88	136
1.5	-	$1.32 \times 10^{-13}$	143	139	188
3	-	$2.64 \times 10^{-13}$	143	139	188
15	-	$1.32 \times 10^{-12}$	143	139	188
50	-	$4.40 \times 10^{-12}$	143	139	188

### 2.5.2.1.1 Proton Hızlandırıcılarının Dikey Düzlemde Zırhlaması

Hızlandırıcılarda ani radyasyonun dikey düzlemde dış bileşeni, çatı radyasyonu (skyshine) olarak adlandırılır, çünkü tesiste çalışan personelin sağlığının korunması açısından zırhlama yatay düzlemde (sıklıkla yerin altına inşa edilen hızlandırıcılar için) yapılır. Bununla birlikte, dikey düzlemde de zırhlama yapılmalıdır. Aksi halde genellikle nötronlardan oluşan radyasyon tavadan tesisin dışına kaçabilir.

Nötronların, havanın bileşenlerinin tümü ile nükleer reaksiyon eşiği 20 MeV civarında olması nedeniyle, bu enerjinin altında etkileşimler elastik saçılmalar ile sınırlıdır.  $N_2$  ve  $O_2$  için yüksek enerjili nükleer etkileşme uzunluğu yaklaşık olarak  $90 \text{ g cm}^{-2}$ 'dir. Havanın yoğunluğunda ( $\rho = 1.2 \times 10^{-3} \text{ g cm}^{-3}$ ) ise yaklaşık olarak 750 m'dir. Bu nedenle yüksek enerjili nötronlar çok uzun mesafelere kaçabilirler. Sadece düşük enerjili nötronlar geri yönlü saçılabildiği için, radyasyon kaynağının etrafında sadece düşük enerjili nötronlar önemlidir. Nötronların, azot ve oksijen çekirdeklerine kütle oranı nedeniyle, enerjilerini yeterli oranda düşürebilmek için çok sayıda elastik saçılma yapmaları gerekir. Yani hava ortamında nötronlar etkili bir biçimde zayıflatılamazlar. Bu yüzden hava ortamında, kaynaktan belli bir uzaklıktaki nötron dozu, sadece geometrik etkiye bağlıdır. Parçacık sayısı sabit tutulursa doz, parçacıkların dağıldığı alan ile ters orantılıdır;

$$H = \frac{Q}{2\pi r^2}, \quad (2.19)$$

$$Q = h_a A, \quad (2.20)$$

Q: Kaynak terimi,

A: Tavan alanı,

$h_a$  : Tavan alanı üzerindeki ortalama doz,

r: Kaynak ile alan noktası arasındaki mesafe.

Yaklaşık olarak birkaç 100 m'den 800 m'ye kadar olan mesafelerde, zayıflatma katsayısı ( $\lambda$ ) da hesaba katılarak ifade genişletilerek;

$$H(r) = \frac{Q}{2\pi r^2} \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right), \quad (2.21)$$

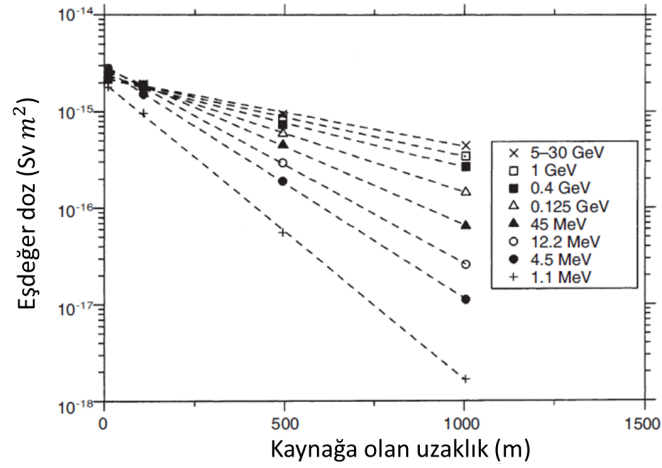
yazılabilir.

Bu ifadede, nötron tayfının havadaki saçılmalarından etkilenmesi göz ardı edilmiştir. A alanından

yayınlanan nötronların enerji tayfının fonksiyonu olarak, kaynak terimi ( $Q$ ) ve zayıflatma katsayısının ( $\lambda$ ) değişimi bir çok araştırmacı tarafından incelenmiştir. Stapleton ve arkadaşları [34] ile Alsmiller ve arkadaşları [35] tarafından deneysel verilere göre oluşturulan denklem önemlidir. Kaynak noktasına olan mesafeye bağlı, 'skyshine' nötron başına doz eşdeğeri aşağıdaki gibi ifade edilmiştir;

$$H(r) = \frac{a \exp(-r/\lambda(E_c))}{(b+r)^2}, \quad (2.22)$$

Denklemdaki  $b$  terimi 'skyshine' radyasyonun, yerden belirli bir uzaklıkta sanal bir kaynak gibi davranacağı noktayı ifade etmektedir. Uygun sonuçlar alınabilmesi için,  $a = 2 fSv m^2$  ve  $b = 40 m$  seçilmiştir. Elde edilen sonuçlar Şekil 2.25 ile uyumlu olup  $a, b$  ve  $\lambda$  değerleri Tablo 2.12'de gösterilmiştir.



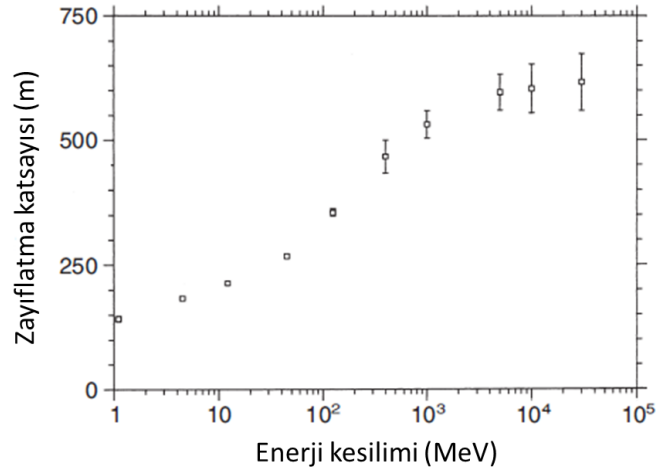
Şekil 2.25: Kaynaktan yatay düzlemde uzaklığa bağlı olarak, Stapleton ve arkadaşları tarafından hesaplanan, 'skyshine' doz eşdeğeri sonuçları.

\*Kesikli çizgiler denklem 2.22'nin verileri ile uyumludur.

Tablo 2.12: Denklem 2.22’de kullanılan a,b ve  $\lambda$  parametreleri.

$E_c$ (MeV)	$a$ (fSv.m <sup>2</sup> )	$b$ (m)	$\lambda$ (m)
1.1	1.96±0.28	47.1±5.4	142±4
4.5	2.78±0.16	53.1±2.5	183±2
12.2	2.94±0.15	54.2±2.2	213±3
45	2.81±0.14	53.1±2.1	267±4
125	2.44±0.11	49.2±1.8	355±7
400	2.24±0.27	47.1±4.5	467±33
1000	2.24±0.18	47.3±3.0	532±28
5000	2.23±0.18	46.8±3.1	597±36
10000	2.23±0.24	46.8±4.0	604±49
30000	2.22±0.26	46.4±4.4	617±57

Bu parametrelerden a’nın ortalama değeri (2.41±0.29) fSvm<sup>2</sup>, b’nin ortalama değeri (49.1±3.7) m’dir. Ayrıca  $\lambda$  değerlerinin maksimum nötron enerjisine göre grafiği Şekil 2.26’da gösterilmiştir [18].



Şekil 2.26: Maksimum nötron enerjisine göre, 'skyshine' nötronlarının etkin menzilleri.

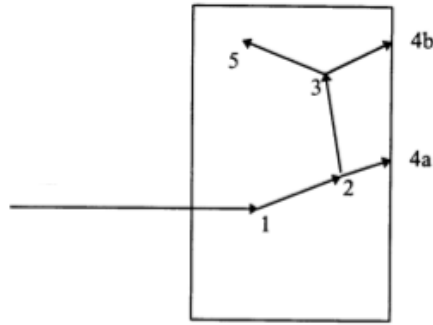
### 2.5.2.2 Monte Carlo Yöntemi

Monte Carlo yöntemi, radyasyon parçacıklarının madde içinden geçerken yapmış oldukları etkileşmelerin, olasılık dağılımlarına uygulanan rasgele denemeler yoluyla çözülmesi yöntemidir [36]. Özellikle analitik çözümün zor ya da imkansız olduğu matematik problemlerinin çözümü için geliştirilmiş istatistiksel bir benzetim yöntemidir. Monte Carlo ismini ilk olarak Nicholas Metropolis, Manhattan Projesi sırasında S. Ulam ve E. Fermi'nin karşılaştıkları nötron yayılım ve çoğalma problemlerini çözmek için yaptıkları istatistiksel benzetimleri tanımlamak için kullanmıştır [37]. Karmaşık zırlama geometrileri için Boltzmann denklemini analitik olarak çözmek genelde zor olduğu için, bu gibi durumlarda Monte Carlo yöntemine dayalı sayısal teknikler



kullanılır. Monte Carlo yöntemi, radyasyon taşınımı problemlerinin çözümü için kullanılan analog yöntem sayısal bir açıklama getirir. Bu yöntem, Boltzmann denkleminin çözümünü elde edebilmek için rasgele örnekleme mantığına dayanır. Monte Carlo, analitik yöntemler ile kolayca tasarlanamayacak, gerçeğe uygun geometrilerde radyasyon hasarını belirlemede en kullanışlı yöntemlerden biridir [38].

Monte Carlo yöntemi, parçacık etkileşimlerini tanımlayan niceliklerin belli olasılık dağılımlarına sahip olduğunu varsayımdan yola çıkarak, madde içinde yol alan her parçacığın izlerini birer birer takip eder [37]. Hesaplama, bir dizi yörünge üreterek her bir parçasının olası süreçlerden rasgele seçildiği bir mantık üzerinde ilerler. Bu yöntemde enerji, yön ve menzil değerleri olasılık dağılımlarından rasgele seçilir. Bu sayede, her bir parçacığın madde içinde yaptığı etkileşmeler takip edilebilir ve bir çok fiziksel niceliğin dağılımı çok sayıda parçacık için izlenerek belirlenebilir. Örneğin, Şekil 2.27'de gösterildiği gibi bir nötronun, belirli bir madde bölümü üzerindeki rasgele yolunu ele alalım. Nötronun bu maddede buharlaşma ve intranükleer düş olaylarını yapabileceğini düşünelim. Buna göre, nötron 1 nolu noktadan maddeye giriyor ve saçılmaya uğruyor. Saçılan nötron, 2 nolu noktaya ulaştığında gerçekleşen intranükleer düş süreci sonucu, hem saçılıyor hem de maddeden bir nötron açığa çıkmasına neden oluyor. İlk nötronun 4a noktasından maddeden çıktığını düşünelim. İkinci nötronun ise, 3 nolu noktaya ilerleyip, buharlaşma süreci ile iki nötron açığa çıkarttığını düşünelim. Açığa çıkan bu nötronlardan ilki 4b noktasından maddeden çıkarken ikincisi, 5 nolu noktaya kadar ilerleyip orada soğuruluyor. Bu senaryoya göre olayların olma olasılıkları Tablo 2.13'de gösterilmiştir.

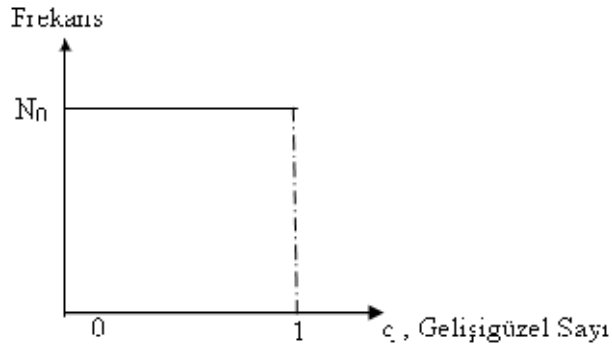


Şekil 2.27: Nötronun bir madde ile etkileşmesinin Monte Carlo benzetimi.

Tablo 2.13: Örnek Monte Carlo benzetiminde olay gerçekleşme olasılıkları.

Olay türü	Olayın gerçekleşme olasılığı
(1) Nötron saçılması	0.20
(2) İntranükleer düş	0.30
(3) Nötron soğurulması ve buharlaşma	0.10
(4) Nötron sızması	0.35
(5) Nötron yakalama	0.05

Monte Carlo yönteminde sayısal olarak bir deneyi veya olayı taklit etmek için temel araç 0-1 arasında değerler alan düzgün dağılımlı sayıları kullanmaktır. Bu sayıları  $q$  ile gösterelim. Bu sayılar bir bilgisayar programı ile türetilir. Belli bir ölçü veya deneyde bulunabilecek değerler kümesi bir rasgele sayı kümesi oluşturur. Rasgele sayılar kümesinde herhangi bir sayının gelme olasılığı ötekilerden farklı olabilir. Olasılıklar aynı ise böyle bir kümeye 'düzgün dağılımlı rasgele sayılar kümesi' denir. Rasgele sayılar her bir rakamı aynı olasılıkla seçilmiş ve birbirinden bağımsız sayılardan oluşmuş bir kümenin elemanlarıdır. Bilgisayarda tümüyle belirli bir yonteme göre ardi ardina oluşturulan bu sayılar gerçekte rasgele olmamakla birlikte rasgele sayıların istatistiksel özelliklerini içerirler. Bu formülden elde edilen rasgele sayı dizisine, 'sözde rasgele sayılar' denir [37]. Monte Carlo yönteminde, rasgele sayıların sıklık dağılımı Şekil 2.28'de gösterilmiştir.



Şekil 2.28: Rasgele sayıların sıklık dağılımı.

Buna göre,  $a \leq x \leq b$  aralığında her bir 'x' sonucunun ortaya çıkma olasılığı, 'f(x)' sıklık fonksiyonu ile belirlenen bir olayın benzetimini yapmak istersek. Olayda sonucun, 'x' ile 'x + dx' arasında bir değer alma olasılığı;

$$P(x) = \frac{f(x)dx}{\int_a^b f(x)dx}, \quad (2.23)$$

$$Q(x) = P(x')dx, \quad (2.24)$$

P(x): Olasılık yoğunluk fonksiyonu,

Q(x): Toplam olasılık yoğunluk fonksiyonu ise,

$a \leq x \leq b$  aralığındaki her 'x' değerine karşılık Q(x), toplam olasılık yoğunluk fonksiyonu '0-1' aralığında rasgele değerler alır. Q(x) değerlerinin ortaya çıkma sayısı, yani sıklık fonksiyonu düzgün bir dağılım gösterir. O halde temel Monte Carlo ilkesi;

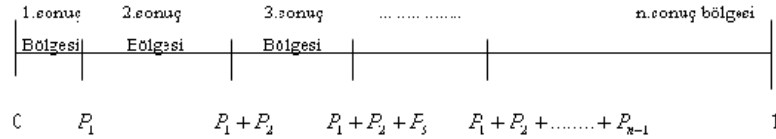
$$T = Q(x) \implies$$

$$T = \frac{\int_a^b f(x')dx'}{\int_a^b f(x)dx}, \quad (2.25)$$

Ters dönüşüm denklemi,

$$X = P^{-1}(T), \quad (2.26)$$

Buna göre yapılan bir bilimsel deneyde, 'n' tane sonuç var ve her bir sonucun meydana gelme olasılığı sırasıyla  $P_1, P_2, P_3, \dots, P_n$  değerlerini alıyor olsun. Bu olayı, '0-1' arasında değerler alan rasgele sayılar ile taklit etmek istersek, rasgele sayı eksenini Şekil 2.29'deki gibi n tane bölgeye ayırıp tek boyutta gösterebiliriz.



Şekil 2.29: Rasgele sayı eksenini ve olasılıkları.

Burada, bir rasgele sayı hangi sonuç bölgesine düşerse, olayda o sonuç meydana gelmiştir demektir. Böylece olasılık dağılımını şu şekilde ifade edilebilir;

- $0 < q < P_1$  ise 1. sonuç,
- $P_1 \leq q < P_1 + P_2$  ise 2. sonuç,
- $P_1 + P_2 + \dots + P_{n-1} \leq q < P_n$  ise n. sonuç gerçekleşmiştir [37].

Monte Carlo yönteminin en basit ve en yaygın kullanılan hali, parçacığın yaptığı iki çarpışma arasında aldığı mesafeyi hesaplayarak parçacık için bir kayıt elde edilip, daha sonra tesir kesitlerinden üretilen enerji ve açı dağılımları ile örneklenmesidir [38]. Bu kayıtların benzetimini

yapmak için bir 'etkileşme modeli'ne ihtiyaç vardır (Ör: ilgili etkileşme mekanizması ile ilgili diferansiyel tesir kesitleri dizisi). Bu diferansiyel tesir kesitleri, ilgili parçacığın yolunu belirleyen rasgele değişkenlerin, olasılık dağılım fonksiyonlarını tanımlarlar:

1. Ardarda gerçekleşen etkileşmeler arasındaki serbest yol.
2. Göz önüne alınan etkileşme türü.
3. Belirli bir olaydaki enerji kaybı ve açısal sapma.

Olasılık dağılım fonksiyonları bilindikten sonra, parçacığın rasgele kaydı uygun örnekleme yöntemleri ile üretilebilir. Eğer üretilen parçacık kaydı sayısı yeterince büyük ise, parçacığın taşınması ile ilgili niceliksel bilgiler bütün parçacık kayıtları üzerinden ortalama alınarak kolayca hesaplanabilir [40].

Monte Carlo yöntemi, integrallerin (özellikle çok katlı integrallerin) hesaplanmasında; kısmi diferansiyel denklemlerin, integralli denklemlerin, doğrusal denklem sistemlerinin çözümünde; nötron yayını, gama ışını soğurulması problemlerinde, parçacık fiziğinde bozunum genişliklerinin ve saçılma tesir kesitlerinin hesaplanması gibi yerlerde yaygın olarak kullanılmaktadır [36, 39].

Günümüzde yüksek hızlı bilgisayarlar ve gelişmiş Monte Carlo kodları olmasına rağmen, bu yaklaşım ile bilgisayarın hesaplama zamanı çok uzundur, dolayısıyla sonsuz sayıda parçacığı izlemek mümkün değildir. Monte Carlo yönteminin ana eksikliği, onun rasgele mantığından kaynaklanmaktadır. Ortaya çıkan bütün sonuçlar istatistiksel kararsızlıklardan etkilenir. Bu nedenle, istatistiksel kararsızlıkları düzenleyen değişken azaltma yöntemleri geliştirilmiştir [40].

### 2.5.2.3 FLUKA Monte Carlo Kodu

FLUKA, parçacık taşınımı ve parçacıkların madde ile etkileşmelerini hesaplamak için oluşturulmuş çok amaçlı bir Monte Carlo benzetim kodudur. FLUKA kodunun kullanıldığı alanlardan bazıları şunlardır;

- Kozmik ışın fiziği,
- Nötrino fiziği,
- Hızlandırıcı tasarımı,
- Parçacık fiziği: Kalorimetri, parçacık izleme ve dedektör benzetimi vb.
- Hızlandırıcı güdümlü sistemler (ADS), Atık dönüşümü, enerji yükseltimi,
- Zırh tasarımı,

- Dozimetri ve radyasyon korunumu,
- Uzay radyasyonu,
- Sağlık fiziği uygulamaları: proton/iyon tedavi,
- Nötronik çözümleme

FLUKA kodu 1962 yılında J.Ranft (Rutherford Lab.) ve H.Geibel (CERN) tarafından hadron demetleri için geliştirilmeye başlandı. FLUKA ismi (FLUktuierende KAscade) sekiz yıl sonra, kalorimetri hesaplamalarında olay-olay dalgalanmaları inceleyen uygulamalarda kullanılmasıyla ortaya çıktı. 1970 ile 1987 yılları arasında kodun gelişimi CERN ile Leipzig ve Helsinki'deki grupların işbirliği ile sağlandı. Kodun bu versiyonu zırlama hesaplamaları için kullanılıyordu.

1989'dan beri FLUKA kodu gelişimini, INFN ile A.Fasso (CERN) ve J.Ranft (Leipzig)'in kişisel işbirlikleri ile sürdürmektedir. FLUKA'nın geliştirilmesindeki ana amaç, yeni fizik modellerini içeren çok amaçlı bir kod oluşturmaktır. Günümüzde kodun 1987'deki versiyonundan çok az bir kısmı kalmış durumdadır.

2002'den beri FLUKA ana amacı kodun daha iyi dağıtımının sağlanması ve dozimetri, sağlık fiziği ya da daha genel olarak radyobiyojoloji alanlarındaki kullanımı arttırmak olan bir INFN projesidir.

Günümüzde FLUKA, çok geniş enerji aralıklarında (Tablo 2.14) 60 farklı parçacığın (foton, elektron, nötrino, müon, hadronlar, antiparçacıklar, ağır iyonlar, vb.) madde ile etkileşmelerinin yüksek hassasiyet ile benzetimini yapabilir durumdadır. FLUKA aynı zamanda polarize fotonların (Ör: Sinklotron radyasyonu) ve optik fotonların taşınmasının da benzetimini gerçekleştirebilir. FLUKA iyi bilinen kombinasyonel geometri paketinin gelişmiş bir versiyonunu kullanarak, en karmaşık geometrilerde bile benzetim gerçekleştirebilir. FLUKA kombinasyonel geometri, yüklü parçacıkların, elektrik ve manyetik alanlar içinde bile izini sürebilecek şekilde tasarlanmıştır. Ayrıca çeşitli görselleştirme ve hata ayıklama araçlarına sahiptir. FLUKA'nın başka hiç bir Monte Carlo kodunda bulunmayan bir başka özelliği ise, eğilimli (bias) kipte kullanılabilmesinin yanı sıra tamamen analog bir kod gibi de kullanılabilir.

FLUKA, CERN ve diğer laboratuvarlarda yaygın olarak kullanılan bir koddur. Özellikle CERN'de bütün radyasyon hesaplamalarında ve nötrino demeti çalışmalarında kullanılır [18, 40].

Tablo 2.14: FLUKA’da taşınan parçacıkların enerji aralıkları.

	İkincil parçacıklar	Birincil parçacıklar
Yüklü hadronlar	1 keV - 20 TeV	100 keV - 20 TeV (10 PeV*)
Nötronlar	termal - 20 TeV	termal - 20 TeV
Antinötronlar	50 MeV - 20 TeV	100 MeV - 20 TeV
Müonlar	1 keV - 1000 TeV	100 keV - 1000 TeV
Elektronlar	1 keV - 1000 TeV	70 keV - 1000 TeV
Fotonlar	1 keV - 1000 TeV	7 keV - 1000 TeV

\* DPMJET kodu ile.

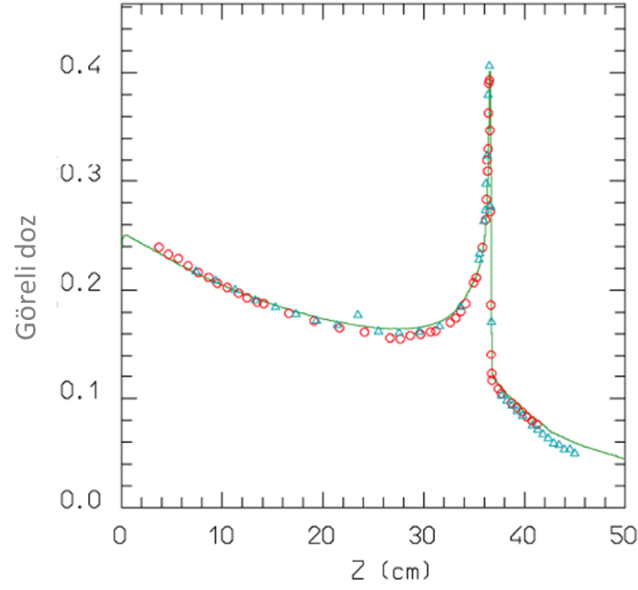
### 2.5.2.3.1 FLUKA’da Elektromanyetik ve Müon Taşınımı

FLUKA tarihsel nedenlerden dolayı, hadron olay üreteçlerinin başarısı ile bilinir. Fakat son 20 yıldır, elektromanyetik etkilerin de aynı hassasiyetle üstesinden gelebilmektedir. Tablo 2.14’de gösterildiği gibi FLUKA’nın bu bölümü için enerji aralığı çok geniştir. Kodun elektromanyetik ve düşük enerjili nötronları içeren hadron bölümü birbirleriyle etkileşim halindedir. FLUKA’daki Landau-Pomeranchuk-Migdal etkisini ve frenleme ışınımı tayfını içeren elektromanyetik duş benzetimi oldukça başarılıdır. Elektron çiftleri ve frenleme ışınımı olayı, uygun çift diferansiyel enerji-açısız dağılımlarından örneklenmiştir. Aynı şekilde, elektromanyetik duşun üç boyutlu hali bozunma, saçılma ve çoklu Coulomb saçılmasının, ilgili enerji ve açı örneklemeleri ile detaylı olarak yeniden üretilmiştir. Müonların gerçekleştirdiği frenleme ışınımı ve doğrudan çift oluşum etkileşimleri, modern teorik açıklamalara uygun olarak modellenmiş ve deneysel veriler [41, 42] ile karşılaştırılmıştır. Ayrıca müon fotonükleer etkileşimleri de modellenmiştir [18].

### 2.5.2.3.2 FLUKA’da Yüklü Parçacık Taşınımı

FLUKA’da yüklü parçacıkların taşınımı, isteye bağlı tekli saçılma yöntemine ek olarak özgün Çoklu Coulomb Saçılması Algoritması [43] ile de gerçekleştirilir. İyonizasyon ile enerji kaybı benzetimi, ortalama iyonizasyon ve dalgalanmaları çok iyi şekilde üreten standart Landau ve Vavilov yaklaşımlarına [44] alternatif olarak, istatistiksel bir yaklaşıma dayanmaktadır. Nükleer yapı faktörlerini içeren çoklu saçılma algoritması, aynı zamanda ağır iyon taşınması için de kullanılır.

Dozimetri ve sağlıkta tedavi ile ilgili alanlarda, iyon menzili ve iyonizasyon ile enerji kaybı hesaplamalarının hassaslığı son derece önemlidir. Bu sebeple FLUKA benzetim sonuçları, hadron tedavinin ilgi alanında olan iyon demetlerinin deneysel verileri ve modeller ile yoğun olarak karşılaştırılmaktadır [45]. FLUKA ile gerçekleştirilen Bragg eğrisi hesaplamaları ile deneysel veriler arasındaki iyi uyum Şekil 2.30’de gösterilmiştir. Grafikte parçalanmış iyonların katkısı, Bragg eğrisinden sonra açıkça görülmektedir.



Şekil 2.30: Su fantomunda 670 MeV/n enerjili  $^{20}\text{Ne}$  iyonlarının doz-derinlik dağılımı.  
 \*Semboller LBL (daire) ve GSI (üçgen)'den alınan deneysel verileri çizgi ise, yeni BME arayüzünü içeren FLUKA sonuçlarını göstermektedir.

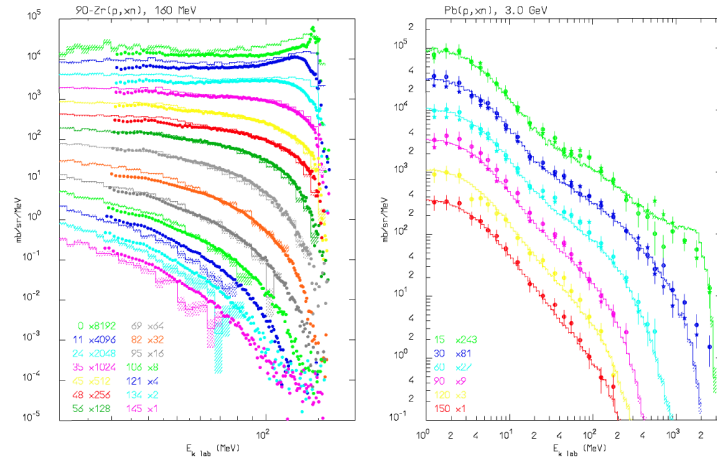
### 2.5.2.3.3 FLUKA'da Hadronik Modeller

FLUKA'da bir kaç GeV'den düşük enerjilerde hadron-nükleon etkileşmelerinin benzetimi izobar modeli ile gerçekleştirilir. Bu modelde rezonans üretimi ve bozunma benzetimleri için elastik saçılma ve yük değişimi gibi olaylar hesaba katılmıştır. Bir kaç GeV'den yüksek enerjilerdeki hadron-hadron etkileşmeleri ise hadronizasyon yapısı ile birleştirilmiş Dual Parton Model'i [46] ile tanımlanmaktadır. Bu model, pertürbatif kuantum renk dinamiği (QCD) ile açıklanamayacak çarpışma süreçlerini başarılı şekilde tanımlamaktadır. Hadron-hadron çarpışmaları, hadron-çekirdek çarpışmalarını tanımlamada ana yapı taşıdır. Momentümları 3-5 GeV/c'den yüksek olan hadronların nükleer yapı taşları ile yaptığı çoklu çarpışmalar, Glauber-Gribov çoklu çarpışma mekanizması [47, 48] ile tanımlanmıştır. Momentümları 3-5 GeV/c'den düşük hadronlar ilerlerken üzerine etki eden nükleer etkiler, PEANUT [49, 50, 51] denen FLUKA nükleer etkileşme modeli tarafından ele alınır. Bu model, uyarım sayısı ve uyarılma enerjisi üzerindeki standart yaklaşımlar ile tanımlanmış denge-öncesi safhaya geçiş süreçlerini içeren, Genelleştirilmiş İntranükleer Duş (GINC) modeline sahiptir. PEANUT'un içindeki gelişmiş GINC modeli, çeşitli kuantum etkilerini de içerir.

GINC aşaması, her bir nükleonun enerjisi 50 MeV'in altına düşene kadar ve bütün parçacıklar yayınlanana ya da soğurulana kadar devam eder. GINC aşamasının sonunda yayınlanan parçacıklar toplam nötron ve proton sayısı, uyarılan parçacık (Fermi denizinin üzerine uyarılan nükleonlar) sayısı, uyarılan boşluk (INC sürecinde Fermi denizinde yaratılan boşluklar) sayısı, çekirdek

uyarılma enerjisi ve momentumu tarafından belirlenen denge-öncesi safhayı başlatabilirler. Bütün bu nicelikler INC sürecinde oluşan olayların sayılması ile elde edilir.

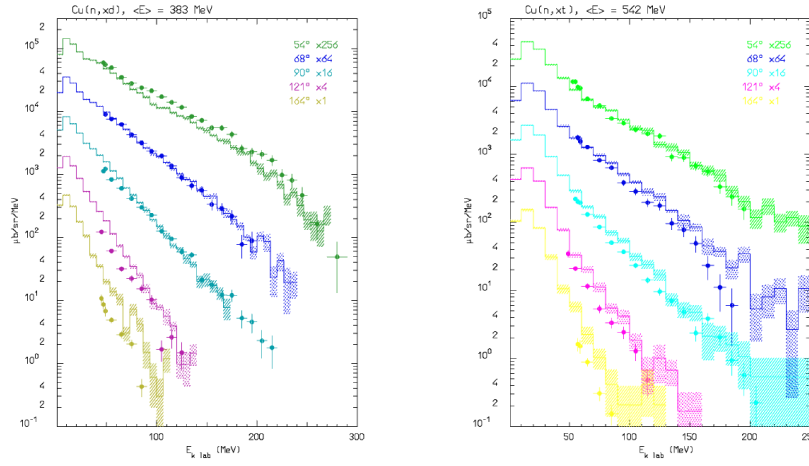
PEANUT, orta enerjili hadron-nükleon etkileşmeleri için hassas ve güvenilir bir model olduğunu ispatlamıştır. Sahip olduğu nükleer yapı ile fotonükleer etkileşmeler, nötrino etkileşmeleri, nükleon bozunmaları ve müon yakalanması gibi süreçler de modellenilebilir. PEANUT modeli kullanılarak, düşük enerjili proton etkileşmelerinden nötron üretimi için sonuç karşılaştırma örnekleri Şekil 2.31’de gösterilmiştir. Bu karşılaştırmalar kalorimetri ile ilgilidir. Aslında, yüksek enerjili parçacıkların sebep olduğu duşlarda bile, etkileşmelerin çoğu orta ve düşük enerjilerde gerçekleşir. Kaynaşma süreci ile yayınlanan parçacıklar, PEANUT reaksiyon zinciri boyunca hesaplamalara dahil edilir. Bu sayede hafif parçacık tayfının yüksek enerjili bölümünü üretmek Şekil 2.32’de gösterildiği gibi mümkün olur.



Şekil 2.31: 160 MeV protonların Zr (solda) ile ve 3 GeV protonların Pb (sağda) ile etkileşimleri sonucu farklı açılarda açığa çıkan nötron tayfı.

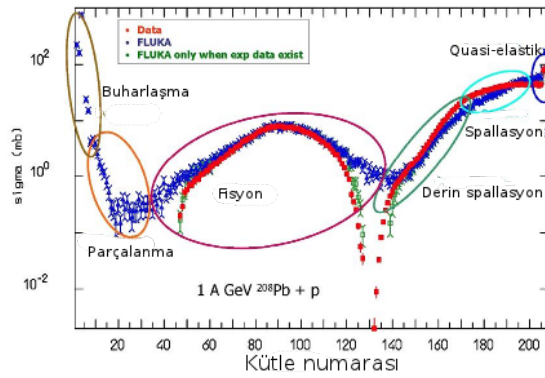
\*Histogramlar FLUKA sonuçları, noktalar ise deneysel verilerdir [52, 53].





Şekil 2.32: 383 MeV ve 542 MeV nötronların Cu üzerine gönderilmesi sonucu yayınlanan döteron (solda) ve triton (sağda) tayfı.  
\*Noktalar deneysel veri [53], histogramlar ise FLUKA sonuçlarıdır.

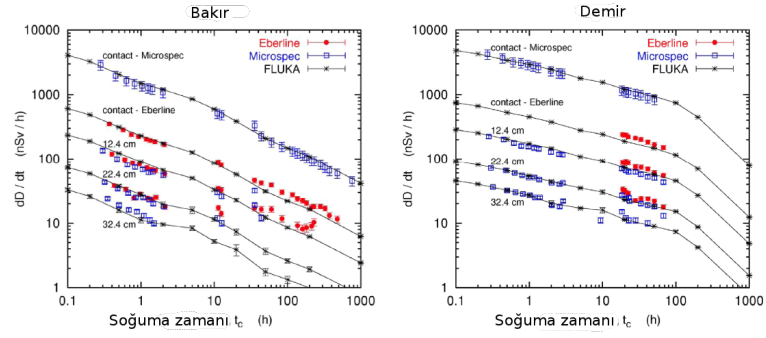
GINC sürecinde, reaksiyonların son aşaması olan fisyon ve gama geri uyarılması ile rekabet halindeki buharlaşma süreci de modelde tanımlanmıştır. Hafif çekirdekler için, Fermi parçalanma modeli kullanılmaktadır. Bu denge süreçleri, atık çekirdek dağılımlarını doğru hesaplamak için kritik öneme sahiptir. Bu konu açıkça, aktivasyon ve atık doz oranı çalışmaları için çok önemlidir. Ayrıca dolaylı olarak kalorimetri çalışmaları için de önemlidir. Weisskopf-Ewing yaklaşımına dayanan FLUKA buharlaşma modeli, yıllardır yeni eklemeler ile birlikte güncellenmeye devam etmektedir. Modelin, fisyon tanımlaması ve benimsediği seviye yoğunluklarındaki son gelişmeler, özellikle ağır hedeflerden atık çekirdek üretimi tanımlamasında etkili oldu. FLUKA kodunun bu konudaki yeteneklerine bir örnek Şekil 2.33'de gösterilmiştir.



Şekil 2.33: Kurşun üzerine gönderilen 1 GeV protonların ürettiği artık çekirdekler.  
\*Deneysel veriler [54]'den alınmıştır.

Daha detaylı karşılaştırmalar, CERN'deki CERF tesisinde gerçekleştirilmiştir. CERN-EU yüksek enerjili referans alanı (CERF) tesisinde yıllardır, karışık radyasyon alanlarında

dedektörlerin performansı araştırılmaktadır. Tesiste, demet hattı ve zırlama görece basit olarak tasarlanıp, kaynak terimi açıkça tanımlanmıştır. Bu nedenle, hadron hızlandırıcısı zırlaması dışındaki doz karşılaştırmaları için uygundur. CERF’de ikincil radyasyon alanı, 120 GeV/c’lik momentuma sahip proton (%34.8), pion (%60.7) ve kaon (%4.5) gibi pozitif yüklü parçacıklardan oluşan karışık bir demetin, kalınlığı 50 cm ve çapı 7 cm olan bakır hedefe çarpması sonucu üretilir. Çeşitli ülkelerden gelen bilim insanları, ölçümler ve benzetim sonuçları ile yapılan karşılaştırmalarla ilgilenmektedirler. Bu ölçümler ve FLUKA sonuçları, Şekil 2.34’de gösterildiği gibi iyi bir uyum içindedir [18, 55].



Şekil 2.34: Örnek ve dedektör arasındaki farklı mesafelerde soğuma süresinin fonksiyonu olarak doz oranı.

### 3 Malzeme ve Yöntem

Bu çalışmada, proton hızlandırıcılarında farklı enerjilerde oluşan ani radyasyonların zırhlaması için gerekli olan zırh kalınlıkları FLUKA Monte Carlo benzetim kodu ile hesaplanmıştır. Hesaplamalarda FLUKA Monte Carlo benzetim kodunun seçilmesinin nedeni, dünyadaki önemli birçok hızlandırıcı tesisinin radyasyon korunumu hesaplamalarında standart kod olarak kullanılıyor olmasıdır.

#### 3.1 Benzetim Özellikleri ve Yöntemi

FLUKA Monte Carlo benzetim kodu ile, 1 GeV proton hızlandırıcısının farklı enerji bölgeleri (50,100,250,1000 MeV) için ortam dozu benzetimleri sonucu gerekli zırh kalınlıkları hesaplandı. Zırh maddeleri olarak, beton ve toprak incelendi. Daha sonra, belirlenen kalınlıklar kullanılarak proton hızlandırıcısı için bir tünel tasarlandı ve çevresinde oluşan doz dağılımları incelendi.

Parçacık hızlandırıcılarında radyasyon korunum hesapları için, demet kayıp bölgeleri ve nicelikleri oldukça önemlidir. Hızlandırıcı tasarımı yapılırken, demet kaybının  $1 \text{ Wm}^{-1}$ 'den düşük değerde olması sağlanır. Bu değer, saniye ve metre başına  $6.24 \cdot 10^{12}/E$  (MeV) proton demet kaybına karşılık gelir. Hızlandırıcıda 10 m boyunca oluşan demet kaybı, tek bir noktada 10 kat fazla şiddet ile oluşan demet kaybına eşdeğerdir [56]. Bu nedenle tek bir noktada demet kaybı düşünülen hesaplamalarda, demet kaybı olarak saniye başına  $6.24 \cdot 10^{13}/E$  (MeV) proton alınır. Bu çalışmada, nokta kaynak kullanılarak hesaplama yapıldığından demet kaybı 10 W olarak alınmıştır.

FLUKA kodu ile radyasyon korunumu benzetimi yapılırken kullanılan demet enerjileri ve akımları Tablo 3.1'de gösterildi.

Tablo 3.1: Benzetimde kullanılan demet enerjileri ve akımları.

Demet Enerjisi (MeV)	50	100	250	1000
Demet Akımı ( $10^{11}$ p/s)	12.48	6.24	2.496	0.624

Proton hızlandırıcılarında radyasyon korunumu açısından bakıldığında en önemli radyasyon nötronlardır. Demet borusu içinde yol alan protonlar demet kaybı olan bölgelerde, genellikle hızlandırıcı bileşenlerinin (dört-kutuplu mıknatıs, rf kovuk) iç yüzeyinde kullanılan bakır ile etkileşirler. Bu etkileşme sonucu ortaya çıkan nötronlar, proton hızlandırıcıların oluşan en önemli ani radyasyondur. Bu nedenle genellikle radyasyon korunumu benzetimleri tasarlanırken, nötron kaynağı olarak bakır veya demir maddeleri kullanılır.

FLUKA kodu ile benzetim tasarlanırken, nötron kaynağı olarak  $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$  boyutlarındaki bakır maddesi kullanıldı. Farklı enerjilerdeki protonların bakır ile etkileşmesi sonucu açığa

çıkan nötronları zırlamak için, beton ve toprak maddeleri kullanıldı. Benzetimlerde kullanılan maddelerin bileşenleri ve yoğunlukları Tablo 3.2’de gösterilmektedir.

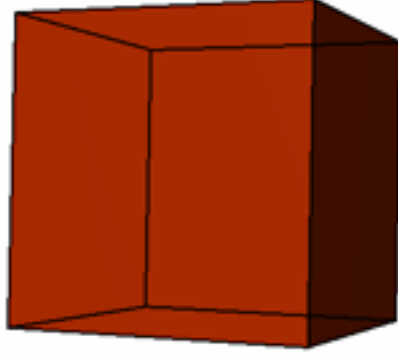
Tablo 3.2: Benzetimde kullanılan maddelerin bileşenleri.

Element	Hava (Kütle) [57]	Beton (%Atom) [20]	Toprak (%Atom) [58]
C	0.0001248	23	-
O	0.231781	40	43.77
N	0.755267	-	-
Ar	0.012827	-	-
Si	-	12	28.1
Ca	-	12	3.65
H	-	10	-
Mg	-	2	2.11
Al	-	-	8.24
Fe	-	-	5.09
Ti	-	-	0.45
Mn	-	-	0.07
K	-	-	2.64
Na	-	-	2.84

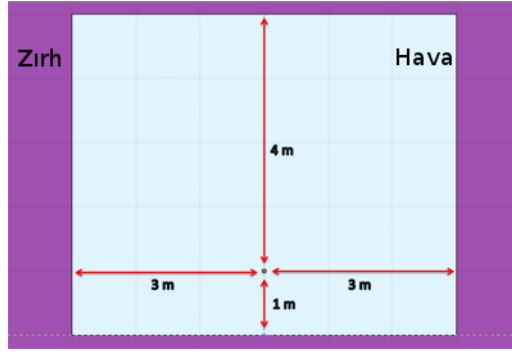
Madde	Hava	Beton	Toprak
Yoğunluk (g/cm <sup>3</sup> )	0.00120484	2.34	1.9

FLUKA kodunda, benzetimde kullanılacak bazı parametrelerin önceden belirlenmiş olarak tutulduğu bir anahtar (DEFAULTS) vardır. Bu çalışmada, benzetim hesaplamaları için özellikle proton hızlandırıcılarının zırlama hesaplarında kullanılması için oluşturulmuş 'SHIELDING' seçeneği seçilmiştir. Bu seçeneğe göre tanımlanmış parçacık taşıma enerji kesilim değeri nötronlar için 1E-5 eV, diğer parçacıklar için 10 MeV'dir. Proton hızlandırıcılarında nötronlar için gerekli olan zırlama fotonlar için de yeterli olacağından, bu varsayılan anahtarında elektromanyetik etkileşimler kapatılmıştır.

Benzetimde kullanılan protonlar ile her yönde maksimum dozu elde edebilmek için, 5x5x5 cm<sup>3</sup> bakır hedefin tam orta noktasına nokta kaynak yerleştirildi. Oluşturulan hedef ve benzetim geometrisi içindeki konumu sırasıyla, Şekil 3.1 ve 3.2’de gösterildi.



Şekil 3.1: Oluşturulan bakır hedefin üç boyutlu çizimi.



Şekil 3.2: Oluşturulan bakır hedefin benzetim geometrisi içindeki konumu.

FLUKA kodunda benzetim geometrisi oluşturulurken, geometrinin en dış katmanının siyah cisim olarak seçilmesi gerekir. Bunun nedeni, kodun parçacıkları takip etmeyi bir noktada bırakmasının gerekliliğidir.

Benzetim için girdi kütüğünü oluştururken, gerekli zırh kalınlıklarını belirlemek için dedektör olarak USRBIN anahtarı kullanıldı. Dedektörün boyutları x,y ve z eksenleri için sırasıyla 2600, 2300 ve 1300 cm olarak alındı. Ayrıca USRBIN anahtarında x,y ve z eksenleri için 'bin' sayıları sırasıyla 260, 230 ve 130 olarak alındı. Böylece benzetimde kullanılan dedektörün, birim hacim elemanın boyutları  $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$  olarak alındı.

Genel olarak Monte Carlo kodları kullanarak, yüksek enerjilerde ve yüksek parçacık/olay sayısı ile benzetim yapmak günümüz bilgisayarları ile oldukça uzun süren bir işlemdir. Bu nedenle bu gibi hesaplamalarda küme bilgisayarları ihtiyaç duyulur. Bu çalışmadaki benzetimler, TÜBİTAK Tr-Grid kümesi üzerinde hesaplandı. FLUKA kodu ile yapılan benzetimlerde 50 MeV'lik protonlar için  $12E+8$ , 100-250-1000 MeV'lik protonlar için ise  $6E+8$  parçacık ile benzetim gerçekleştirildi. Benzetimler, Monte Carlo yöntemine uygun olarak farklı rasgele sayılar ile gerçekleştirildi. Hesaplamalar kodun, 2011.2.9 versiyonu ile gerçekleştirildi.

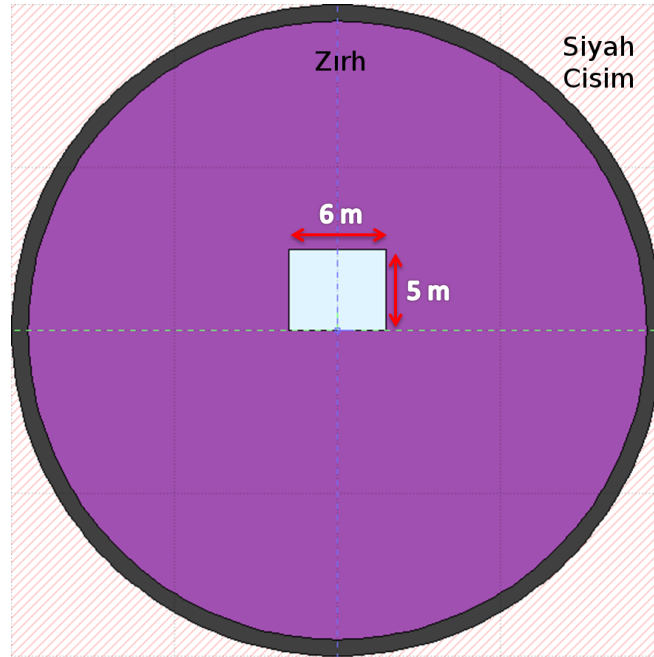
## 3.2 Bulgular

Proton hızlandırıcıları için, zırh dışında izin verilen maksimum doz hızı değerleri; kontrolsüz alanlar için  $0.1 \mu Sv/saat$ , denetimli alanlar için  $3 \mu Sv/saat$  ve kontrollü alanlar için  $10 \mu Sv/saat$  olarak alınıp, zırh kalınlıklarını belirlemede ve tünel tasarlamada iki aşamalı bir yöntem izlenmiştir:

- **İlk aşama:** Çok kalın zırh maddesi içinde doz dağılımlarının incelenmesi ve gerekli zırh kalınlıklarının hasaplanması.
- **İkinci aşama:** Belirlenen zırh kalınlıkları ile bir hızlandırıcı tünel tasarımının oluşturulup, doz dağılımlarının incelenmesi.

### 3.2.1 İlk Aşama

İlk aşamada, ortam dozunu limitlerinin altında tutmak için gerekli beton ve toprak zırh kalınlıklarını belirlemek amacı ile oluşturulan benzetim geometrisi Şekil 3.3'de gösterildi.

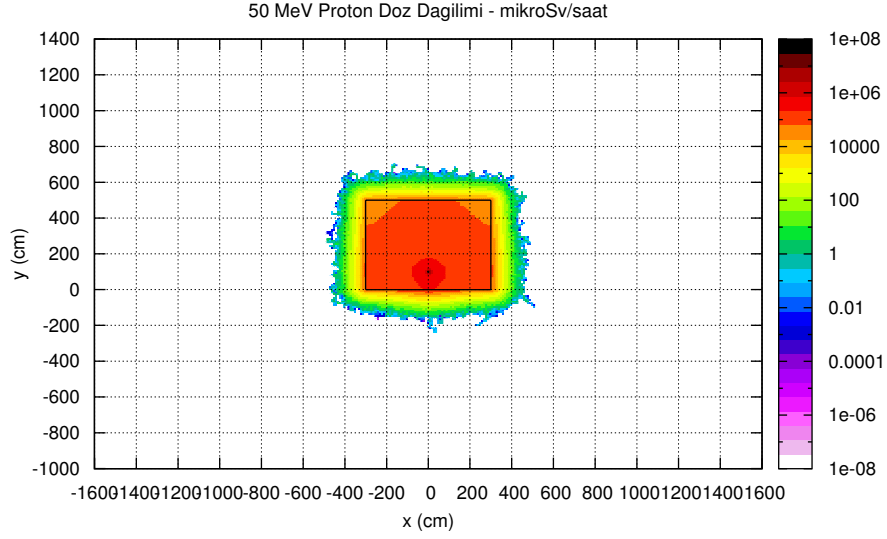


Şekil 3.3: İlk aşama için oluşturulmuş benzetim geometrisi.

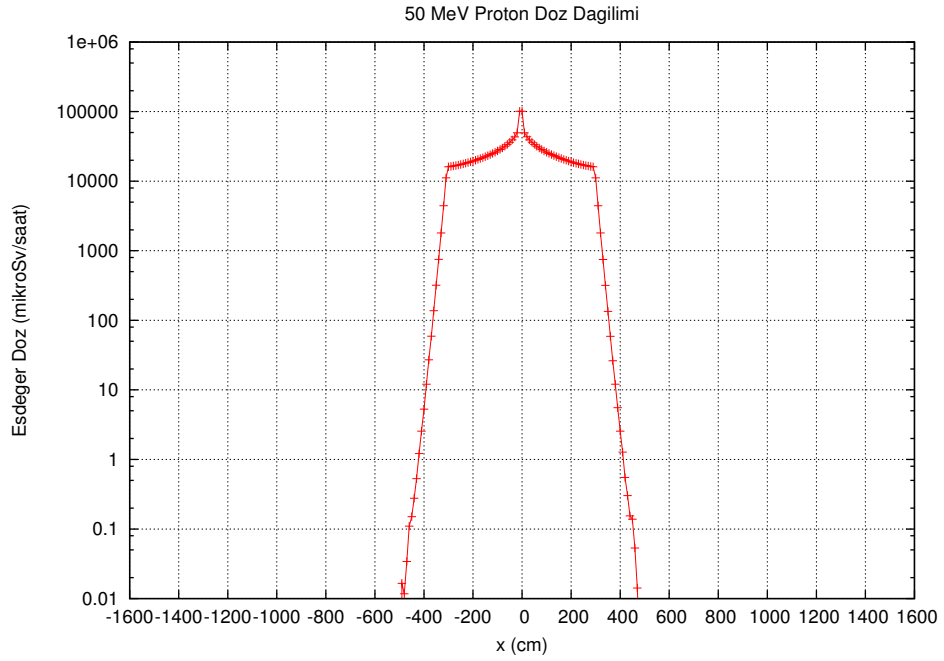
Bu aşamada, ortam dozunun kontrolsüz alan doz hızı değerlerinden daha düşük seviyelere düşmesini sağlayan beton ve toprak zırh kalınlıkları; 50, 100, 250 ve 1000 MeV proton enerjileri için belirlendi.

Farklı enerjilerdeki protonların hızlandırıcı bileşenlerini temsil eden bakır maddesine çarpması sonucu oluşan dozu, limitlerin altında tutmak için zırh maddesi olarak beton kullanıldığında elde edilen sonuçlar;

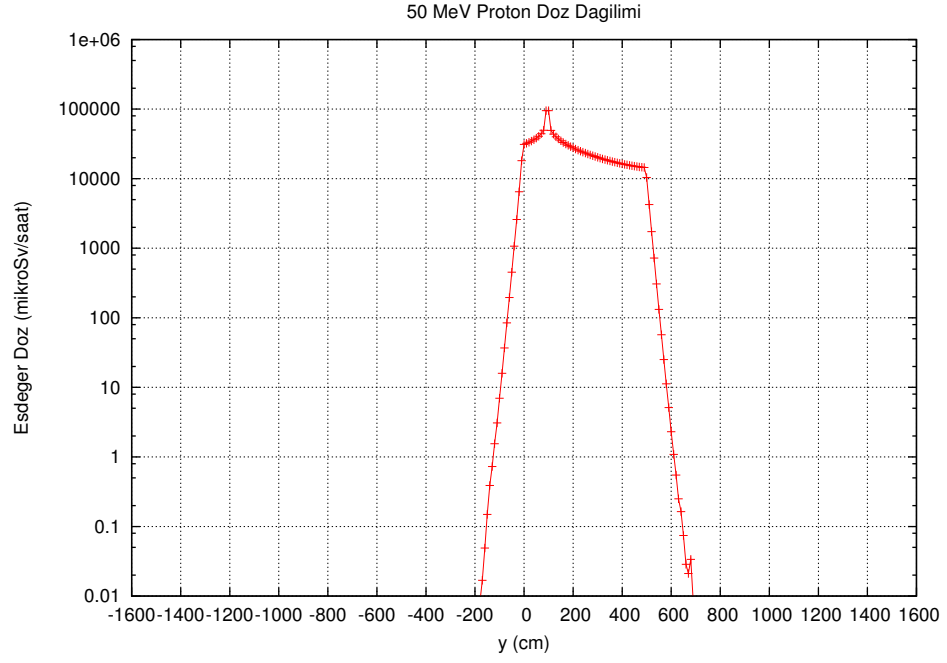
50 MeV enerjili protonlar için zırh maddesi olarak beton kullanıldığında elde edilen sonuçlar Şekil 3.4, 3.5 ve 3.6'de gösterildi.



Şekil 3.4: 50 MeV'lik protonların beton içinde oluşturduğu doz dağılımının XY grafiği.

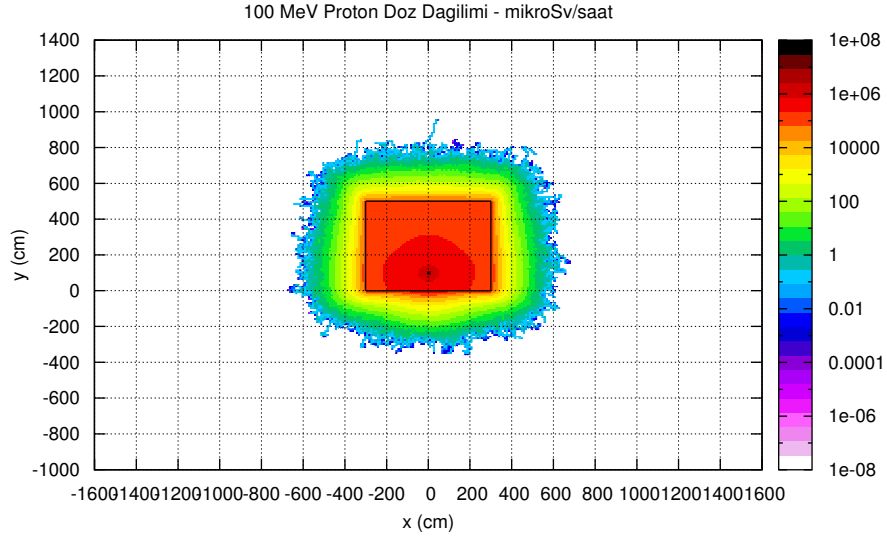


Şekil 3.5: 50 MeV'lik protonların beton içinde x eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı.



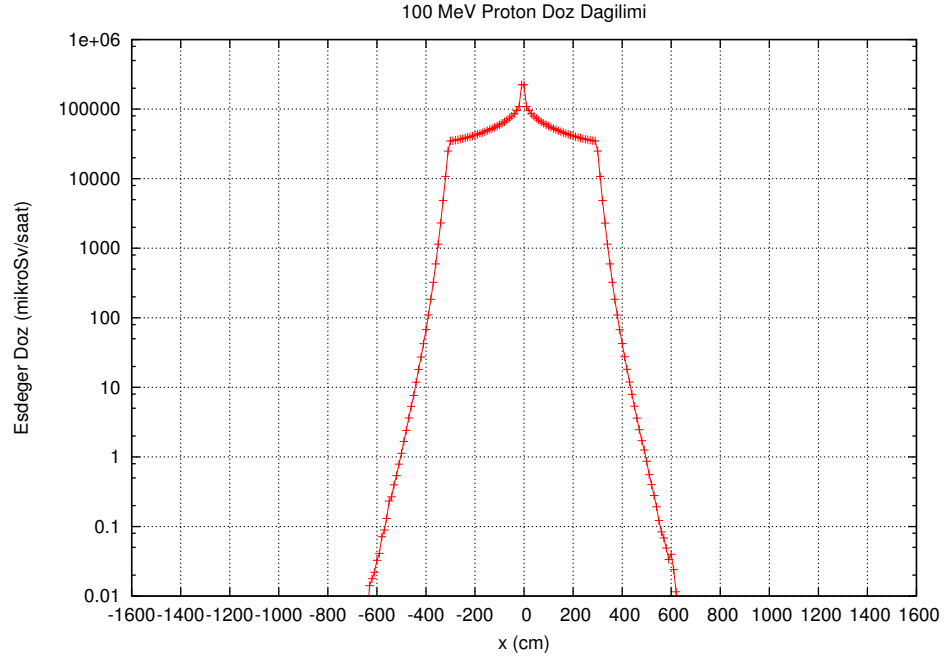
Şekil 3.6: 50 MeV'lik protonların beton içinde y eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı.

100 MeV enerjili protonlar için zırh maddesi olarak beton kullanıldığında elde edilen sonuçlar Şekil 3.7, 3.8 ve 3.9'de gösterildi.

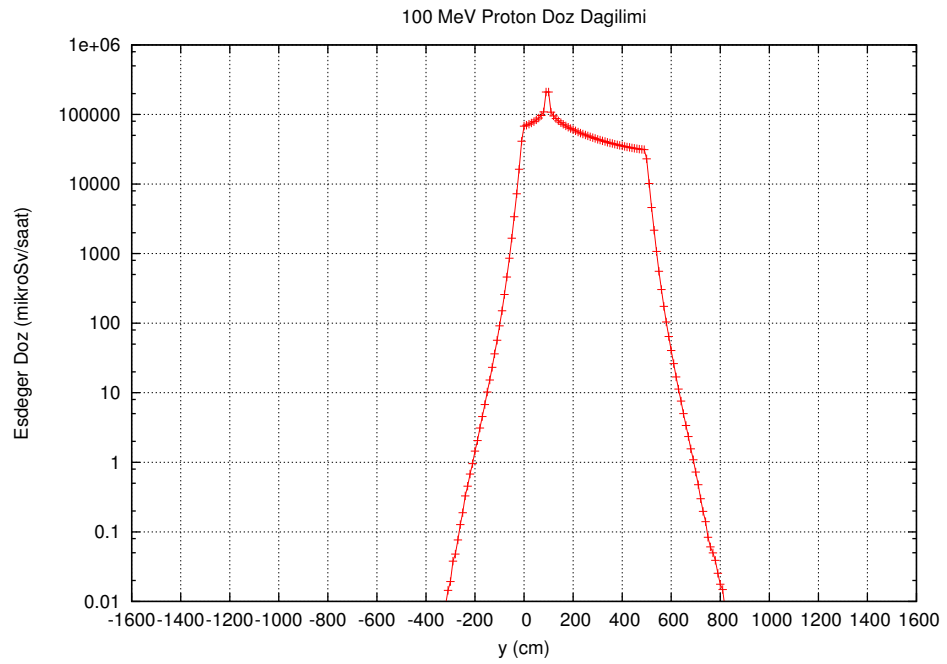


Şekil 3.7: 100 MeV'lik protonların beton içinde oluşturduğu doz dağılımının XY grafiği.



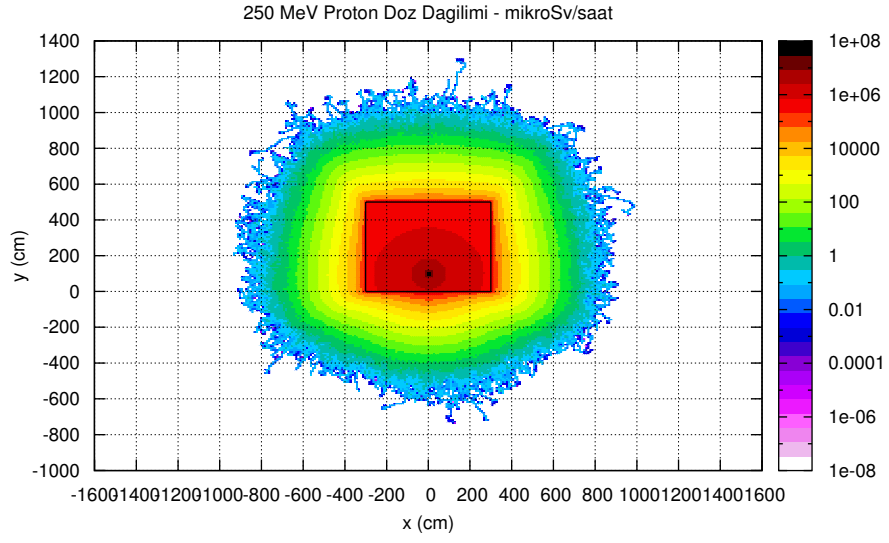


Şekil 3.8: 100 MeV'lik protonların beton içinde x eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı.

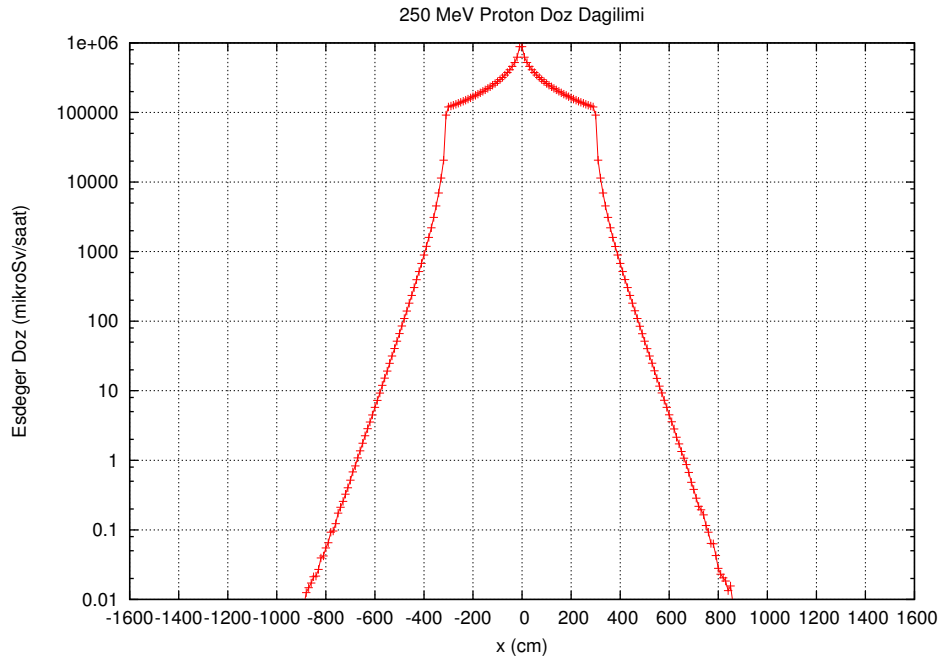


Şekil 3.9: 100 MeV'lik protonların beton içinde y eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı.

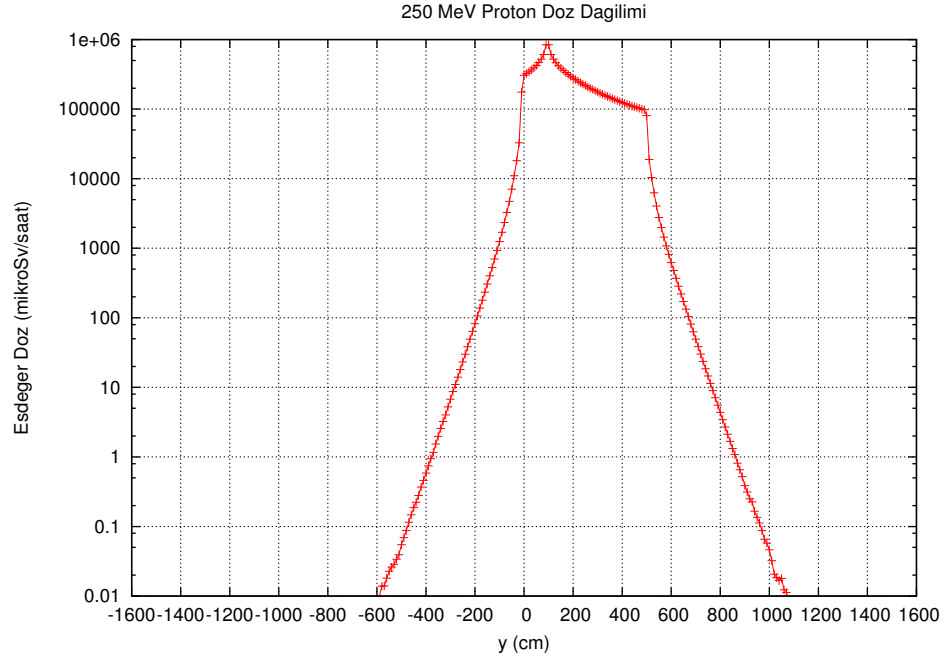
250 MeV enerjili protonlar için zırh maddesi olarak beton kullanıldığında elde edilen sonuçlar Şekil 3.10, 3.11 ve 3.12'de gösterildi.



Şekil 3.10: 250 MeV'lik protonların beton içinde oluşturduğu doz dağılımının XY grafiği.

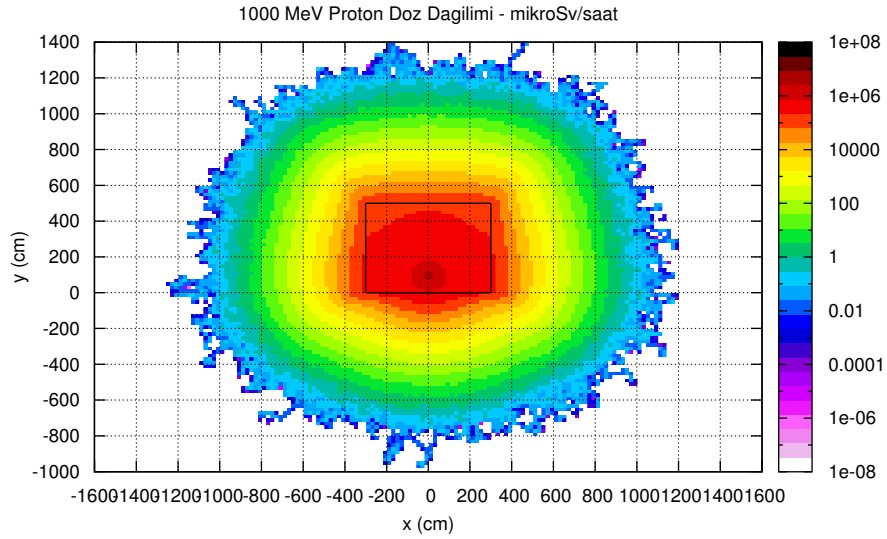


Şekil 3.11: 250 MeV'lik protonların beton içinde x ekseni boyunca hesaplanan doz dağılımı.

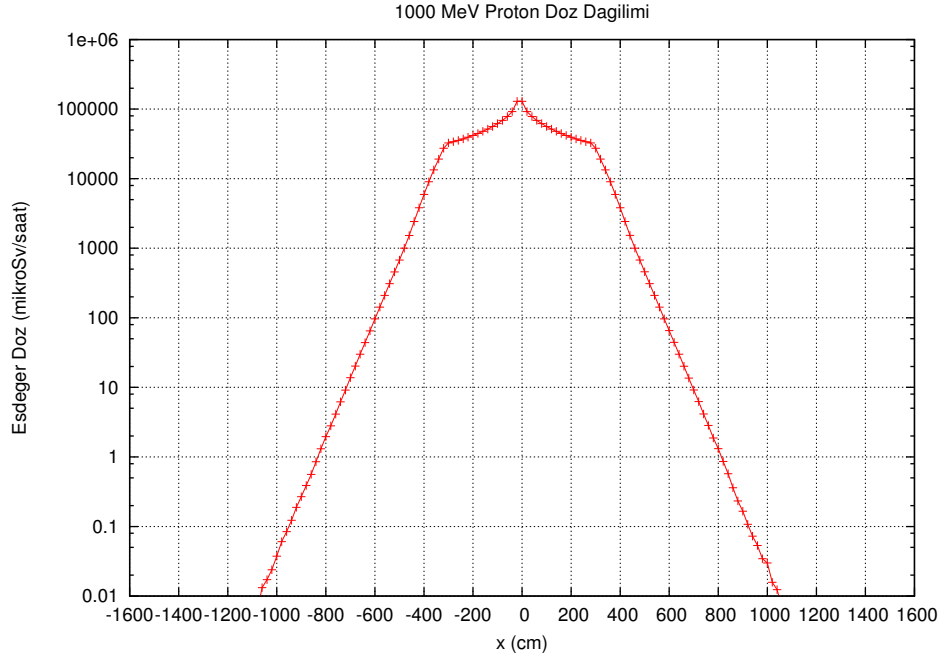


Şekil 3.12: 250 MeV'lik protonların beton içinde y eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı.

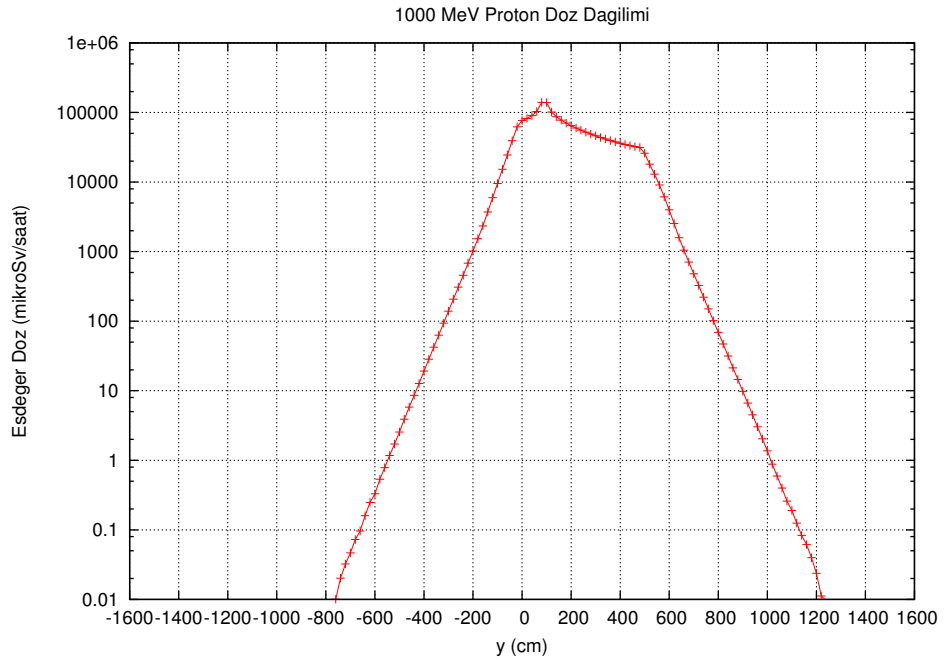
1000 MeV enerjili protonlar için zırh maddesi olarak beton kullanıldığında elde edilen sonuçlar Şekil 3.13, 3.14 ve 3.15'de gösterildi.



Şekil 3.13: 1000 MeV'lik protonların beton içinde oluşturduğu doz dağılımının XY grafiği.



Şekil 3.14: 1000 MeV'lik protonların beton içinde x eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı.



Şekil 3.15: 1000 MeV'lik protonların beton içinde y eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı.

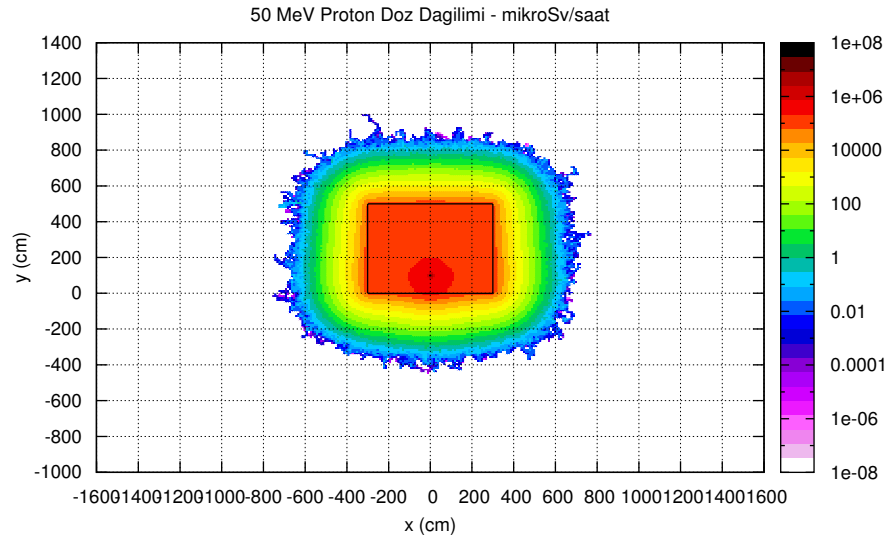
FLUKA kodu ile hesaplanan 1000 MeV enerjili protonlar için gerekli beton yan duvar ve çatı zırh kalınlıkları Tablo 3.3'de verildi.

Tablo 3.3: FLUKA kodu ile hesaplanan yan duvar ve çatı zırh kalınlıkları.

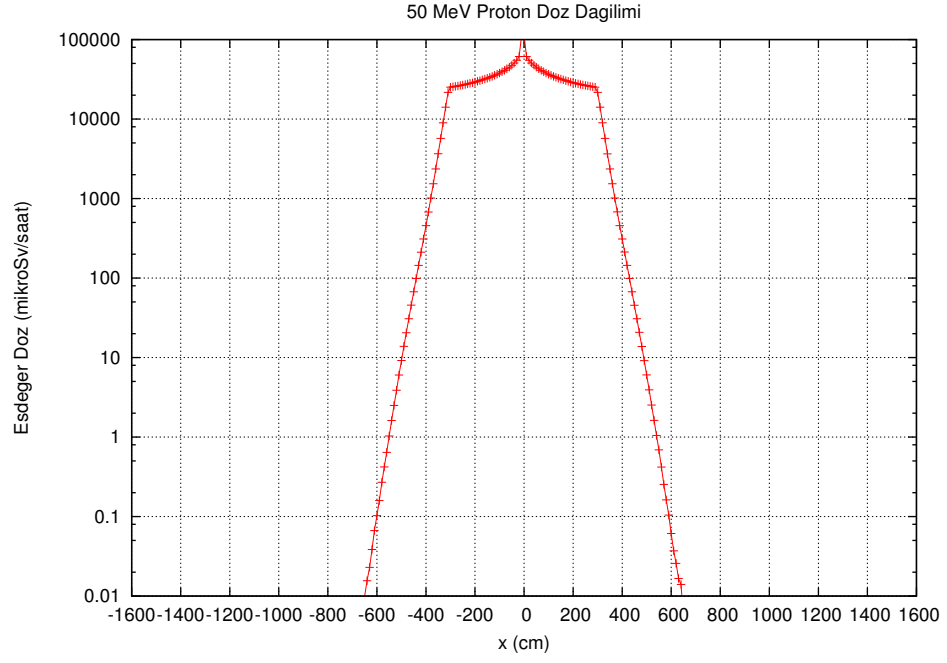
Enerji (MeV)	1000		
Doz ( $\mu Sv/h$ )	0.1	3	10
Yan duvar (cm)	651.026	476.335	415.572
Çatı (cm)	630.990	460.359	398.966

Farklı enerjilerdeki protonların, hızlandırıcı bileşenlerini temsil eden bakır maddesine çarpması sonucu oluşan dozu, limitlerin altında tutmak için zırh maddesi olarak toprak kullanıldığında elde edilen sonuçlar şu şekildedir;

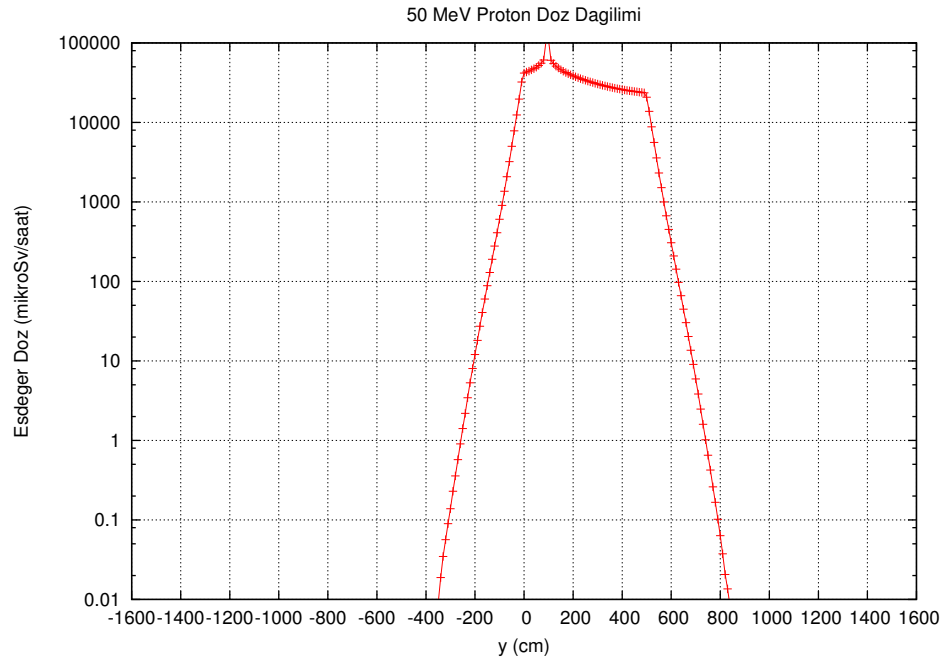
50 MeV enerjili protonlar için zırh maddesi olarak toprak kullanıldığında elde edilen sonuçlar Şekil 3.16, 3.17 ve 3.18'de gösterilmiştir.



Şekil 3.16: 50 MeV'lik protonların toprak içinde oluşturduğu doz dağılımının XY grafiği.

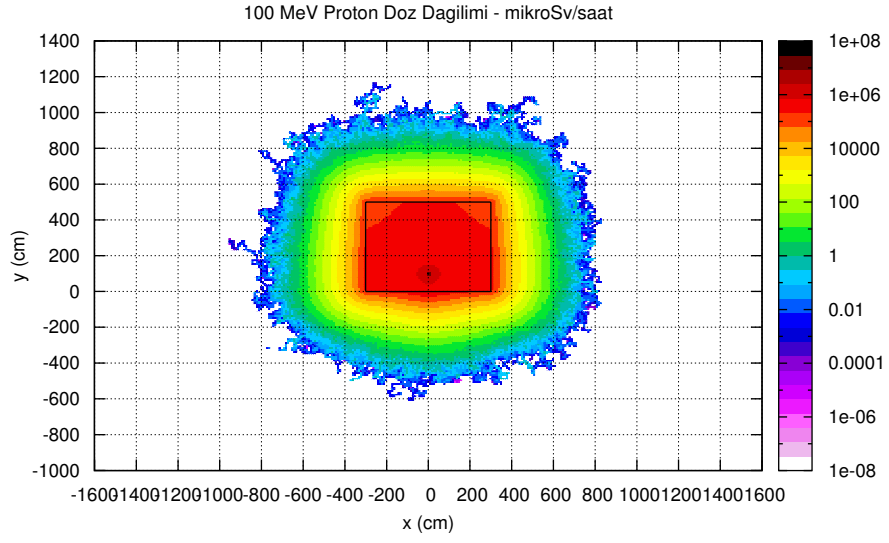


Şekil 3.17: 50 MeV'lik protonların toprak içinde x eksenine boyunca hesaplanan doz dağılımı.

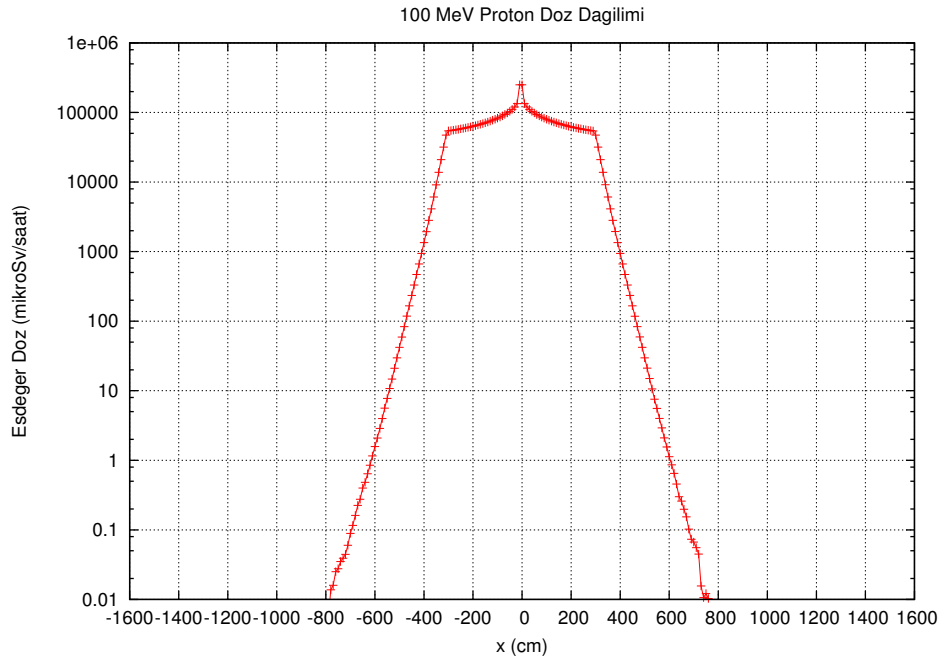


Şekil 3.18: 50 MeV'lik protonların toprak içinde y eksenine boyunca hesaplanan doz dağılımı.

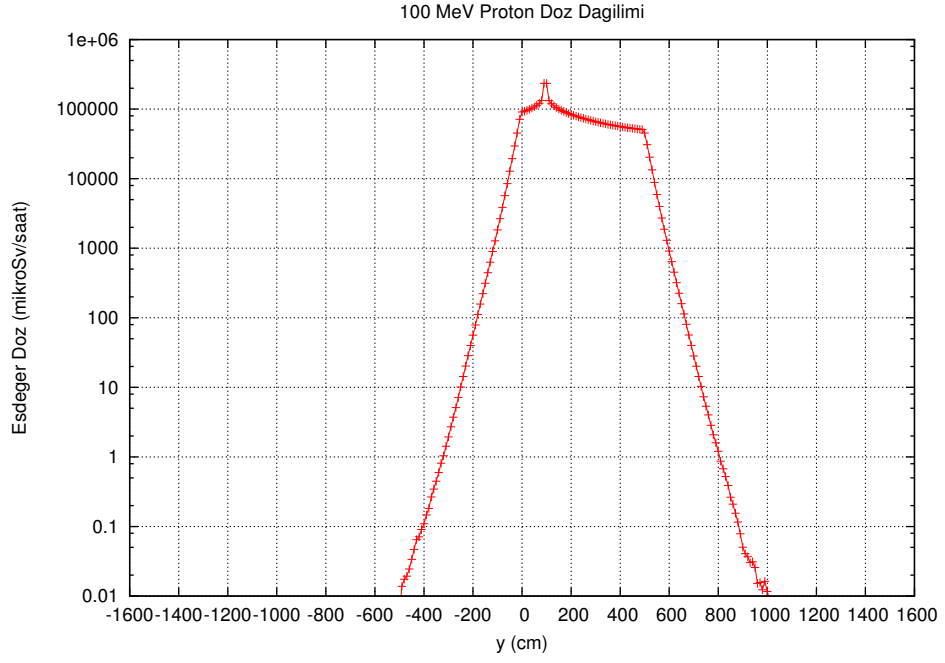
100 MeV enerjili protonlar için zırh maddesi olarak toprak kullanıldığında elde edilen sonuçlar Şekil 3.19, 3.20 ve 3.21'de gösterildi.



Şekil 3.19: 100 MeV'lik protonların toprak içinde oluşturduğu doz dağılımının XY grafiği.

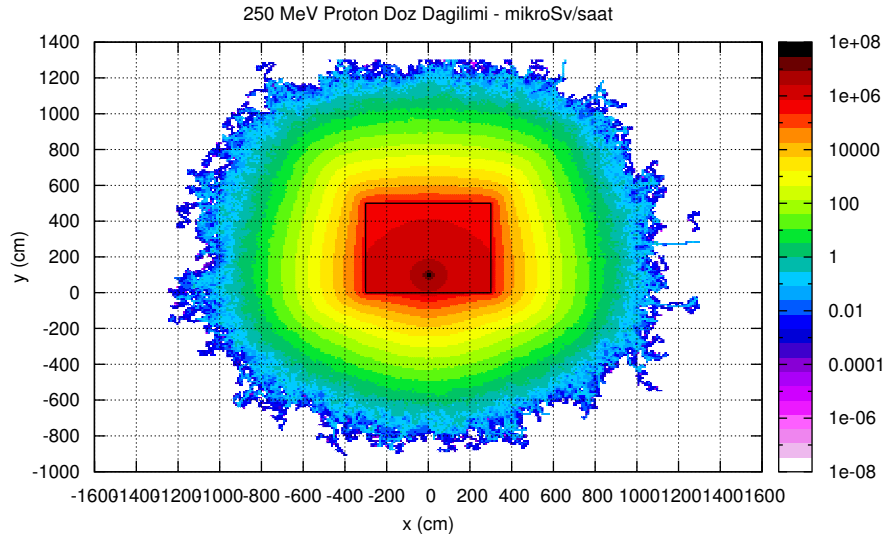


Şekil 3.20: 100 MeV'lik protonların toprak içinde x eksenine boyunca hesaplanan doz dağılımı.



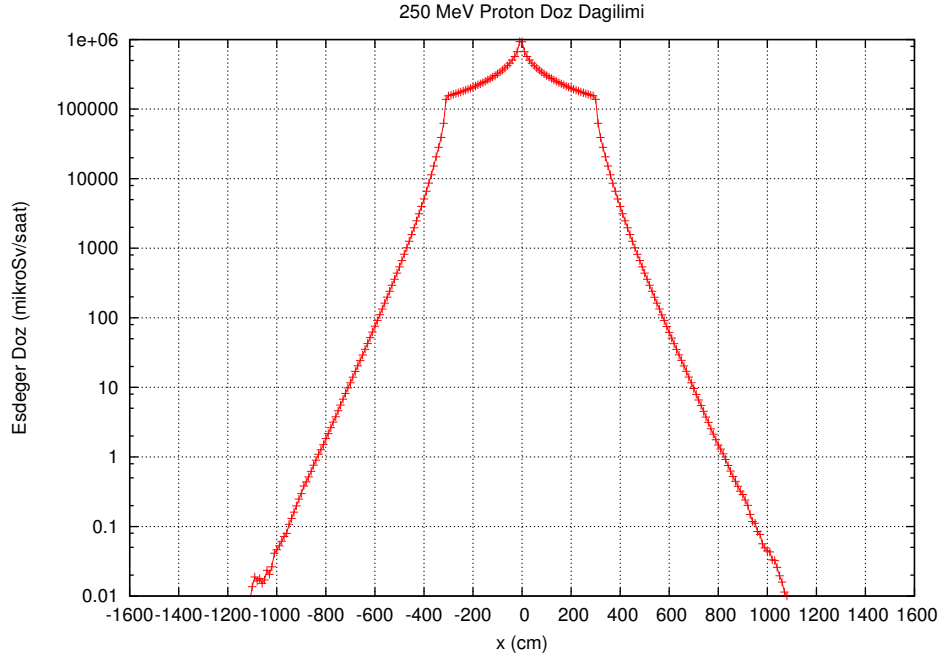
Şekil 3.21: 100 MeV'lik protonların toprak içinde y eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı.

250 MeV enerjili protonlar için zırh maddesi olarak toprak kullanıldığında elde edilen sonuçlar Şekil 3.22, 3.23 ve 3.24'de gösterildi.

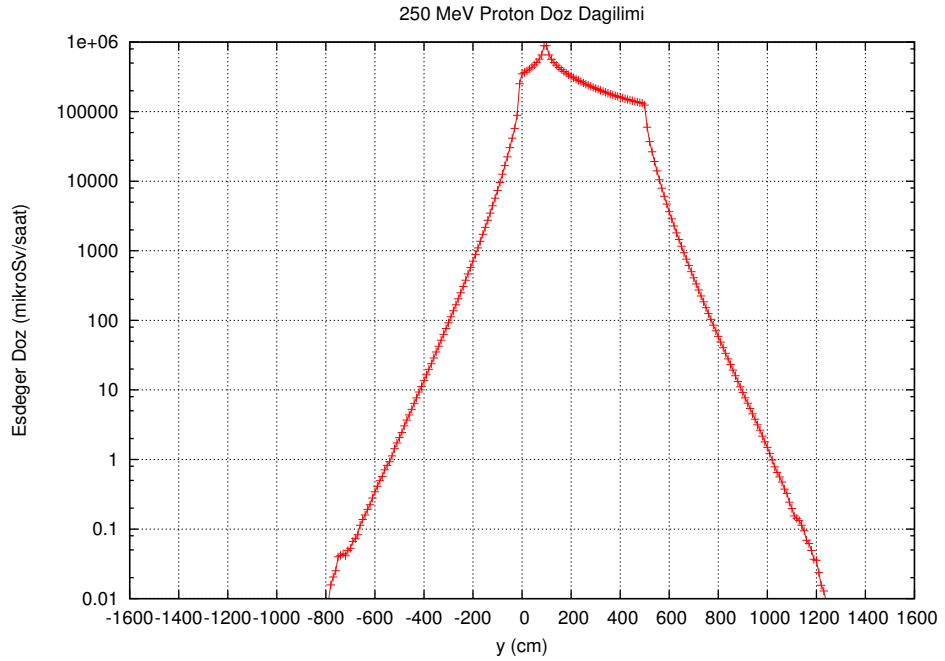


Şekil 3.22: 250 MeV'lik protonların toprak içinde oluşturduğu doz dağılımının XY grafiği.



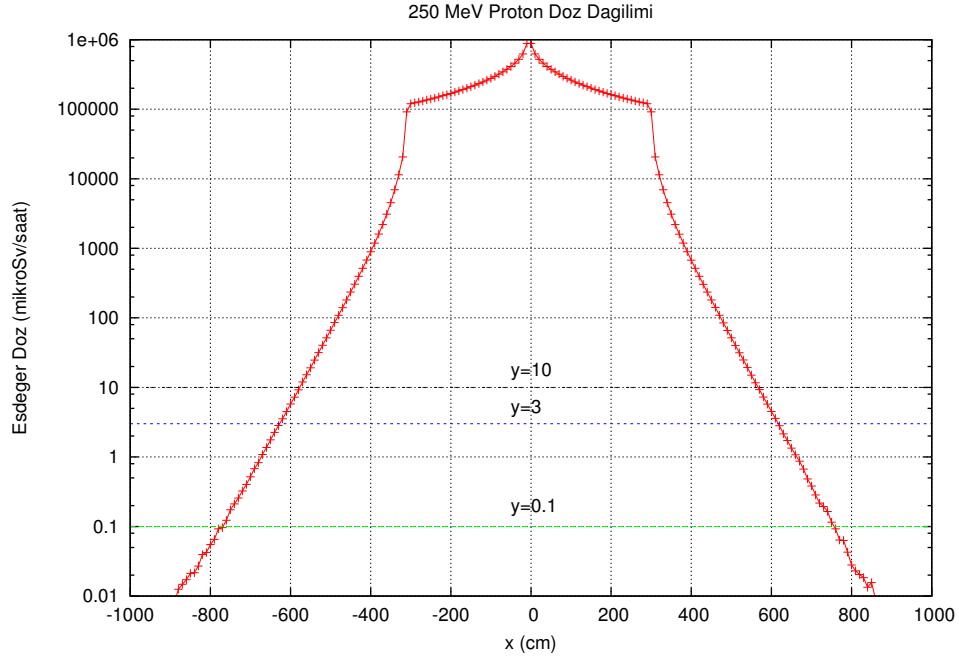


Şekil 3.23: 250 MeV'lik protonların toprak içinde x eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı.



Şekil 3.24: 250 MeV'lik protonların toprak içinde y eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı.

Benzetim sonucu elde edilen grafikler yardımı ile farklı doz limitleri için gerekli zırh kalınlıkları belirlendi. Bunun için Şekil 3.25'de gösterildiği gibi 0.1, 3 ve 10  $\mu Sv/saat$  doz limitlerine karşılık gelen zırh kalınlıkları bulunmuştur.



Şekil 3.25: Grafikler yardımı ile zırh kalınlıklarının belirlenmesi.

FLUKA kodu ile hesaplanan 50-100-250 MeV enerjili protonlar için gerekli beton ve toprak yan duvar ve çatı zırh kalınlıkları sırasıyla, Tablo 3.3 ve 3.5'de gösterildi. Benzetim sonuçlarındaki istatistiksel hata payları ~%2 mertebesindedir.

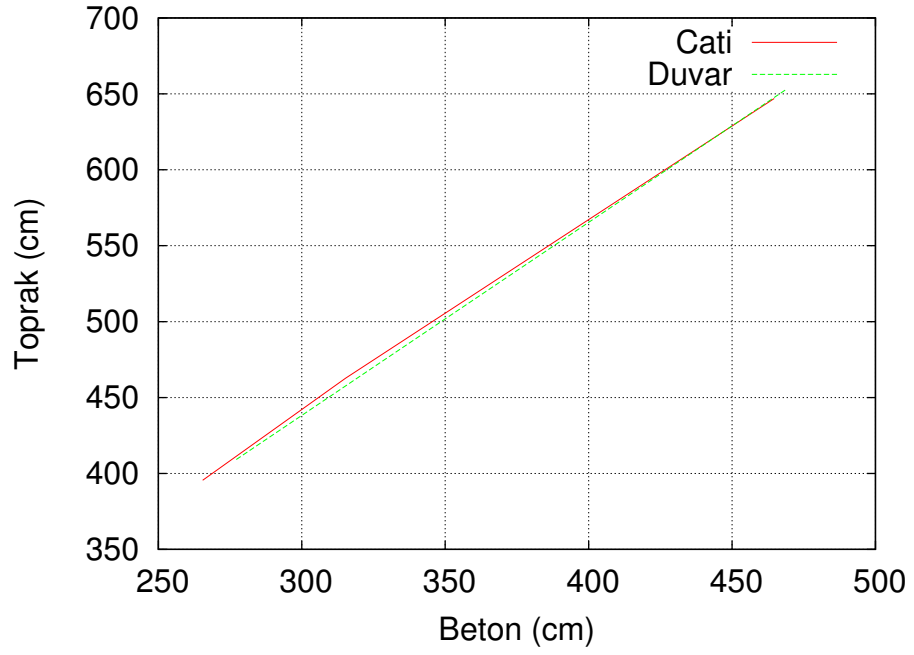
Tablo 3.4: FLUKA kodu ile hesaplanan yan duvar zırh kalınlıkları.

Enerji (MeV)	50			100			250		
Doz ( $\mu Sv/h$ )	0.1	3	10	0.1	3	10	0.1	3	10
Beton (cm)	155.256	107.689	91.907	267.011	174.580	143.870	468.497	327.341	276.992
Toprak (cm)	300.616	225.784	197.905	395.469	278.659	242.240	652.447	472.976	408.931

Tablo 3.5: FLUKA kodu ile hesaplanan çatı zırh kalınlıkları.

Enerji (MeV)	50			100			250		
Doz ( $\mu Sv/h$ )	0.1	3	10	0.1	3	10	0.1	3	10
Beton (cm)	146.207	96.688	81.471	246.520	163.111	133.072	464.709	315.236	265.456
Toprak (cm)	290.430	215.751	187.547	383.829	268.446	230.970	646.962	462.704	395.549

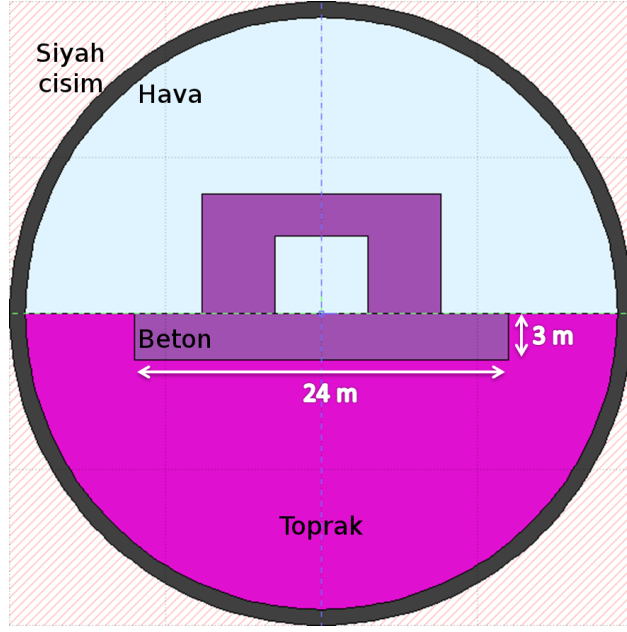
Benzetim sonucu elde edilen sonuçlar ile çizdirilen beton-toprak karşılaştırma grafiği Şekil 3.26'de gösterildi.



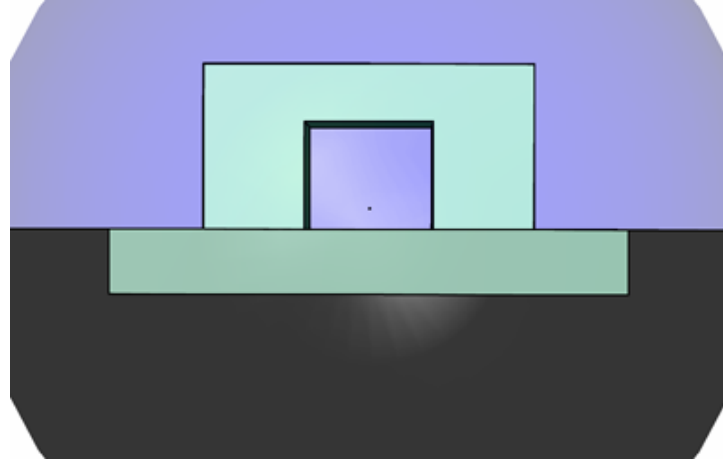
Şekil 3.26: 250 MeV'lik protonlar için gerekli beton-toprak duvar ve çatı kalınlıklarının karşılaştırma grafiği.

### 3.2.2 İkinci aşama

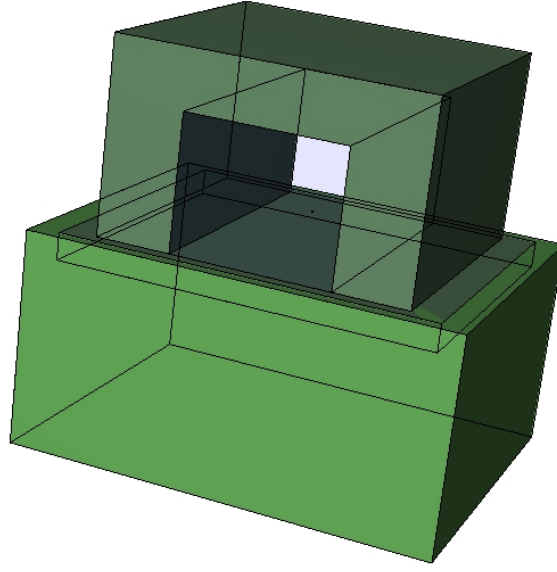
İkinci aşamada, ilk aşama sonucu belirlenen zırh kalınlıkları (Tablo 3.3) ile bir hızlandırıcı tünel tasarımı oluşturulmuştur. Oluşturulan bu hızlandırıcı tünelinin yan duvar kalınlıkları  $0.1 \mu SV/h$ , çatı kalınlıkları ise  $10 \mu SV/h$  değerine karşılık gelen zırh kalınlıkları ile tasarlandı. Bu şekilde oluşturulan hızlandırıcı tünelinin benzetim geometrisi iki boyutlu ve üç boyutlu olarak sırasıyla, Şekil 3.27, 3.28 ve 3.29'de gösterildi.



Şekil 3.27: Tasarlanan hızlandırıcı tüneli için oluşturulmuş benzetim geometrisinin iki boyutlu çizimi.



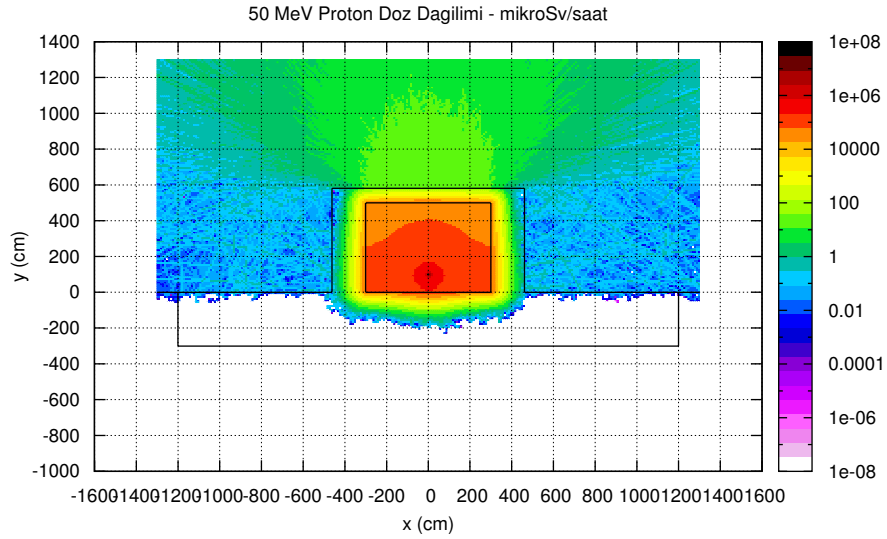
Şekil 3.28: Tasarlanan hızlandırıcı tüneli için oluşturulmuş benzetim geometrisinin önden üç boyutlu çizimi.



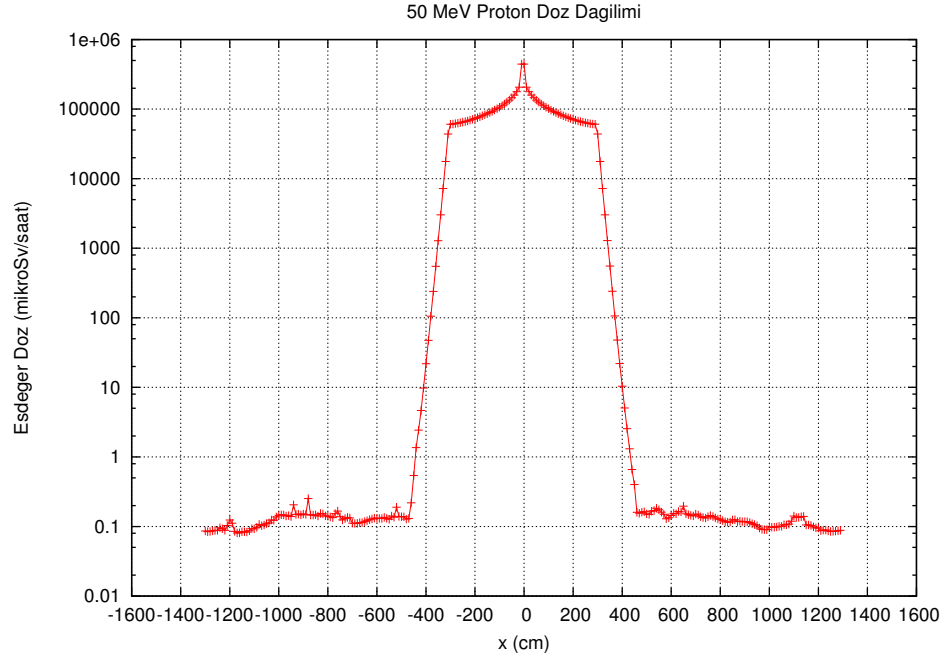
Şekil 3.29: Tasarlanan hızlandırıcı tüneli için oluşturulmuş benzetim geometrisinin yandan üç boyutlu çizimi.

Bu aşamada, tasarlanan tünelin 50-100-250 MeV proton enerjileri için yan duvar ve çatıdan kaçan doz dağılımının sonuçları şu şekildedir;

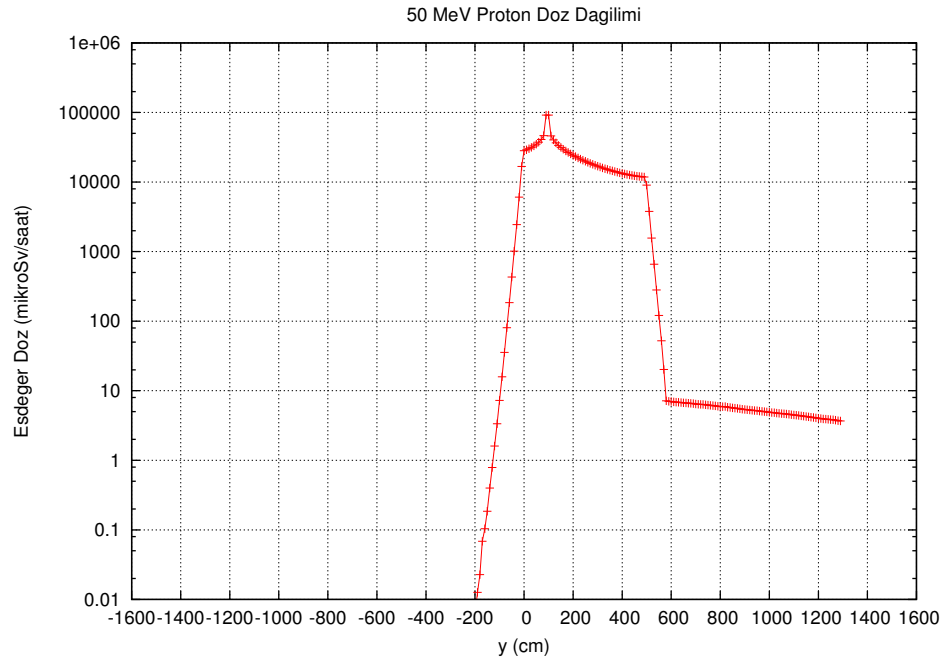
50 MeV enerjili protonlar için oluşturulan hızlandırıcı tüneline elde edilen doz dağılımları Şekil 3.30, 3.31 ve 3.32’de gösterildi.



Şekil 3.30: 50 MeV’lik protonlar için tasarlanan tüneldeki doz dağılımının XY grafiği.

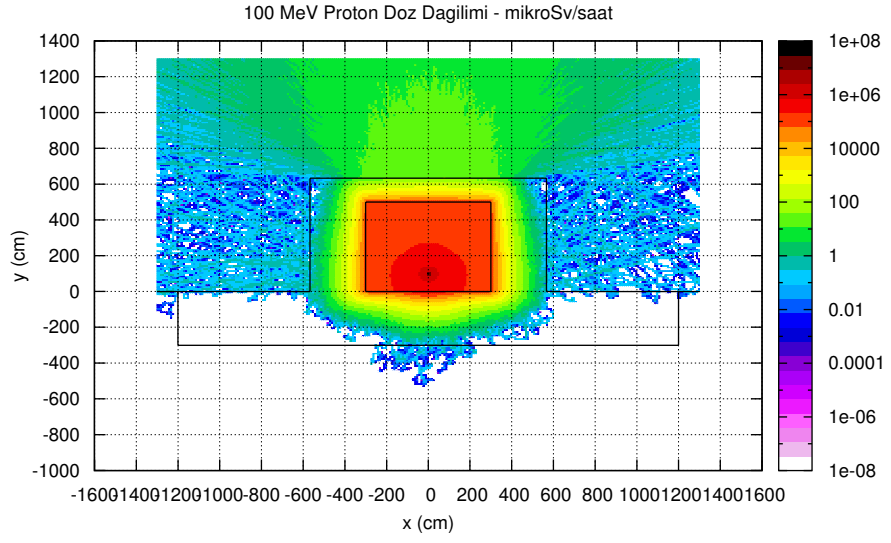


Şekil 3.31: 50 MeV'lik protonlar için tasarlanan tünelde x eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı.

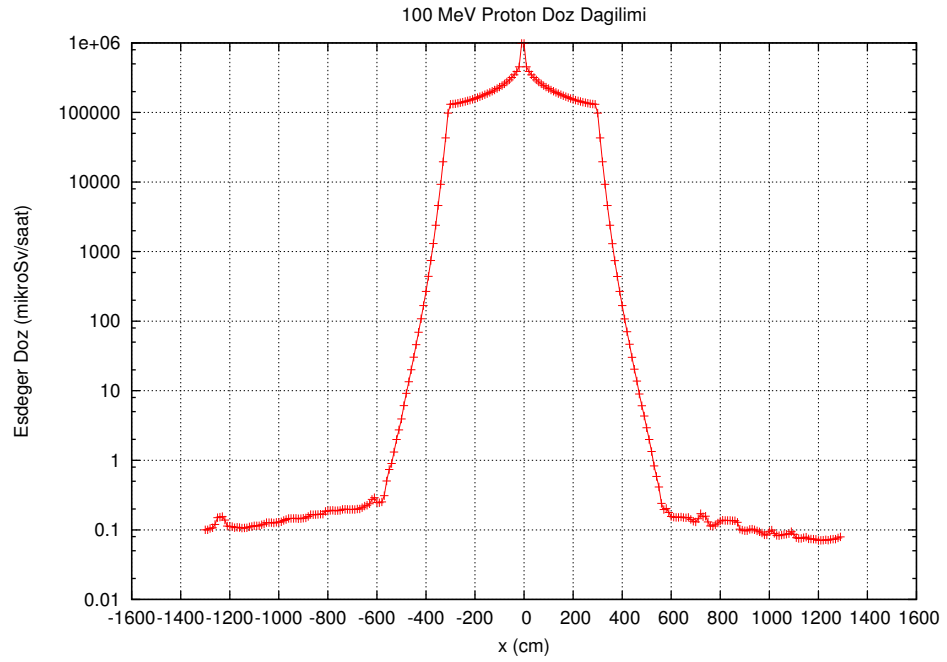


Şekil 3.32: 50 MeV'lik protonlar için tasarlanan tünelde y eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı.

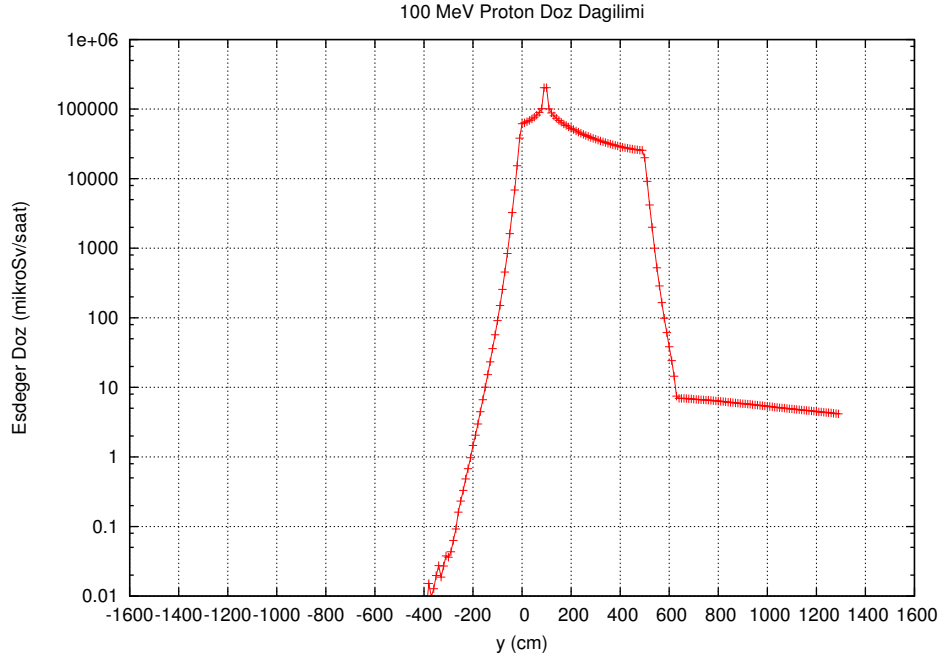
100 MeV enerjili protonlar için oluşturulan hızlandırıcı tüneline elde edilen doz dağılımları Şekil 3.33, 3.34 ve 3.35'de gösterildi.



Şekil 3.33: 100 MeV'lik protonlar için tasarlanan tüneldeki doz dağılımının XY grafiği.

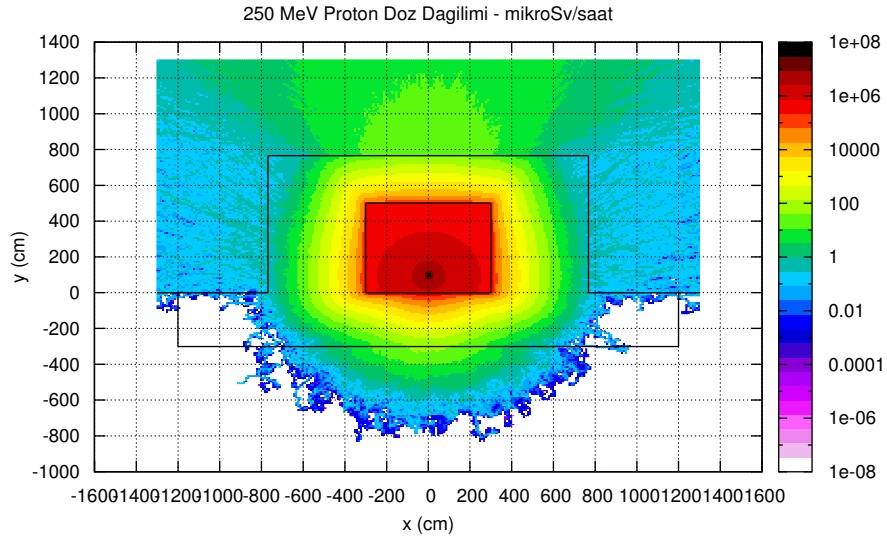


Şekil 3.34: 100 MeV'lik protonlar için tasarlanan tünelde x eksenı boyunca hesaplanan doz dağılımı.



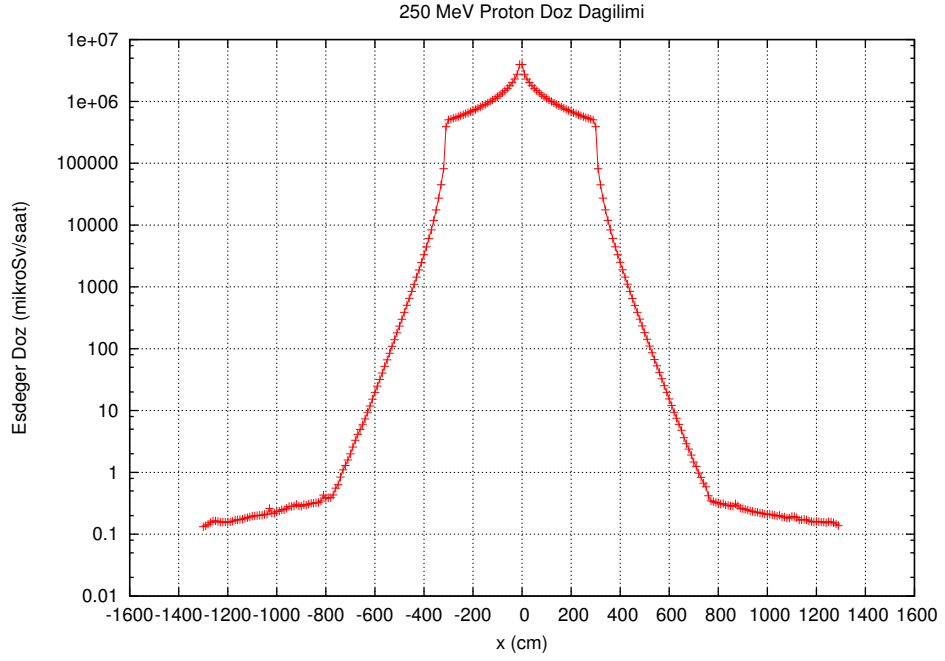
Şekil 3.35: 100 MeV'lik protonlar için tasarlanan tünelde y eksenı boyunca hesaplanan doz dağılımı.

250 MeV enerjili protonlar için oluşturulan hızlandırıcı tüneline elde edilen doz dağılımları Şekil 3.36, 3.37 ve 3.38'de gösterildi.

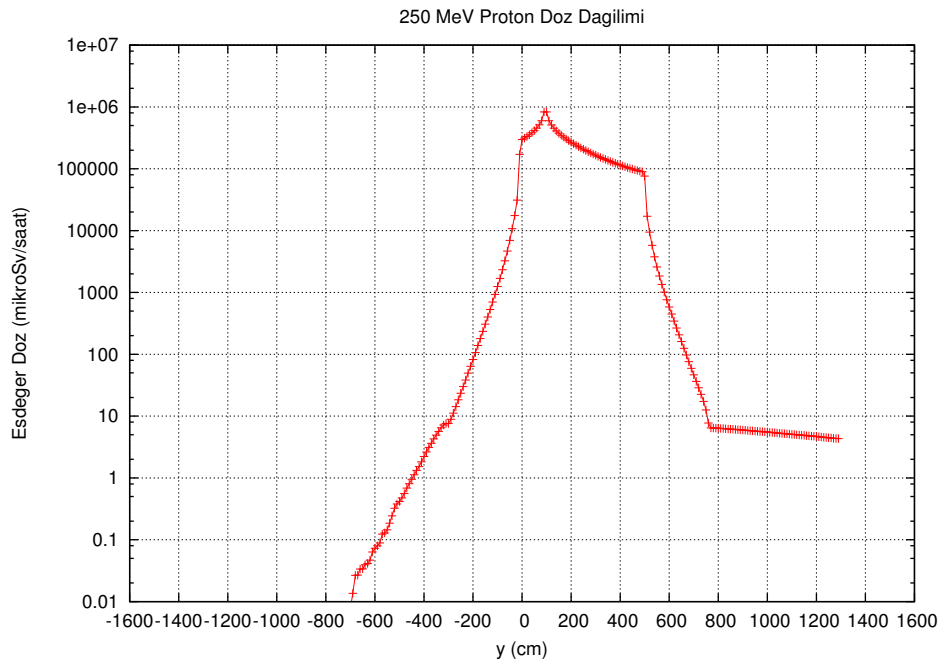


Şekil 3.36: 250 MeV'lik protonlar için tasarlanan tüneldeki doz dağılımının XY grafiği.





Şekil 3.37: 250 MeV'lik protonlar için tasarlanan tünelde x eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı.



Şekil 3.38: 250 MeV'lik protonlar için tasarlanan tünelde y eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı.

Günümüzde her alanda radyasyon zırhlamada yaygın olarak kullanılan standart beton, bazı uygulamalarda farklı mazlemeler ile katkılılandırılarak da kullanılmaktadır. Bu maddelerden biri de nötron tutma özelliği ile bilinen bor maddesidir. Dünyada bor üretimi yapan en önemli ülkeler

arasında olan ülkemiz, 2008 yılı verilerine göre dünya bor üretiminin %42'sini gerçekleştirmektedir [59].

Bu çalışmada, 250 MeV proton hızlandırıcıları için zırh maddesi olarak, standart beton ve kütlece %20 ve %40  $B_4C$  ile katkılandırılmış beton kullanıldığında gerekli zırh kalınlıkları arasındaki fark incelendi.

FLUKA benzetiminde kullanılan  $B_4C$ 'nin bileşenleri Tablo 3.6'de gösterildi.

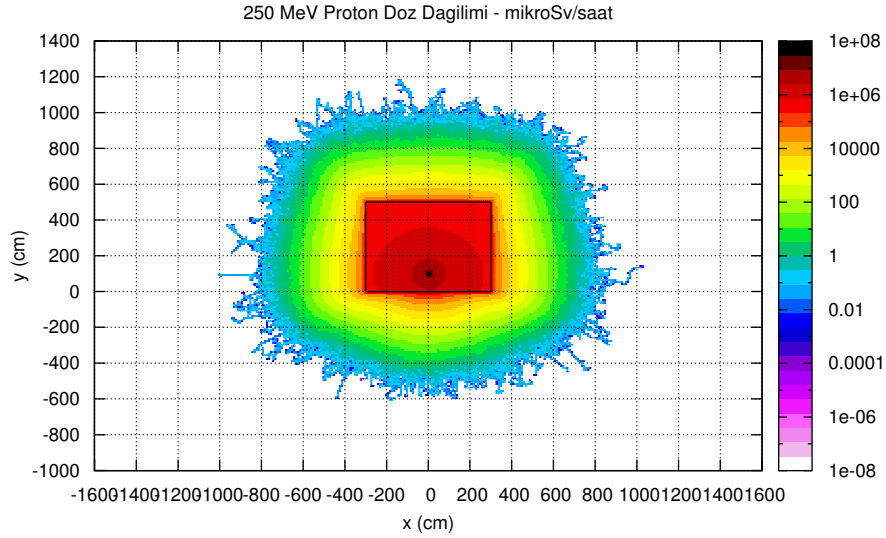
Tablo 3.6: Benzetimde kullanılan  $B_4C$ 'nin bileşenleri.

Element	$B_4C$ (Kütle)
B ( $B^{11}$ : % 80.1, $B^{10}$ : % 19.9)	0.78261
C ( $C^{12}$ : % 98.9, $C^{13}$ : % 1.1 )	0.21739

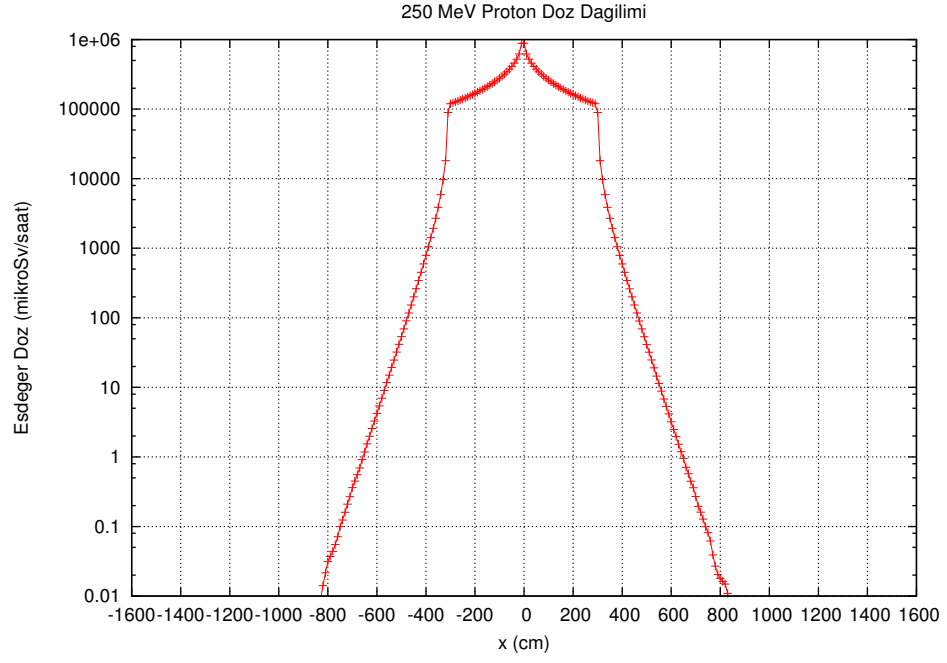
  

Bileşik	Yoğunluk ( $g/cm^3$ )
$B_4C$	2.52

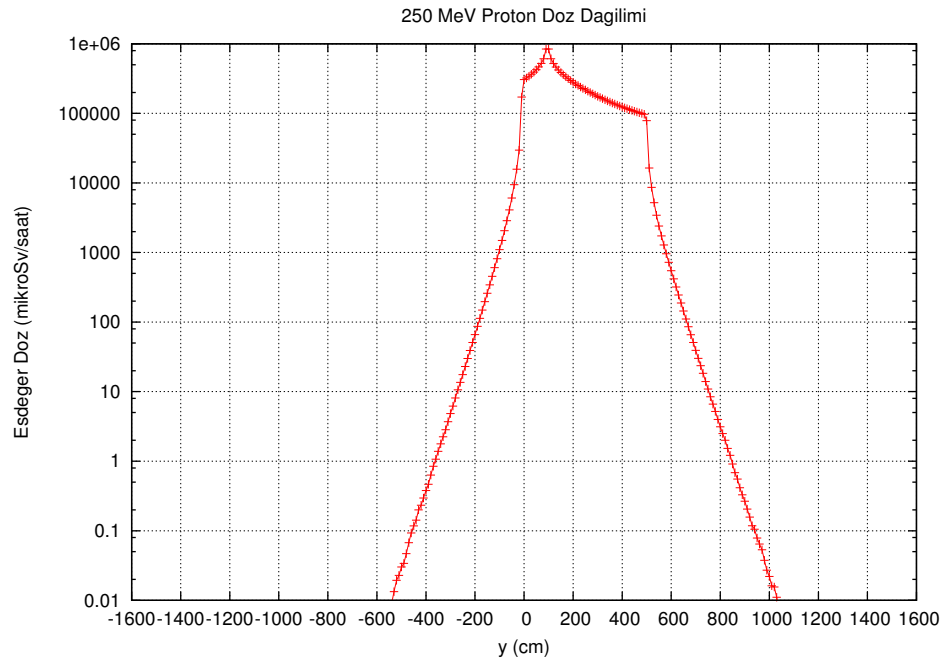
250 MeV proton hızlandırıcısı için zırh mazlemesi olarak, standart betona kütlece %20 oranında katkılandırılmış  $B_4C$  kullanılarak yapılan hesaplamaların sonuçları Şekil 3.39, 3.40 ve 3.41'de gösterildi.



Şekil 3.39: %20  $B_4C$  ile katkılandırılmış beton kullanıldığında oluşan doz dağılımının XY grafiği.



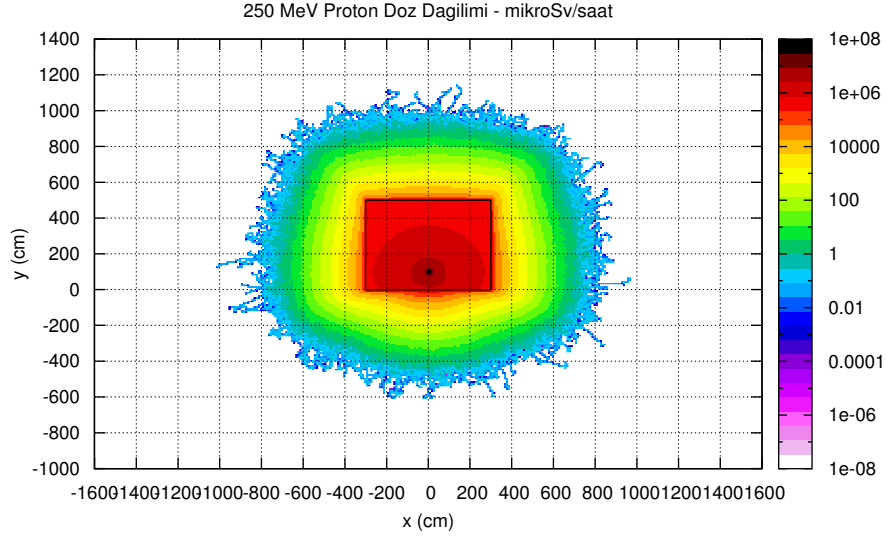
Şekil 3.40: %20  $B_4C$  ile katkılandırılmış beton kullanıldığında x eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı.



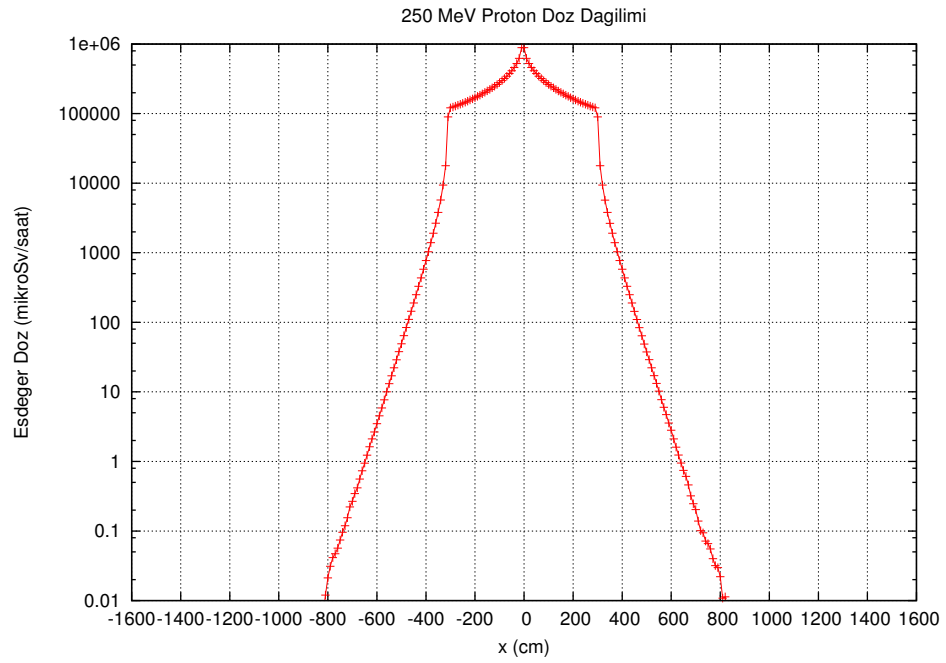
Şekil 3.41: %20  $B_4C$  ile katkılandırılmış beton kullanıldığında y eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı.

250 MeV proton hızlandırıcısı için zırh mazemesi olarak, standart betona kütlece %40 oranında

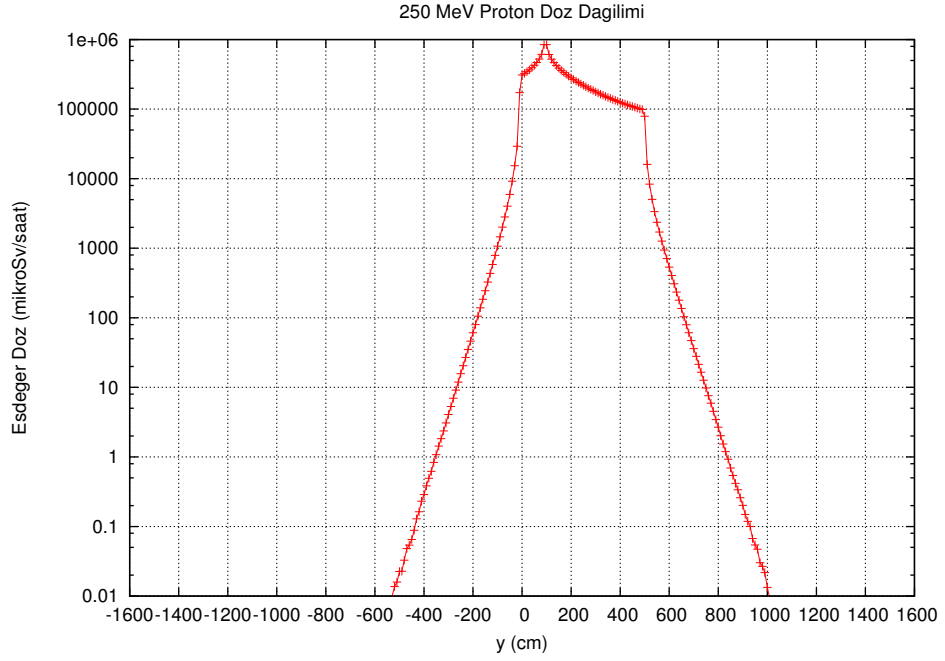
katkılandırılmış  $B_4C$  kullanılarak yapılan hesaplamaların sonuçları Şekil 3.42, 3.43 ve 3.44'de gösterildi.



Şekil 3.42: %40  $B_4C$  ile katkılandırılmış beton kullanıldığında oluşan doz dağılımının XY grafiği.



Şekil 3.43: %40  $B_4C$  ile katkılandırılmış beton kullanıldığında x eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı.



Şekil 3.44: %40  $B_4C$  ile katkılandırılmış beton kullanıldığında y eksenini boyunca hesaplanan doz dağılımı.

Benzetim sonuçlarına göre, zırh maddesi olarak standart beton ve  $B_4C$  ile katkılandırılmış beton kullanıldığında gerekli olan zırh kalınlıkları Tablo 3.7’de verildi.

Tablo 3.7: Standart beton, %20 ve %40  $B_4C$  ile katkılandırılmış beton için benzetim sonuçları.

Enerji (MeV)	250		
Doz ( $\mu Sv/h$ )	0.1	3	10
Standart beton (cm)	468.497	327.341	276.992
%20 $B_4C$ ’li beton (cm)	449.911	313.540	266.003
%40 $B_4C$ ’li beton (cm)	438.017	305.567	260.047

## 4 Sonuç ve Tartışma

Proton hızlandırıcılarında, belli bir enerji değerine kadar hızlandırılan protonlar hedef veya çevre maddeleriyle doğrudan veya dolaylı olarak etkileşir. Etkileşme ile oluşan parçacıklar ikincil etkileşmelere neden olur. Bu etkileşmeler sonucu proton, nötron, foton, elektron gibi parçacıklar gözlenir. Yüklü parçacıklar, ortamdaki maddeler ile sürekli etkileştiklerinden erişme uzaklıkları fazla değildir. Nötron ve fotonlar ise madde ile dolaylı etkileştiklerinden yüklü parçacıklara göre erişme uzaklıkları oldukça büyüktür ve hızlandırıcılarda yüksek yoğunluklu radyasyonlu alanlara neden olurlar. Proton hızlandırıcılarında zırlama nötronlara göre yapılır ve bu zırlama fotonlar için de yeterlidir.

Zırlama için hızlandırıcı bilgileri (radyasyon kaynak terimleri, hızlandırıcı demet parametreleri, v.b.) ile çalışma durumları önemlidir. Normal çalışma durumlarında parçacık enerji kaybı 1W/m, anormal (veya kaza) çalışma durumlarında enerji kaybı olarak 10W alınır.

Bu çalışmada, 50–250 MeV arasında değişen düşük enerjili protonların, standart beton ve toprak örnekleri için yan duvar ile çatı zırh kalınlıkları Monte Carlo benzetim yöntemi kullanılarak belirlendi. Zırh kalınlıklarının belirlenmesinde, zırh dışında izin verilen maksimum doz hızı değerleri; kontrolsüz alanlar için  $0.1 \mu\text{Sv/h}$ , denetimli alanlar için  $3 \mu\text{Sv/h}$  ve kontrollü alanlar için  $10 \mu\text{Sv/h}$  alındı. Belirlenen enerji değerlerine uygun hızlandırıcı tünel tasarımı, anormal kaza durumlarına göre yapıldı ve doz dağılımları FLUKA kodu ile incelendi.

Ayrıca, bor elementinin zırh etkisini incelemek için homojen olarak standart betona %20 ve %40 oranlarında  $B_4C$  ilave edildi ve 250 MeV enerjili protonların gerekli zırh kalınlıkları belirlendi.

Tablo 3.4'ten de görüldüğü gibi zırh kalınlıkları proton enerjisi ile doğru orantılı olarak değişirken zırhı oluşturan maddenin yoğunluğu ile ters orantılı olarak değişir. Denetimsiz alanlara göre 50-250 MeV enerji aralığı için beton zırh kalınlıkları 155.256-468.341 cm arasındadır. Farklı yoğunluktaki toprak ve standart beton için 250 MeV enerjili protonların denetimsiz alanlara göre zırh kalınlıkları sırasıyla 652.447 ve 468.497 cm'dir.

Belirlenen enerji aralığında protonlar için yan duvar zırh kalınlıkları benzer veya farklı yöntemlerle yapılan çalışmalar [60, 61, 62] sonucu elde edilen değerler ile karşılaştırıldığında uygunluk gösterir.

Genellikle hızlandırıcılarda çatı, FLUKA kodu ile belirlenen ve Tablo 3.5'te verilen çatı zırh kalınlıklarından daha düşük değerlerde oluşturulur. Bunun nedeni, çatıdan kaçan radyasyonun çalışanlar ve halk için oluşturduğu riskin daha az olmasıdır. Çatıdan farklı uzaklıklarda, eşdeğer doz dağılımının belirlenmesi ile ilgili bilgiler Bölüm 2.5.2.1.1'de verildi.

Proton hızlandırıcısı için tasarlanan tünelde çatı kalınlığı, ortamdaki kaçan radyasyonun kontrollü alan değerine kadar azaltılması amacı ile tasarlandı. Bundan dolayı, çatı ile yan duvar arasındaki zırh kalınlıkları farklı olduğundan zırh dışındaki doz değerleri de farklıdır. Şekil 3.30, 3.33

ve 3.36'dan da görüldüğü gibi çatıdan kaçan parçacıkların yan duvarlar etrafında oluşturdukları doz oldukça fazladır. Özellikle, 250 MeV enerjili protonların yatay düzlemde doz, kontrolsüz alanlar için izin verilen değerin üzerinde olduğu görülür (Şekil 3.37). Bu olumsuz etkiyi azaltmak için çatı ile yan duvar arasına özel zırhlama yapılır.

Tablo 3.7'den görüldüğü gibi, zırh maddesi olarak kullanılan standart betona  $B_4C$  katıldığında, zırh kalınlığında azalma görüldü.  $B_4C$  katılım oranı ile gerekli zırh kalınlıkları ters orantılı olarak değişir.

Planlanan proton hızlandırıcısının enerjisi 2000 MeV (2 GeV)'dir ve FLUKA kodu GeV mertebesinde daha fazla kullanılır. Diğer yandan, proton enerjilerine bağlı olarak parçacık sayısı artar ve parçacıkların yeni etkileşmelere neden olması da yüksek enerjilerde analiz süresini artırır. Yüksek enerjili protonlara örnek olarak, 1 GeV enerjili protonların standart beton zırh için yan duvar ve çatı zırh kalınlıkları belirlenerek Tablo 3.3'de verildi. Belirlenen zırh kalınlıkları [62] çalışmasındaki 1 GeV enerji değerleri ile uyumludur.

Radyasyonun madde ile etkileşimi hesaplamalarında Monte Carlo yönteminin kullanılmasında istatistiksel dalgalanmalara dikkat edilmelidir. Özellikle düşük parçacık sayısı ile hesap yapıldığında sonuçların güvenilirliği de doğru orantılı olarak azalır. Parçacık sayısını artırarak daha iyi sonuçlar elde etmek için TÜBİTAK Tr-Grid altyapısından yararlanıldı. Hesaplamalar  $12E+8$  parçacık sayısı ile yapıldı.

Proton hızlandırıcısındaki radyasyon, proton demetinin madde ile etkileşmesi ve ortamdaki kararlı çekirdeklerin kararsız çekirdeklere dönüşmesindedir. Zırhlama için esas alınan radyasyon, sistemin aktif olduğunda oluşan radyasyondur. Sistem kapalı olduğunda ortamdaki radyasyona, oluşan kararsız çekirdekler neden olur ve hızlandırıcı ortamına giriş için önemlidir.

Monte Carlo kodları ile yapılan radyasyon korunumu hesaplamalarında zaman tasarrufu ve istatistiksel dalgalanmaları azaltmak amacı ile varyans indirgeme yöntemleri kullanılır. Bu çalışmada yapılan hesaplamalarda herhangi bir varyans indirgeme yöntemi kullanılmadı.

## Kaynaklar

- [1] Ulu, M.O., Parçacık Dedektörlerinin Tıpta Kullanımı, Yüksek Lisans Tezi; 2008.
- [2] Yavaş, Ö., Doğrusal ve Dairesel Hızlandırıcılar, UPHDYO-5; 2009.
- [3] BİLGİN, P.S., Paul Scherrer Enstitüsü ve MEGAPIE (ADS) Uygulaması, Yüksek Lisans Tezi; 2006.
- [4] Steere, A.R., A Timeline of Major Particle Accelerators, Master of Science Thesis; 2005.
- [5] Tıkman, Y., İleri Fizik Öğrencileri ve Olimpiyat Çalışmalarına Katılanlar İçin Hızlandırıcılar Fiziğini Bir Model Haline Getirmek, Yüksek Lisans Tezi; 2006.
- [6] 2001 Snowmass Accelerator R&D, Report SLAC-PUB-9483; 2002.
- [7] Nakashima, N., Japan Atomic Energy Research Institute, Radiological Safety of Accelerator Facilities.
- [8] The Turkish Accelerator Center (TAC) Project, 4th Status Report to ISAC; 2012
- [9] Togay, Y.E., Radyasyon ve Biz, Türkiye Atom Enerjisi Kurumu Yayınları, 37s. Ankara; 2002.
- [10] <http://www.taek.gov.tr>; (Nisan 2012)
- [11] Sarıyer, D., Parçacık Hızlandırıcılarında Dış Radyasyon Güvenliği, Yüksek Lisans Tezi; 2010.
- [12] Vincke, H., Wirth, D.F., Roesler, S., Silari, M., Theis, C., Radiation Protection at CERN; 2011.
- [13] TAEK, Radyasyon Güvenliği Yönetmeliği; 2000.
- [14] Engizek, T., Sağlık Fiziği, İstanbul University Pres., Pages (9-20), (65-85), (107-128); 1999.
- [15] Göksel, S., Radyasyonun Etkileri ve Radyasyon Korunması, İ. T. Ü., Nükleer Enerji Enstitüsü, Pages (205-226), (227-237); 1973.
- [16] Cember, H., Introduction to Healty Physics: Pergamon Press (Scotland) Ltd., Pages (177-182), (280-287); 1969.
- [17] Charles, C. T., The Physics of Radiology, American Lecture Series; Publication No:1054, Fourth Edition, Pages (103-110), (532-543); 1983.



- [18] Mauro, E., Radiation Protection Studies For CERN LINAC4/SPL Accelerator Complex, Thesis.
- [19] NCRP Report No: 38, Protection Against Neutron Radiation; 1971.
- [20] Fassò, A., et al., FLUKA: A Multi-Particle Transport Code, Report CERN-2005-010; 2005.
- [21] Moritz, L. E., Radiation Protection at Low Energy Proton Accelerators, Nuclear Technology Publishing, Vol. 96, 4, pp. 297 - 309; 2001.
- [22] Schopper, H., Fassò, A., Goebel, K., Höfert, M., Ranft, J., Stevenson, G., Landolt-Börnstein, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology Newseries; Group I: Nuclear and Particle Physics Volume II: Shielding Against High Energy Radiation. O.Madelung, Ed. Heidelberg and Berlin: Springer-Verlag; 1990.
- [23] Mokhov, N.V., The MARS Code System User's Guide. Version 13. Batavia IL: Fermi National Accelerator Laboratory Report FN-628; 1995.
- [24] Nelson, W.R., Hirayama, H., Rogers DWO. The EGS4 Code System. Stanford CA: Stanford Linear Accelerator Center. SLAC Report No. SLAC 235; 1985.
- [25] McKinney, G.W., et al., MCNPX 2.6.X Features (2006-2007). Los Alamos National Laboratory Report LA-UR-07-2053, M&C/SNA; 2007.
- [26] Iwase, H., Niita, K., Nakamura, T., Development of General-Purpose Particle and Heavy Ion Transport Monte Carlo Code. Journal of Nuclear Science and Technology 39: 1142-1151; 2002.
- [27] Sayed, H., Rokni, J., Cossairt, D., Liu, J.C., Radiation Shielding at High-Energy Electron and Proton Accelerators, SLAC-PUB-13033; 2007.
- [28] Sullivan, A. H., et Overton, T. R. Time Variation of the Dose Rate From Radioactivity Induced in High- Energy Particle Accelerators. Health Physics 11, 1101-1105; 1965.
- [29] NCRP Report No:144, Radiation Protection for Particle Accelerator Facilities; 2003.
- [30] Sullivan, A. H., The Intensity Distribution of Secondary Particles Produced in High Energy Proton Interactions, Rad Prot Dos 27:189-192; 1989.
- [31] Tesch, K., A Simple Estimation of Lateral Shielding for Proton Accelerators in the Energy Range from 50 to 1000 MeV, Rad Prot Dos 1, 165-172; 1985.

- [32] Moyer, B. J., Method of Calculation of the Shielding Enclosure for the Berkley Bevatron, on Proc. 1st Int. Conf. Shielding around High Energy Accelerators, Presses Universitaires de France, Paris, 65; 1962.
- [33] Ban, S., et al., Measurements of Transverse Attenuation Lengths for Paraffin, Heavy Concrete and Iron Around An External Target for 12 GeV Protons, Nucl. Instrum. Meth. 174, 271; 1980
- [34] Stapleton, G. B., O'Brien, K., et Thomas, R. H., Accelerator skyshine, Part. Accel. 44(1), 1 - 15; 1994.
- [35] Barish, Jr., Childs, R. L., et Alsmiller, R. G., Skyshine at neutron energies less than 400 MeV, Part. Accel. 11, 131-141; 1981.
- [36] Pengelly, J., Monte Carlo Methods, Tutorial; 2002.
- [37] Demir, N., FLUKA: Giriş ve Örnekler, VII. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Detektörleri Yaz Okulu UPHDYO-7; 2011.
- [38] Chao, A., Tigner, M., Handbook of Accelerator Physics and Engineering; 1999.
- [39] Çakır, O., F 548 YEF'te Simulasyon Teknikleri, Ders 6, Ankara Üniversitesi.
- [40] Mueller, M.J , Shielding Studies for the CERN Super-Proton-Synchrotron at Experimental Point 5, CERN-THESIS-2004-038; 2004
- [41] Antonelli, M., et al. Proc. VI Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics (Calor 96), Frascati. Physics Series Vol. VI , pp. 561-570; 1997.
- [42] Battistoni, G., et al., Simulation of Muon Transport at High Energy: Comparison of Few Different Codes, Nuclear Instruments and Methods A394 , 136-145; 1997.
- [43] Ferrari, A., et al., An Improved Multiple Scattering Model for Charged Particle Transport, Nuclear Instruments and Methods B71, 412-426; 1992.
- [44] Fassò, A., et al.,, New Developments in FLUKA Modelling of Hadronic and EM Interactions, Proceedings of SARE-3, KEK report Proceedings 97-5, 32. H. Hirayama ed; 1997.
- [45] Sommerer, F., et al.,, Investigating the Accuracy of the FLUKA Code for Transport of Therapeutic Ion Beams in Matter, Physics in Medicine and Biology 51, 4385; 2006.
- [46] Capella, A., et al., Dual Parton Model, Physics Reports 236, 225; 1994.

- [47] Glauber, R. J., et Matthiae, G., High-Energy Scattering of Protons by Nuclei, Nuclear Physics B21, 135; 1970.
- [48] Gribov, V. N., Glauber Corrections and the Interaction between High-energy Hadrons and Nuclei, Sov. Phys. JETP 29, 483; 1969.
- [49] Ferrari, A., et Sala, P. R., Proc. MC93 Int. Conf. on Monte-Carlo Simulation in High-Energy and Nuclear Physics. World Scientific ed., 277; 1994. Battistoni G., et al. Proc. 11th Int. Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms, 126,483. Ric. Scient. ed Ed. Perm. Suppl., E. Gadioli ed.; 2006.
- [50] Ferrari, A., et Sala, P. R., The Physics of High Energy Reactions, Proceedings of Workshop on Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors Physics, Design and Safety, 2, 424. A. Gandini, G. Reffo eds; 1998.
- [51] Battistoni, G., et al. Proc. 11th Int. Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms, 126,483. Ric Scient. Ed. Perm. Suppl., E.Gadioli ed.; 2006
- [52] Scobel, W., et al., Preequilibrium (p,n) Reaction as a Probe for the Effective Nucleon-Nucleon Interaction in Multistep Direct Processes, Physical Review C41; 2010
- [53] Ishibashi, et al., Spallation Neutron Measurement by the Time-of-Flight Method with a Short Flight Path Nuclear Science and Technology, 32, 827; 1995.
- [54] Enqvist T., et al., Isotopic Yields and Kinetic Energies of Primary Residues in 1 A GeV 208 Pb + p Reactions, Nuclear Physics A 686 481; 2001.
- [55] Brugger, M., et al., Benchmark Studies of Induced Radioactivity Produced in LHC Materials, Part II: Remanent Dose Rates, Radiation Protection Dosimetry 116, 12-15; 2005.
- [56] Fasso, A., et al., Shielding Against High Energy Radiation, Numerical data and functional relationships in science and technology, Berlin: Vol. 11, Ed. H. Shopper, Springer-Verlag; 1990.
- [57] <http://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/compos.pl?matno=104> (Mayıs 2012)
- [58] Cossairt, J. D., Radiation Physics for Personnel and Environmental Protection, Fermilab Report TM-1834 Revision 9B, Presented at sessions of The U.S Particle Accelerator School; 2007.
- [59] <http://www.boren.gov.tr/icerik.php?id=27> (Nisan 2012)

- [60] Agosteo, S., Magistris, M., Silari, M., Shielding of Proton Accelerators, *Radiation Protection Dosimetry*, 146(4) 414-424, 2011.
- [61] Agosteo, S., Silari, M., Preliminary Shielding Calculations for a 2 GeV Superconducting Proton Linac, European Organisation for Nuclear Research European Laboratory Particle Physics, TECHNICAL MEMORANDUM TIS-RP/TM/2001-028, CERN Nufact Note 088; 2001.
- [62] Magistris, M., Silari, M., Shielding requirements and induced radioactivity in the 3.5 GeV SPL, CERN; 2005.

## Özgeçmiş

### KİŞİSEL BİLGİLER:

- Adı Soyadı: Görkem TÜREMEN
- Doğum Tarihi: 23.11.1987
- Doğum Yeri: ALTINDAĞ

### -Eğitim Durumu:

- Lisans: Fizik, Celal Bayar Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi 2010 Mezunu, Manisa

### BİLİMSEL FAALİYETLER:

#### -Uluslararası bilimsel toplantılarda sunulan sözlü bildiriler:

- **G.TÜREMEN**, R.KÜÇER - FLUKA Simülasyon Programı ve Proton Hızlandırıcıları İçin Uygulama Alanları, Türk Fizik Derneği 28. Uluslararası Fizik Kongresi, Bodrum, Turkey, Book of Abstracts, p.345 , 6-9 Eylül 2011.

#### -Uluslararası bilimsel toplantılarda sunulan poster bildiriler:

- N.KÜÇER, R.KÜÇER, **G.TÜREMEN**, E.KARAMAN, D.SARIYER - Yüksek Enerjili Protonların İç Zırh Maddeleriyle Etkileşmesinin Simülasyon Programı İle İncelenmesi, Türk Fizik Derneği 28. Uluslararası Fizik Kongresi, Bodrum, Turkey, Book of Abstracts, p.865 , 6-9 Eylül 2011.
- R.KÜÇER, E.KARAMAN, **G.TÜREMEN**, D.SARIYER, N.KÜÇER Farklı Maddelerden Oluşan Hedef ile Protonların Etkileşmesinin Simülasyon Programı İle İncelenmesi, Türk Fizik Derneği 28. Uluslararası Fizik Kongresi, Bodrum, Turkey, Book of Abstracts, p.866 , 6-9 Eylül 2011.

#### -Ulusal bilimsel toplantılarda sunulan sözlü bildiriler:

- **G.TÜREMEN**, R.KÜÇER, Proton Hızlandırıcıları İçin Spallasyon Tepkimelerinin İncelenmesi, X.THM YUUP Çalıştay1, Gölbaşı, Turkey, 9-11 Aralık 2011.

#### -Ulusal bilimsel toplantılarda sunulan poster bildiriler:

- R.KÜÇER, **G.TÜREMEN**, N.KÜÇER, Proton Hızlandırıcılarında Radyasyon Güvenliği, XIII. Ulusal Medikal Fizik Kongresi, Çeşme, Turkey, Bildiri Kitabı s.96, 17-19 Kasım 2011.

- R.KÜÇER, G.TÜREMEN, M.ÇEBER, N.KÜÇER, Farklı Enerjilerdeki Protonların Sıdaki Doz Dağılımının İncelenmesi, XIII. Ulusal Medikal Fizik Kongresi, Çeşme, Turkey, Bildiri Kitabı s.97, 17-19 Kasım 2011.

**-Yer aldığı bilimsel projeler:**

- DPT2006K-120470 No'lu DPT-YUUP THM proje üyesi.