



T.C.
N İĞDE ÜN İVERS İTES İ
FEN B İL İMLER İNST İTÜSÜ
F İZ İK ANA B İL İM DALI

LHeC'TE e^+p ÇARPI İTİRİCİSİNİN VE DEDEKTÖRÜNÜN İNCELENMES İ

DOKTORA TEZ İ

ERTAN ARIKAN

N İĞDE ÜN İVERS İTES İ
FEN B İL İMLER İNST İTÜSÜ

Haziran 2013

T.C.
N İDE ÜN İVERS İTESİ
FEN B İL İMLER İNST İTÜSÜ
F İZ İK ANA B İL İMDALİ

LHeC İTE e^+p İARPI İTİRİCİSİNİN VE DEDEKTÖRÜNÜN İNCELENMESİ

ERTAN ARIKAN


Doktora Tezi


Danı man

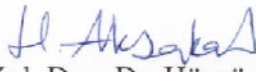
Yrd. Doç. Dr. Hüsni AKSAKAL

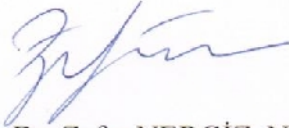
Haziran 2013

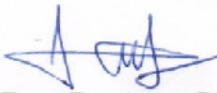
Ertan ARIKAN tarafından **Yrd. Doç. Dr. Hüsni AKSAKAL** danışmanlığında hazırlanan “**LHeC'te e+p Çarpıştırıcısının ve Dedektörünün İncelenmesi**” adlı bu çalışma jürimiz tarafından Niğde Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik** Anabilim Dalında Doktora tezi olarak kabul edilmiştir.


Başkan: Prof. Dr. Saleh SULTANSOY, TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi


Üye : Prof. Dr. İlhan TAPAN, Uludağ Üniversitesi


Üye : Yrd. Doç. Dr. Hüsni AKSAKAL, Niğde Üniversitesi


Üye : Yrd. Doç. Dr. Zafer NERGİZ, Niğde Üniversitesi


Üye : Yrd. Doç. Dr. Asım SOYLU, Niğde Üniversitesi

ONAY:

Bu tez, Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulunca belirlenmiş olan yukarıdaki jüri üyeleri tarafından/...../20.... tarihinde uygun görülmüş ve Enstitü Yönetim Kurulu'nun/...../20.... tarih ve sayılı kararıyla kabul edilmiştir.

...../...../20...

Doç. Dr. Osman SİVRİKAYA
MÜDÜR

TEZ B LD R M

Tez içindeki bütün bilgilerin bilimsel ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunuldu unu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalı mada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kayna ına eksiksiz atıf yapıldı ını bildiririm.



Ertan ARIKAN

ÖZET

LHeC’TE e^+p ÇARPI TIRICISININ VE DEDEKTÖRÜNÜN İNCELENMESİ

ARIKAN, Ertan
Ni de Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Ana Bilim Dalı

Danışman : Yrd. Doç. Dr. Hüsnü AKSAKAL

Haziran 2013, 144 sayfa

Bu doktora tez çalışmasında, LHeC (Büyük Hadron elektron Çarpı tırıcısı)’te e^+p çarpı tırıcısı ve detektörü incelenmiştir. Lineer hızlandırıcıda hızlandırılan elektron demeti tarafından üç farklı metot kullanılarak (Geleneksel, Compton Geri saçılma ve Undulator Tabanlı metotları) ve üç farklı hedef ($W_{75}Re_{25}$, $W_{75}Ta_{25}$ ve $W_{75}Ir_{25}$) için pozitronlar üretilmiştir. Üretilen pozitronların lineer hızlandırıcıda 60-140 GeV enerji değerlerine ulaştırıldı ve LHC (Large Hadron Collider) protonları ile detektörün çarpma noktasında çarpma malı göz önüne alınmıştır. Her hedef ve metot için tahmini pozitron sayıları FLUKA simülasyon kodu kullanılarak belirlenmiştir. Pozitronların yakalama verimini belirlemek için Adyabatik uygunlaştırma aygıtı (AMD) önerilmiştir ve ASTRA kodu kullanılarak simülasyonu yapılmıştır. Ayrıca e^+p çarpı tırıcısının 1 inli 1 CAIN kodu kullanılarak hesaplanmıştır.

Anahtar Sözcükler: Büyük Hadron elektron Çarpı tırıcısı (LHeC), pozitron üretim metotları, parçacık dedektörleri, AMD, CAIN, FLUKA.

SUMMARY

INVESTIGATION OF e^+p COLLIDER AND DETECTOR AT LHeC

ARIKAN, Ertan

Nigde University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics

Supervisor : Assistant Professor Dr. Hüsni AKSAKAL

June 2013, 144 pages

In this PhD thesis, LHeC (Large Hadron electron Collider) e^+p collider and its detector have been investigated. The positrons are produced by electron beam accelerated at the linear accelerator, by three methods (Conventional, Compton Backscattering and Undulator based methods) and for three different targets ($W_{75}Re_{25}$, $W_{75}Ta_{25}$ and $W_{75}Ir_{25}$). It is taken into account that these produced positrons are reached to 60-140 GeV energy value at the linear accelerator and they are collided at the collision point of the detector with the protons of LHC. Estimated number of the positrons has been determined by FLUKA simulation code for the each target and method. Adiabatic matching device (AMD) is proposed in order to determine the capture efficiency of positrons and it is simulated by ASTRA code. Furthermore e^+p collider luminosity has been calculated using CAIN code.

Keywords: LHeC, positron production methods, particle detector, AMD, CAIN, FLUKA.

ÖN SÖZ

Doktora tez çalı mamın yürütülmesi esnasında, çalı malarımaya yön veren, bilgi ve yardımlarını esirgemeyen ve bana her türlü deste i sa layan danı man hocam, Sayın Yrd. Doç. Dr. Hüsnü AKSAKAL'a en içten te ekkürlerimi sunarım. Ayrıca Doktora tez çalı mam esnasında bilgilerinden faydalandı ım için Prof. Dr. İhan TAPAN ve Yrd. Doç. Dr. Zafer NERG Z'e sonsuz te ekkürler ederim.

Bu tezi, sadece bu çalı mam boyunca de il, tüm ö renim ve çalı ma hayatım boyunca maddi ve manevi deste ini esirgemeyen sevgili babam Hayrettin ARIKAN ve annem engül ARIKAN'a ve biricik e im Sezin ARIKAN'a ithaf ediyorum.

Bu tez çalı ması “Linak-LHC bazında ep, γp , eA ve γA Çarpı tırıcıları” isimli TAEK projesi tarafından desteklenmi tir.

Ç NDEK LER

ÖZET	iv
SUMMARY	v
ÖNSÖZ	vi
Ç NDEK LER D Z N	vii
Ç ZELGELER D Z N	x
EK LLER D Z N	xi
S MGE VE KISALTMALAR	xiv
BÖLÜM I G R	1
BÖLÜM II PARÇACIK HIZLANDIRICILARI	3
2.1 Parçacık Hızlandırıcı Tipleri	4
2.1.1 Do ru voltaj (yüksek gerilim) hızlandırıcıları	4
2.1.2 Radyo frekans salınımlı elektromanyetik alan kullanan hızlandırıcılar	5
2.1.2.1 Lineer hızlandırıcılar	5
2.1.2.2 Dairesel hızlandırıcılar	6
2.2 İ nım Kaynakları ve Çarpı tırıcılar	7
BÖLÜM III STANDART MODEL	21
3.1 Etkile im Türleri	22
3.1.1 Elektromanyetik etkile im	23
3.1.2 Zayıf etkile im	25
3.1.3 Kuvvetli etkile im	25
3.1.4 Kütle çekim kuvveti	26
3.2 Etkile im Aralı 1	26
3.3 Birimsel (Unitary) Grup	27
3.4 SM'in Yetersiz Kaldı ı Durumlar	29
3.5 Neden LHC	29

BÖLÜM IV PARÇACIKLAR VE İMANNIN MADDE İLE ETKİLEŞİMLERİ	32
4.1 Hadron-Madde Etkileşimi (Hadronik Etkileşim)	33
4.1.1 Nötr hadron-madde etkileşimi	33
4.1.2 Yüklü hadron-madde etkileşimi	34
4.2 Lepton-Madde Etkileşimi	42
4.2.1 Nötr lepton-madde etkileşimi	42
4.2.2 Yüklü lepton-madde etkileşimi	42
4.3 Cherenkov İmması	47
4.4 Foton-Madde Etkileşimi	49
4.4.1 Fotoelektrik olay	50
4.4.2 Compton saçılması	51
4.4.3 Çift oluşum	54
BÖLÜM V LHC TABANLI ÇARPI TIRICI VE DETEKTÖR	58
5.1 Önerilen Çarpı tırıcı	61
5.2 Pozitron Üretiminde Kullanılacak Olan Hedef Seçimi	63
5.3 CM ile Pozitron Üretimi	65
5.4 CBS Metot ile Pozitron Üretimi	65
5.5 Undulatör Tabanlı (UB) Metot ile Pozitron Üretimi	69
5.6 AMD Dizayn	70
5.7 Önerilen LHeC Detektörü	72
5.7.1 Kö e detektör	76
5.7.2 z takip edici detektör	76
5.7.3 Kalorimetreler	77
5.7.3.1 Elektromanyetik kalorimetre	87
5.7.3.2 Hadronik kalorimetre	92
5.7.3.3 Müon kalorimetre	94
BÖLÜM VI MATERYAL VE METOT	100

6.1 MATERYAL	100
6.2 METOT.....	101
BÖLÜM VII BULGULAR VE TARTI MA.....	103
BÖLÜM VIII SONUÇ.....	123
KAYNAKLAR	125
EKLER.....	135
Ek-A 2.37 GeV'lik elektron demeti ve WRe hedef için CM ile pozitron üretiminde kullanılan FLUKA girdi dosyası.....	135
Ek-B AMD dizaynı için kullanılan ASTRA girdi dosyası	136
Ek-C 60 GeV'lik pozitron demeti ve WRe hedef için 1 mlılık hesabında kullanılan CAIN girdi dosyası	137
Ek-D EMC için yazılımı FLUKA girdi dosyası.....	140
ÖZ GEÇM	143
TEZ ÇALI MASINDAN ÜRET LEN ESERLER	144

ÇİZELGELER D Z N

Çizelge 3.1. SM'e göre temel parçacıklar ve ayar bozonları.....	21
Çizelge 3.2. Etkile im türleri ve ta ıyıcı parçacıklar ve etkilenen parçacıklar	22
Çizelge 5.1. Geçmi te kullanılan ve gelecekte kullanılacak olan çarpı tırıcılar	61
Çizelge 5.2. CLIC Sürücü demet parametreleri.....	63
Çizelge 5.3. Linak tabanlı pozitron üretim tesislerinden bazıları ve özellikleri	64
Çizelge 5.4. Hedef parametreleri	65
Çizelge 5.5. CBS metotta kullanılan elektron ve lazer parametreleri.....	68
Çizelge 5.6. Undulatör parametreleri.....	70
Çizelge 5.7. Organik sintilatörler ve özellikleri.....	81
Çizelge 5.8. norganik sintilatörler ve özellikleri	82
Çizelge 5.9. Fıçı kalorimetreye ait boyuna uzunluklar	96
Çizelge 5.10. EMC fıçısı ve HAC fıçısı kalorimetrelere ait çe itli uzunluklar.....	97
Çizelge 5.11. leri/Geri EMC ve HAC'ye ait kullanılan uzunluklar	99
Çizelge 7.1. Üç hedef ve üç metot için sürücü demet enerjileri ve yakalama verimi... 113	
Çizelge 7.2. Üretim metotları için kıyaslama parametreleri	114
Çizelge 7.3. Üç hedef ve üç metot için AMD'yi geçen pozitron de erleri	114
Çizelge 7.4. Linak ve LHC demet parametreleri ve ı ınlık de erleri	115
Çizelge 7.5. EMC ve HAC için enerji çözünürlü ü de erleri	118

EKLER DİZİNİ

ekil 2.1. Lineer hızlandırıcı görünümü	5
ekil 2.2. (a) SEL yükselteci mod (b) SEL salındırıcı mod temsili görünümü (c) Kendili inden artırılmış anlık yayılım (SASE) SEL üretimi	12
ekil 3.1. e^+p çarpı masında olası $e^+p \rightarrow \bar{\nu}_e t U(B, S, D)$ sürecine ait Feynman diyagramları	28
ekil 4.1. A ır yüklü parçacık ın elektron ile etkile mesi	35
ekil 4.2. A ır yüklü parçacık ın belirli bir yo unluktaki elektron ile etkile imi	36
ekil 4.3. Parçacık tanımlamada durdurma gücü-momentum grafi i	40
ekil 4.4. Bremsstrahlung süreci Feynman diyagramları	44
ekil 4.5. Alfa ve Beta parçacıklarının menzili	44
ekil 4.6. Elektronun madde içerisindeki enerji kaybı mekanizmaları	47
ekil 4.7. e ve e^+ 'nin kur un içerisinde geçerken enerji kaybının demet enerjisine göre de i imi	48
ekil 4.8. Cherenkov ı nımı	49
ekil 4.9. Fotonların iddetinde so urucu madde kalınlı na ba lı olarak de i imi	50
ekil 4.10. Fotoelektrik olay	51
ekil 4.11. Compton saçılması	52
ekil 4.12. Çift üretim süreci Feynman diyagramları	55
ekil 4.13. Toplam lineer so urma katsayısının gelen foton enerjisi ile de i imi	56
ekil 4.14. Foton etkile im tesir kesiti	56
ekil 5.1. LHeC'in $x-Q^2$ grafi inin HERA deneyleri ile kıyaslaması a) dü ük x bölgesi (b) yüksek Q^2 bölgesi	59
ekil 5.2. LHeC çarpı tırıcı opsiyonları. (a) Halka-halka (b) atmalı linak-halka (c) ERL-halka	59
ekil 5.3. Önerilen e^+p çarpı tırıcısı ve pozitron kaynakları (a) CM ve (b) CBS metot ..	62
ekil 5.4. Compton gerisaçılması (CBS)	65
ekil 5.5. Farklı enerjilerde geri saçılmı foton spektrumu	67
ekil 5.6. CBS'de e ile hedef arası mesafenin temsili görünümü	68
ekil 5.7. Önerilen e^+p çarpı tırıcısı ve UB metot	69

ekil 5.8. Önerilen AMD.....	71
ekil 5.9. AMD içindeki manyetik alanın uzunlu a göre de i imi.....	71
ekil 5.10. Parçacık detektörlerinin ematik gösterimi	73
ekil 5.11. YEF parçacık detektörleri ve alt detektörler.....	74
ekil 5.12. LHeC tam detektör geometrisi önden ve enine kesiti görünümü	75
ekil 5.13. Sintilasyon detektör görünümü.....	78
ekil 5.14. Örnekleme kalorimetresinin görünümü.....	85
ekil 5.15. Akordiyon kalorimetre görünümü	86
ekil 5.16. Elektromanyetik sa anak görünümü	87
ekil 5.17. Farklı enerjilerdeki gelen parçacık için boyuna ve dikine sa anak görünümü	89
ekil 5.18. Hadronik sa anak görünümü.....	92
ekil 5.19. Linak-halka tipi LHeC detektörünün genel görünümü.....	95
ekil 5.20. Önerilen detektörün EMC&Al&HAC kısmı.....	96
ekil 5.21. FEC_{W-Si} görünümü.....	97
ekil 5.22 FHC_{W-Si} görünümü	98
ekil 5.23. FHC_{Cu-Si} görünümü.....	98
ekil 5.24. BEC_{Pb-Si} görünümü	98
ekil 5.25. BHC_{Cu-Si} görünümü	99
ekil 7.1. Üç metot için hedef kalınlı ının fonksiyonu olarak pozitron sayısı.....	103
ekil 7.2. Sürücü demet enerjisinin fonksiyonu olarak pozitron sayısı.....	104
ekil 7.3. Üç metot için z eksenı boyunca enerji depolanması.....	105
ekil 7.4. (a) CM ve $W_{75}Re_{25}$ için enine enerji depolanması ve (b) x-z boyutunda enerji depolanması	106
ekil 7.5. CBS metot ve $W_{75}Re_{25}$ için (a) enine enerji depolanması ve (b) x-z boyutunda enerji depolanması	107
ekil 7.6. UB metot ve $W_{75}Re_{25}$ için (a) enine enerji depolanması ve (b) x-z boyutunda enerji depolanması	108
ekil 7.7. Üç metot için atma ba ına enerji depolanmasının demet enerjisine göre de i imi.....	109
ekil 7.8. Döner hedef görünümü	109
ekil 7.9. CM için farklı hedefler için pozitron sayısının demet enerjisine göre de i imi sayısı	110
ekil 7.10. Farklı hedef kalınlıklarındaki pozitron flux enerji spektrumu.....	110

ekil 7.11. CM için 2.37 GeV'lik demet enerjisinde $W_{75}Ir_{25}$ için faz uzayı da ılımı (a) AMD'den önce (b) AMD'den sonra.....	111
ekil 7.12. CM için 2.37 GeV'lik demet enerjisinde $W_{75}Ta_{25}$ için faz uzayı da ılımı (a) AMD'den önce (b) AMD'den sonra.....	112
ekil 7.13. CM için 2.37 GeV'lik demet enerjisinde $W_{75}Re_{25}$ için faz uzayı da ılımı (a) AMD'den önce (b) AMD'den sonra.....	112
ekil 7.14. 90^0 'lik açıyla EMC-fiçı ve HAC-fiçı kalorimetreye gelen elektron ve pion için ROOT kullanılarak elde edilen sintilatörler üzerindeki enerji da ılımı	116
ekil 7.15. a) Elektron için 70^0 (kırmızı) ve 90^0 (siyah)'de Fıçı kalorimetre enerji çözünürlü ü (b) Pion için 90^0 'deki enerji çözünürlü ü.....	117
ekil 7.16. 90^0 'de EMC enerji çözünürlü ü.....	117
ekil 7.17. a) FEC_{W-Si} 1GeV-1TeV enerji aralı nda elektron için enerji çözünürlü ü (b) BEC_{Pb-Si} 3-100 GeV enerji aralı nda elektron için enerji çözünürlü ü.....	118
ekil 7.18. Farklı enerjilerde EMC'de elektronun boyuna enerji depolanması.....	119
ekil 7.19. EMC&Al&HAC'de (a) elektron (b) pion boyuna enerji deposizyonu	120
ekil 7.20. EMC&Al&HAC için (a) Elektron (b) Pion enerji deposizyonu ve dikine sa anak.....	120
ekil 7.21. a) 75 GeV-5 TeV enerji aralı ndaki elektronlar için FEC_{W-Si} 'de dikine enerji depolanması (b) 3 GeV-100 GeV enerji aralı ndaki elektronlar için BEC_{Pb-Si} 'deki dikine enerji depolanması.....	121
ekil 7.22. (a) 50 GeV (b) 75 GeV enerjili elektronlar için boyuna uzunlu un fonksiyonu olarak FEC_{W-Si} (siyah) ve BEC_{Pb-Si} (kırmızı)'deki enerji depolanması	121
ekil 7.23. (a) 50 GeV-1 TeV enerjili pionlar için $FEC_{W-Si}&FHC_{Cu-Si}$ (b) $FEC_{W-Si}&FHC_{W-Si}$ (sa)'deki enerji depolanması	121
ekil 7.24. (a) 50 GeV (b) 1 TeV (sa) enerjili pionlar için $FEC_{W-Si}&FHC_{Cu-Si}$ (kırmızı) ve $FEC_{W-Si}&FHC_{W-Si}$ 'deki (siyah) enerji depolanması.....	122
ekil 7.25. BEC_{Pb-Si} & BHC_{Cu-Si} sisteminde 3-100 GeV enerji aralı nda pionlar için ortalama enerji depolanması	122

SİMGE VE KISALTMALAR

Simgeler	Açıklama
E	Enerji
m_0	Parçacık ın durgun kütlesi
c	I ık hızı
B	Manyetik alan
E	Elektrik alan
F	Lorentz kuvveti
$v(\dot{x})$	Parçacık ın hızı
q	Parçacık ın yükü
ΔE	Enerjideki de ğ i im
E	Enerji
γ	Lorentz faktörü
p	Momentum
e	Elektronun yükü
P_s	Yayınlanan güç
ϵ_0	Bo lu un dielektrik katsayısı
η	Verim
ω	Açısal hız
α	Açı
R	Dairesel yörünge nin yarıçapı
t	Zaman
s	Yörünge boyunca koordinat
E_0	deal parçacık enerjisi
σ_{rms}	Rms demet ebadı
ϵ	Emitans
P	Dörtlü momentum
E_{km}	Kütle merkezi enerjisi
L	I ınlık

m	Kütle
σ	Tesir kesiti
σ'	Demet rms diverjansı
σ_c	Compton saçılması tesir kesiti
d	Hedef kalınlığı
N_A	Avagadro sayısı
ρ	Yoğunluk
R	Çarpma tırıcıda üretilen olay sayısı
$N_{1,2}$	Çarpma an demetlerdeki parçacık sayısı
F	Kuvvet
I	İyonlaşma
E_{\perp}	Dik enerji bileşeni
ze	Yük
b	Vuru parametresi
m_e	Elektron durgun kütlesi
dV	Hacim elemanı
N_e	Elektron yoğunluğu
f	Frekans
δ	Yoğunluk etkisi düzeltme parametresi
C	Kabuk düzeltme parametresi
r_e	Klasik elektron yarıçapı
W_{max}	Çarpma maddesi transfer edilen maksimum enerji
I	Ortalama uyarılma potansiyeli
Z	Atom numarası
A	Atom ağırlığı
ω_p	Materyalin plazma frekansı
w	Ağırlıkça yüzde
a_i	Atom sayısı
$S(T)$	Durdurma gücü
T	Kinetik enerji
\bar{I}	Ortalama enerji
n_{iyon}	Birim yol uzunluğu başına elektron-iyon çiftleri sayısıdır
R_m	Parçacığın menzili

τ	$m_e c^2$ biriminde gelen parçacı ın kinetik enerjisi
X_0	I ima uzunlu u
T_c	Parçacı ın kritik enerjisi
ε	Parçacı ın kritik enerjisi
θ	Açı
x	So urucunun kalınlı ı
μ	Lineer so urma katsayısı
λ	Ortalama serbest yol
I	Foton iddeti
I_0	Gelen fotonun iddeti
I_B	Elektron ba lanma enerjisi
ν	Frekans
φ	Açı
T_e	Elektron enerjisi
$d\Omega$	Katı aç ı
E_d	Demet enerjisi
ω_0	Gelen lazerin enerjisi
ω	Geri saçılan foton enerjisi
ω_m	Fotonun maksimum enerjisi
B_u	Undulatör manyetik alanı
λ_u	Undulator periyodu
h	Planck sabiti
N_{fot}	Foton sayısı
K	Undulatör parametresi
σ_t	Enine demet ebadı (Rms)
λ_r	SEL dalga boyu
N	Foton sayısı
N_0	Yayımlanan foton sayısı
τ_d	Bozunum sabiti
τ_f	Bozunum sabitinin yava bile ni
τ_s	Bozunum sabitinin hızlı bile ni

k_B	Birks parametresi
θ_c^{\max}	Maksimum detekte edilebilir açı
n	Kırılma indisi
λ	Dalga boyu
σ / E	Enerji çözünürlü ü
F	Fano faktör
N_{fe}	Fotoelektron sayısı
R_M	Moliere yarıçapı
N_{ch}	Yüklü parçacık sayısı
a	Enerji çözünürlü ü stokastik terim sabiti
b	Enerji çözünürlü ü gürültü terim sabiti
c	Enerji çözünürlü ü sabit terimi
E_{mip}	Minimum iyonize parçacık ın enerjisi depolanması
$E_{gör}^{\pi}$	Pion için görülebilir enerji
$E_{gör}^e$	Elektron için görülebilir enerji
F_h	Hadronik kesir
	nce yapı sabiti
$F_{\mu\nu}$	Elektromanyetik alan tensörü
L	Lagrangian
A_{μ}	4'lü vektör potansiyeli
$\psi(x)$	4 bile enli spinör
γ^{α}	Dirac matrisleri
\hbar	Planck sabiti
σ	Pauli matrisi
λ	Gell Mann matrisleri
g	Azalma parametresi

Kısaltmalar

YEF

LHC

CERN

Açıklama

Yüksek Enerji Fizi i

Büyük Hadron Çarol tırıcısı

Avrupa Nükleer Ara tırma Merkezi

AMD	Adyabatik uygunla tırma aygıtı
EMC	Elektromanyetik Kalorimetre
HAC	Hadronik Kalorimetre
HASYLAB	Hamburg sinkrotron 1 nımı laboratuvarı
ESRF	Avrupa sinkrotron 1 nımı tesisi
RF	Radyo Frekans
DL	Geciktirici halka
CR	Birle tirici halka
FFS	Son odaklama sistemi
eV (MeV, GeV)	Elektrovolt (Mega elektronvolt, Giga elektronvolt)
EM	Elektromanyetik
RL	İ ma uzunlu u
QED	Kuantum elektrodinamik
e-demeti	Elektron demeti
SLAC	Stanford Lineer Accelerator
DN	Dönü üm noktası
SEL (FEL)	Serbest elektron lazeri (Free Elektron Laser)
CM	Geleneksel metot
CBS	Compton gerisaçılma
UB	Undulatör tabanlı
ILC	Uluslararası Lineer Çarpı tırıcı (International Linear Collider)
Rms	Kare ortalama kök (Root mean square)
LLNL	Lawrance Liwermore National Laboratory
CLIC	Kompakt Lineer Çarpı tırıcı (Compact Linear Collider)
IP	Etkile im noktası
MWPC	Çok telli orantılı sayaç
MSGC	Mikro erit gaz odası
TPC	Zaman zdü üm Odası (Time projection Chamber)
LAr	Likit Argon
PMT	Fotoço altıcı tüp

SM	Standart Model
QFT	Kuantum alan teorisi
ATLAS	A Toroidal LHC Apparatus
CMS	Compact Muon Selenoid
ALICE	A Large Ion Collider Experiment
LHCb	Large Hadron Collider-beauty
TOTEM	TOTAL Elastic and diffractive cross section Measurement
LHCf	Forward Hadron Collider-forward
MoEDAL	The Monopole and Exotics Detector At the LHC
LHeC	Large Hadron electron Collider
DIS	Derin inelastik saçılma
LEP	Large elektron positron collider
BEPC	Beijing elektron positron collider
HERA	Hadron elektron halka hızlandırıcı
SLC	Stanford lineer çarpı tırıcı
CESR	Cornell elektron storage ring
RHIC	Relativistik ağır iyon çarpı tırıcısı
NICA	Nuclotron-based Ion Collider Facility
FWHM	Full width half maximum
FEL	Serbest elektron lazeri
FEC	ileri elektromanyetik kalorimetre
FHC	ileri hadronik kalorimetre
BHC	Geri hadronik kalorimetre
BEC	Geri elektromanyetik kalorimetre

BÖLÜM I

G R

Tüm gelişmiş ve gelişmekte olan ülkelerde öncelikli araştırma-geliştirme alanlarının ilk sıralarında yer alan Yüksek Enerji Fiziği (YEF), maddenin temel yapıtaşlarını ve bunların arasındaki temel etkileşimleri inceleyen bilim dalıdır.

Atomaltı parçacıkların çoğunun ömürleri çok kısa olduğu için bağımsız olarak normal şartlar altında gözlemlenemezler. Bu nedenle parçacıkların kütleye dönüşürülebilecek bir enerjiye sahip olmaları ve yüksek enerjilerde çarpıtırılmaları gerekir (Yavaş, 2004; Piliçer, 2012). Parçacıkların yüksek enerjilere çıkarılmasının nedenlerinden birisi λ λ λ dalga karakteristiğidir. Bilindiği üzere bir parçacığı gözlemlemek için üzerine λ λ λ düşürülür. Eğer incelenecek olan parçacık λ λ λ dalga boyundan küçükse onu gözlemlemek zor olacaktır. Bu problemin üstesinden gelebilmek için bu parçacık yüksek hızlara çıkarılarak dalga boyu küçültülür ve daha iyi çözünürlükte gözlemlenebilir (Grupen ve Shwartz, 2008; Piliçer, 2012). Ayrıca incelenmek istenen parçacıkların boyutlarından dolayı bu ölçekte deneyler yapabilmek için yüksek uzaysal çözünürlük gerekmektedir. 500 nm dalga boyuna sahip görünür ışık bu durumda yetersiz kalacağı için yüksek enerjili parçacıklar kullanılması zorunlu olmaktadır. Bu nedenlerden dolayı parçacıklar "parçacık hızlandırıcısı" denilen düzeneklerde hızlandırılarak yüksek enerjilere ulaştırılırlar.

Yüksek enerjili gerek lepton gerekse kompozit parçacık demeti sabit bir hedefle veya yüksek enerjili bir başka parçacık demeti ile çarpıtırılarak hem maddenin daha kısa mesafelerine ulaşmasına hem de yeni parçacık üretimine olanak sağlar (Aksakal, 2007). Fakat ortaya çıkacak yeni parçacıklar hakkında detaylı bilgi edinebilmek için parçacık detektörleri kullanılması gerekmektedir.

Bu çalışmada linak tabanlı Büyük Hadron Çarpıtırıcısı (LHC) üzerinde durulmuştur bu nedenle Bölüm II'de parçacık hızlandırıcı tipleri ve hızlandırıcı terminolojisinden, Bölüm III'de ise yüksek enerji fiziğinin en önemli modeli olan Standart Model (SM) ve SM'in yetersiz kaldığı durumlar hakkında bilgi verilerek neden LHC tercih edildiğinden bahsedilmiştir. Bölüm IV'de hem pozitron (e^+) üretimini hem de parçacıkların

detektörlerle olan etkileşimini anlamamıza yardımcı olacak parçacık-madde ve ıma-
madde etkileşimleri üzerinde durulacaktır. Bölüm V'te önerilen lepton hadron
çarpı tırıcısı için farklı metotlar kullanılarak e^+ üretimi incelenmiştir. Üretilen
pozitronlar Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN)'de bulunan LHC tüneline te et
linak vasıtasıyla 60 GeV veya 140 GeV'lik enerjilere kadar hızlandırma opsiyonuna
sahiptirler. Bu pozitronlar ile LHC halkasında dolanan 7 TeV enerjili proton demetinin
çarpı tırılması göz önüne alınmıştır. Bu çarpı tırıcıda kullanılacak olan pozitronları
üretmek için farklı metotlar ve farklı hedefler araştırılmıştır. Ayrıca üretilen
pozitronların yakalama verimini belirlemek üzere Adiabatik Uygunlaştırma Aygıtı
(AMD)'i önerilmiştir ve her bir yakalama verimine göre çarpı tırıcısının ınlı ı
(luminosity) hesaplanmıştır. Önerilen çarpı tırıcıda e^+p çarpıması sonucunda çarpı ma
bölgesini kapsayan asimetrik yapıya sahip silindirik detektörün Elektromanyetik
Kalorimetre (EMC) ve Hadronik Kalorimetre (HAC) kısımlarındaki enerji depolanması
ve enerji çözünürlüğü incelenmiştir.

BÖLÜM II

PARÇACIK HIZLANDIRICILARI

20. Yüzyıl başlarında Rutherford deneyi ile ortaya konulan atom modeli sonrasında insanın maddenin temel yapısını inceleme düncesi özellikle parçacık fiziği ve nükleer fizik konusunda yapacağı yeni deneylerde elektron ve proton gibi hızlandırılmış temel parçacıkların kullanılmasını gündeme getirmiştir (Lee, 2004). Mekanik, elektromanyetizma, istatistik, kuantum ve optik gibi temel konular aynı zamanda parçacık hızlandırıcıları ve çarpıtıcılarının da temelini oluşturmaktadırlar (Yava, 2006). Parçacık hızlandırıcıları ile ilgili ilk deneysel çalışmalar 1920'lerde başlamış, 1930'larda çeşitlenmiş ve 1940'lı yılların sonlarından itibaren gelişen teknoloji ile son yıllarda 7 TeV enerjili hızlandırıcı kurulmasına olanak sağlamıştır (Braibant vd, 2009; Nakamura vd, 2010; Yava, 2004; Yava, 2006). Günümüzde ise parçacık hızlandırıcılarının başta parçacık fiziği ve nükleer fizik deneyleri olmak üzere birçok kullanım alanı mevcuttur (Lee, 2004).

YEF'nin amaçlarından birisi evrenin oluşumu hakkındaki sorulara cevap vermektir. Bu nedenle maddeyi en küçük parçalarına bölerek yapısını anlamak gereklidir. Bu da yüksek enerjili bir parçacığın bir başka parçacıkla çarpışmasıyla ya da sabit hedefe çarptırılmasıyla mümkündür. Parçacık hızlandırıcıları temel yüklü parçacık demetlerinin toplam enerjilerinin artırılarak hedeflenen derinliğe (yüksek enerjilere) ulaşmalarını sağlayan aygıtlardır. Hızlandırma, parçacıkların elektrik alan etkisinde kalarak boyuna ivmelendirilmeleri ile mümkündür. Yörüngede kalmaları ise manyetik alan ile sağlanır (Perkins, 2000). Yüksek enerji fiziğinde parçacıkların hızları ışık hızına kadar ulaştırılmakta ve amaca uygun olarak ya çarpıtıcı ya da ışınım kaynağı olarak kullanılmaktadır (Yava, 2006). Böylece maddenin yapısı, temel yapıtaşları, evrenin yapısıyla birlikte dört temel kuvvet ve bu kuvvetler arasındaki etkileşimler hakkında bilgi edinilir (Perkins, 2000).

Sinkrotron ışınımının Avrupa'da kullanımını ele alınırsa HASYLAB (Hamburg), BESSY (Berlin), ESRF (Grenoble), ELETTRA (Trieste) gibi sinkrotron ışınımı laboratuvarlarında fiziksel, biyolojik, kimyasal ve jeolojik numuneler üzerinde yapılan ve genel anlamda spektroskopiye dayalı araştırmaların yıllık sayısının binlerce olması

mikroteknolojilerin ne kadar hızlı geli tti inin bir kanıtıdır. Ayrıca bugün dünyada 4 kıtaya da ılımı küçüklü büyüklü pek çok parçacık hızlandırıcısı mevcuttur (Braibant vd, 2009; Nakamura vd, 2010; Yava , 2004; Lee, 2004; Castro, 2011). Bu çerçevede hızlandırıcıların günümüzde temel parçacıkların üretimi, ikincil demetlerin üretimi, sinkrotron ınımmı üretimi, serbest elektron lazerlerinin üretimi, bilim ve teknolojinin çe itli alanlarında, endüstriyel ve teknolojik ürünlerin üretiminde, mühendisli in ve teknolojinin geli mesinde, tıp alanında kilit rol oynadı ı söylenebilir (Braibant vd, 2009; Nakamura vd, 2010; Sultansoy, 2001). A a ıdaki bölümlerde çe itli amaçlarla kullanılan parçacık hızlandırıcıları tipleri ve ınımm kaynakları hakkında bilgi verilmi tir.

2.1 Parçacık Hızlandırıcı Tipleri

Hızlandırıcı fizi i, yüklü parçacık demetlerinin radyo frekans (rf) kavuklarında elektrik alan ile hızlanmalarını, odaklayıcı ve da ıtıcı magnetlerle bir yörünge üzerindeki hareketini inceleyen bir bilim dalıdır (Castro, 2011). Parçacıkları hızlandırma i lemlerinde hızlandırıcı tipine göre ya DC gerilim farkı ya da rf salınımlı elektromanyetik alanlar kullanılır. Hızlandırıcı tiplerinden bazıları alt ba lıklar halinde anlatılmı tır.

2.1.1 Do ru voltaj (yüksek gerilim) hızlandırıcıları

En basit parçacık hızlandırıcısı olup elektrotları arasında yüksek voltaj üretici ile üretilen sabit bir elektrik alan kullanmaktadır. Elektrotlardan birinde aynı zamanda parçacık kayna ı da bulunmaktadır. Elektron demetleri için bu kaynak termo-iyonik katottur. Seyrelik gazların iyonla tırılmasıyla elde edilen protonlar, hafif ve a ır iyonlar, DC elektrik alan ya da yüksek frekanslı AC kayna ı kullanılarak hızlandırılabilir. Hızlandırma bölgesi parçacıkların gaz molekülleriyle çarpı ıp enerji kaybetmelerini engellemek amacıyla vakum altında tutulmaktadır. Parçacık bu ekilde ikinci elektroda kadar enerji kaybetmeden hızlanırlar. kinci elektrotu genelde parçacı ının sabit hızla hareket etti i (elektrik alanın olmadığı) bir bölge takip eder. Parçacı ının bu ekilde hızlandırılmasıyla elde edilen enerji, teknolojik limitler nedeniyle oldukça sınırlıdır (Ertürk ve Boztosun, 2004). Günümüzde yaygın olarak kullanılan

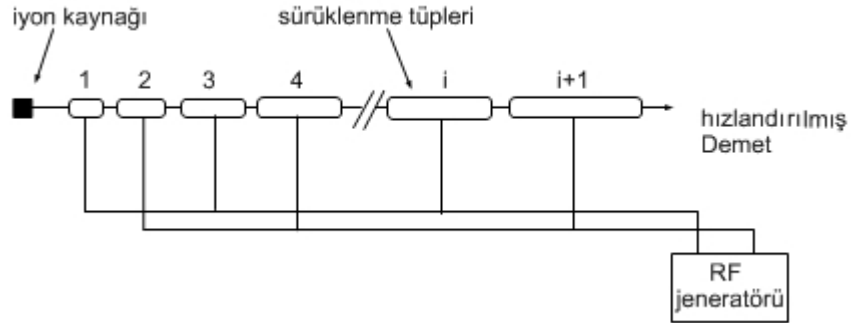
Tandem Van de Graff hızlandırıcılarında hidrojen demetlerinin kinetik enerjisi 1-40 MeV aralı ndadır.

2.1.2 Radyo frekans salınımlı elektromanyetik alan kullanan hızlandırıcılar

Bu tip parçacık hızlandırıcıları hızlandırma metotlarına göre lineer (do rusal) ya da dairesel hızlandırıcılar olmak üzere ikiye ayrılır. Bu hızlandırıcılar ile parçacıklar birkaç eV de erinden TeV de erine kadar hızlandırılabilir.

2.1.2.1 Lineer hızlandırıcılar

1925 yılına kadar kullanılan do ru voltaj hızlandırıcıları yerini AC elektrik alan kullanılarak hızlandırma i lemine bırakmıştır. 1928’li yıllarda Wideroe, bu prensibi kullanarak ilk lineer hızlandırıcı testini gerçekle tirmi tir. Lineer hızlandırıcıların çalı ma prensibi salınımlı alanlara ve sürüklenme tüplerine dayanır. ekilde 2.1’de gösterildi i gibi lineer hızlandırıcı, demetin hareket do rultusu boyunca sıralanmış sürüklenme (drift) tüplerinden meydana gelmektedir.



ekil 2.1. Lineer hızlandırıcı görünümü

Bu tüpler bir RF kayna ına ba lıdır. RF kayna ı yüksek frekansta alternatif voltaj sa lamaktadır. Parçacık arka arkaya dizilmi olan sürüklenme tüplerinin birinden di erine geçerek her sürüklenme tüpünden sonra enerjisi artmakta ve parçacı ın kazanaca ı enerji sürüklenme tüpü sayısıyla do ru orantılıdır. Böylece tüpler kullanılarak çok yüksek bir voltaja ihtiyaç olmadan parçacıklar hızlandırabilir. Bu, RF hızlandırıcıların elektrostatik (do ru voltaj) hızlandırıcılara göre avantajlı yönlerinden

biridir (Perkins, 2000; Ertürk ve Boztosun, 2004; Yava , 2004; , 2007). Fakat parçacı ın ivmelenmesi sırasında AC voltaj frekansı sabit kalmaktadır ve parçacıkların enerjisinin artırılması için sürüklenme tüpler arasındaki boşlukların giderek artması gerekmektedir. Buda yüksek enerjili parçacıkları elde etmek için uzun lineer hızlandırıcılar yapmak anlamına gelmektedir ve yüksek enerjili parçacıkları elde etmek için bir dezavantajdır (, 2007).

Örne in Stanford Üniversitesi'nde bulunan 3 km uzunlu undaki lineer hızlandırıcı 50 GeV enerjiye kadar elektronları veya pozitronları hızlandırabilecektir. Ayrıca SLAC dı ında “International Linear Collider (ILC)” ve “Compact Linear Collider (CLIC)” lineer çarpı tırıcı projeleri de mevcuttur. ILC 0.5-1 TeV'lik kütle merkezi enerjisi için tasarlanmı elektron-pozitron çarpı tırıcısıdır. ILC, en uzun lineer parçacık hızlandırıcısı olan SLAC'tan 10 kat daha uzun 30-50 km uzunlu unda olacaktır (Aarons, 2007). CLIC CERN'de bulunan 0.5-5 TeV kütle merkezi enerjisinde elektron-pozitron çarpı malarını gerçekle tirecek olan lineer parçacık hızlandırıcısıdır. CLIC 2.5 km uzunlu unda sürücü linak ve 21 km uzunlu unda ana linak uzunlu una sahip olacaktır (Aicheler vd, 2012).

2.1.2.2 Dairesel hızlandırıcılar

Her ne kadar lineer hızlandırıcılar prensipte yüksek parçacık enerjilerine ulaşar da artan enerjiyle birlikte hızlandırıcının boyu ve maliyeti de artmaktadır (, 2007). Dairesel hızlandırıcılarda yüklü parçacıklar RF kaviteler yardımıyla hızlandırılır ve e ici magnetlerin sağladığı manyetik alan ise parçacıkların daireysel yörüngede hareket etmesini ve demeti odaklamayı sağlar (Yava , 2009; Öngüt, 2004).

Dairesel hızlandırıcılar kullandığı manyetik ve elektrik alanlara göre farklılık göstermektedir. Sabit manyetik ve elektrik alan kullanan hızlandırıcılara ‘siklotron,’ de i ken manyetik ve elektrik alan kullanan hızlandırıcılara ise ‘senkrotron,’ biri sabit di eri de i ken alan kullanan hızlandırıcılara ‘siklosenkrotron’ adı verilmektedir. Her iki yaklaşımda birbirlerine göre avantaj ve dezavantajları bulunmaktadır. Betatron, mikrotron, siklotron ve sinkrotron daireysel hızlandırıcı tipleridir.

Parçacık demetlerinin defalarca kullanılmak istenmeleri nedeniyle genelde parçacıklar dairesel bir yol boyunca hızlandırılmak istenmektedir. Bu amaçla bir hızlandırıcı örgüsü olu turulur ve aynı hızlandırıcı örgüsünün defalarca kullanılması halkayı olu turur (, 2007).

Parçacık fizi i deneylerinin en önemli projelerinden birisi olan LHC yerin 100 m altında, 27 km'lik çevreye sahip sviçre-Fransa sınırlarında bulunan dairesel proton proton veya iyon iyon çarpı tırıcısıdır. Hızlandırıcıda iki parçacık demeti birbiri ile çarpı tırılmadan önce oldukça yüksek enerjilerde, ı ık hızına yakın hızda ve zıt yönde dairesel yörüngede dolandırılır. Parçacıkların dolandırıldı ı demet tüpleri yüksek vakum altında ve -271°C sıcaklıkta tutulur. Ayrıca parçacıkların dairesel yörüngede dolanmaları için kuvvetli bir manyetik alan kullanılır. Bu manyetik alana süperiletken elektromagnetler kullanılarak ula ılır. LHC'de ilk olarak proton demetleri sonrasında ise kur un iyonları 7 TeV'lik enerjilere çıkarılacaktır. Böylece çarpı malardaki kütle merkezi enerjisi 14 TeV olacaktır. 2009 yılında proton demetleri demet ba ına 450 GeV'lik giri enerjisinde, proton-proton çarpı ması meydana gelmi tir. 2010 yılında ise 3.5 TeV enerjili demetler arasında gerçekleşti mi tir (A -1, 2012). 2012'de ise 4 TeV'a ula acaktır (Sultansoy, 2013).

Ayrıca çarpı tırıcı olarak kullanılan hızlandırıcılar dı ında ı nım kayna ı olarak kullanılan hızlandırıcılar da mevcuttur. Lineer hızlandırıcılara dayalı olan ı nım kaynakları Serbest Elektron Lazeri (SEL) üretiminde kullanılırken halka tipi hızlandırıcılar Sinkrotron I nım (SI) kayna ı olarak kullanılmaktadır (Aksakal, 2007). Sonraki bölümde ı nım kaynaklarından kısaca bahsedilecek olup ı nım gücüne ve hızlandırıcı terminolojisine de inilecektir.

2.2 I nım Kaynakları ve Çarpı tırıcılar

Parçacık hızlandırıcılarına dayanan ı nımları geli imi bakımından dört nesil ekinde sınıflandırabiliriz.

1. nesil ı nım kaynakları: Genel anlamda yüksek enerji fizi i deneyleri için kurulan halka ekindeki lepton gibi hafif parçacık çarpı tırıcılarının parazitik ı nımlarını içerir.

DESY (Deutsches Elektronen Synchrotron, Alman Elektron Sinkrotronu) hızlandırıcı merkezinde bulunan DORIS ve PETRA, Japonya'daki KEK bünyesinde bulunan PEP ve TRISTAN gibi elektron-pozitron çarpı tırıcıları bu nesil için örnek gösterilebilir.

2. nesil 1 mım kaynakları: İki Tokyo Üniversitesi'nde 1974 yılında çalı maya ba layan 380 MeV'lik SOR ringi, 1 mım için e ici magnetleri kullanan ve bu 1 mımı birden fazla demet hattı aracılı ı ile deney istasyonlarına ileten kaynaklardır.

3. nesil 1 mım kaynakları: Halka boyunca bulunan düz kısımlara salındırıcı ve zigzaglayıcı magnetlerden olu an ve bu magnetlerden dü ük emittanslı elektron demetleri geçirilerek elde edilen 1 mım kaynaklarıdır.

4. nesil 1 mım kaynakları: Doksanlı yılların ba nda hızlandırıcı teknolojilerinde süperiletken uygulamaların ba laması ile do rusal veya halka ekindeki hızlandırıcılarda süperiletken hızlandırma kaviteleri kullanımı ile çok dü ük emittanslı, yüksek pik akımına yani paketçik uzunlu u ps mertbesinde ve yükü ise nC mertbesinde olan elektron demetleri ve geli mi undulatör (salındırıcı) ve wiggler (zigzaglayıcı) magnetlerin kullanılmasıyla elde edilen 1 mımlardır. Bu 1 mımlar nm-A⁰ mertbesinde dalgaboylu, yüksek akı, parlaklık ve güç de erlerine sahip olan ve serbest elektron lazeri olarak bilinen 1 mımlardır (Yava , 2001).

Parçacık hızlandırmada etkili olan kuvvete bakacak olursak, parçacıkların hızları genelde 1 ık hızına yakın oldu u için enerjinin rölativistik ifadesi kullanılır

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2} \quad (2.1)$$

Burada p momentum, c 1 ık hızı ve m_0 parçacı ın durgun kütesidir. v hızına sahip bir parçacık manyetik alanı B ve elektrik alanı E olan bir bölgeye girdi inde q yüküne sahip parçacı a etki eden Lorentz kuvveti $\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \mathbf{E})$ olur. Parçacı ı r_1 noktasından r_2 noktasına hareket etti inde enerjisindeki de i im

$$\Delta E = \int_{r_1}^{r_2} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} = q \int_{r_1}^{r_2} (\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \mathbf{E}) \cdot d\mathbf{r} \quad (2.2)$$

ile verilir. Hareket boyunca $d\mathbf{r}$ daima hız vektörüne paralel oldu u için manyetik alan parçacı ın enerjisini de i tirmez. Enerjide artı a neden olan bir hızlanma ancak elektrik alanların kullanılmasıyla gerçekte tirilebilir. Bu durumda kazanılan enerji

$$\Delta E = q \int_{r_1}^{r_2} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r} \quad (2.3)$$

ile verilir. Manyetik alan parçacı ın enerjisine katkıda bulunmamasına kar ın parçacı ın hareket do rultusuna dik kuvvetlere ihtiyaç oldu unda yani hareket do rultusu de i tirilmek istendi inde önem te kil etmektedir. Daha önce hızlandırıcı tiplerine göre ı nım kaynaklarını SI ve SEL olarak sınıflandırmı tık. imdi SI gücüne ve SEL ı nımına bakalım.

Klasik elektrodinamik yasalarına göre dairesel yörüngede ivmelenen yüklü bir parçacık elektromanyetik dalgalar biçiminde ı nım yaparlar. Bu ı nım SI olarak adlandırılır. Bu ı nım dairesel hızlandırıcılarda hareket eden parçacıklar için de geçerlidir. Denklem 2.1'in t' 'ye göre türevi alınır ve rölativistik enerji ba ıntıları $E = \gamma m_0 c^2$ ve $p = \gamma m_0 v$ yazılırsa

$$E \frac{dE}{dt} = c^2 p \frac{dp}{dt} \quad (2.4)$$

$$\frac{dE}{dt} = v \frac{dp}{dt} \quad (2.5)$$

ifadesi elde edilir. Parçacı ın hızı ı ık hızına yakın oldu unda yayınlanan toplam ı nım gücü

$$P_s = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0 (m_0 c^2)^2} \left[\left(\frac{dp}{dt} \right)^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{dE}{dt} \right)^2 \right] \quad (2.6)$$

ile verilir (Lee, 2004). Denklem 2.6'nın ilk kısmı paralel (lineer) ivmelenme ikinci kısmı ise dik (dairese) ivmelenmeden kaynaklanan ı nım gücünü göstermektedir. Denklem 2.5 bu denklemde yazılırsa ve $1 - \beta^2 = 1/\gamma^2$ alınır

$$P_s = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0 (m_0 c^2)^2} \left[\left(\frac{dp}{dt} \right)^2 - \frac{v^2}{c^2} \left(\frac{dp}{dt} \right)^2 \right] = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0 (m_0 c^2)^2} (1 - \beta^2) \left(\frac{dp}{dt} \right)^2 \quad (2.7)$$

$$P_s = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0 (m_0 c^2)^2} \left(\frac{dp}{\gamma dt} \right)^2 = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0 (m_0 c^2)^2} \left(\frac{dp}{dt} \right)^2 \quad (2.8)$$

olarak elde edilir. Lineer ivmelendirme durumunda genelde birim mesafe başına kazanılan enerji bilinmektedir ve bu

$$\frac{dp}{dt} = \frac{dE}{dx} \quad (2.9)$$

eklinindedir. Böylece lineer olarak ivmelendirilen parçacığın yayınladığı birim güç

$$P_s = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 (m_0 c^2)^2} \left(\frac{dE}{dx} \right)^2 \quad (2.10)$$

olarak bulunur. Modern hızlandırıcılarda parçacığın metre başına kazandığı enerji yaklaşık olarak 15 MeV/m'dir. Buna karşılık gelen güç ise yaklaşık $4 \cdot 10^{-17}$ Watt'tır. Yayımlanan güç ile kazanılan enerjiyi oranlayacak olursak

$$\eta = \frac{P_s}{dE/dt} = \frac{P_s}{v dE/dx} = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 (m_0 c^2)^2} \frac{1}{\beta} \left(\frac{dE}{dx} \right) = 5.5 \times 10^{-14} \quad (2.11)$$

bulunur. Bu ifadeden de görüldüğü gibi lineer ivmelenme boyunca yayımlanan elektromanyetik enerji ihmal edilebilecek kadar azdır. Parçacıklar hareket doğrultularına dik olarak saptırılıp dairesel bir yol izlediğinde durum oldukça farklıdır. Bu durumda parçacığın enerjisi sabit kalır ve Denklem 2.6

$$P_s = \frac{e^2 c \gamma^2}{6\pi\epsilon_0 (m_0 c^2)^2} \left(\frac{dp}{dt} \right)^2 \quad (2.12)$$

ifadesine indirgenir. Dairesel hareket esnasında parçacıkın momentumu $dP = p d\alpha$ kadar değişir ($d\alpha$ açı). Buna göre $\frac{dp}{dt} = p\omega = p \frac{v}{R}$ 'dir, burada R daireSEL yörüngenin yarıçapı, ω ise daireSEL hızdır. O halde daireSEL yörüngede ışık hızına yakın hızda hareket eden parçacıkın yayınladığı ışınım gücü

$$P_s = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0 (m_0 c^2)^4} \frac{E^4}{R^2} \quad (2.13)$$

olur. Sinkrotron ışınım gücünün bilinmesi daireSEL hızlandırıcılarda parçacıkın tur başına kaybettiği enerjiyi hesaplamamızı sağlar. Enerji kaybı

$$\Delta E = \int P_s dt = P_s t_b = P_s \frac{2\pi R}{c} \quad (2.14)$$

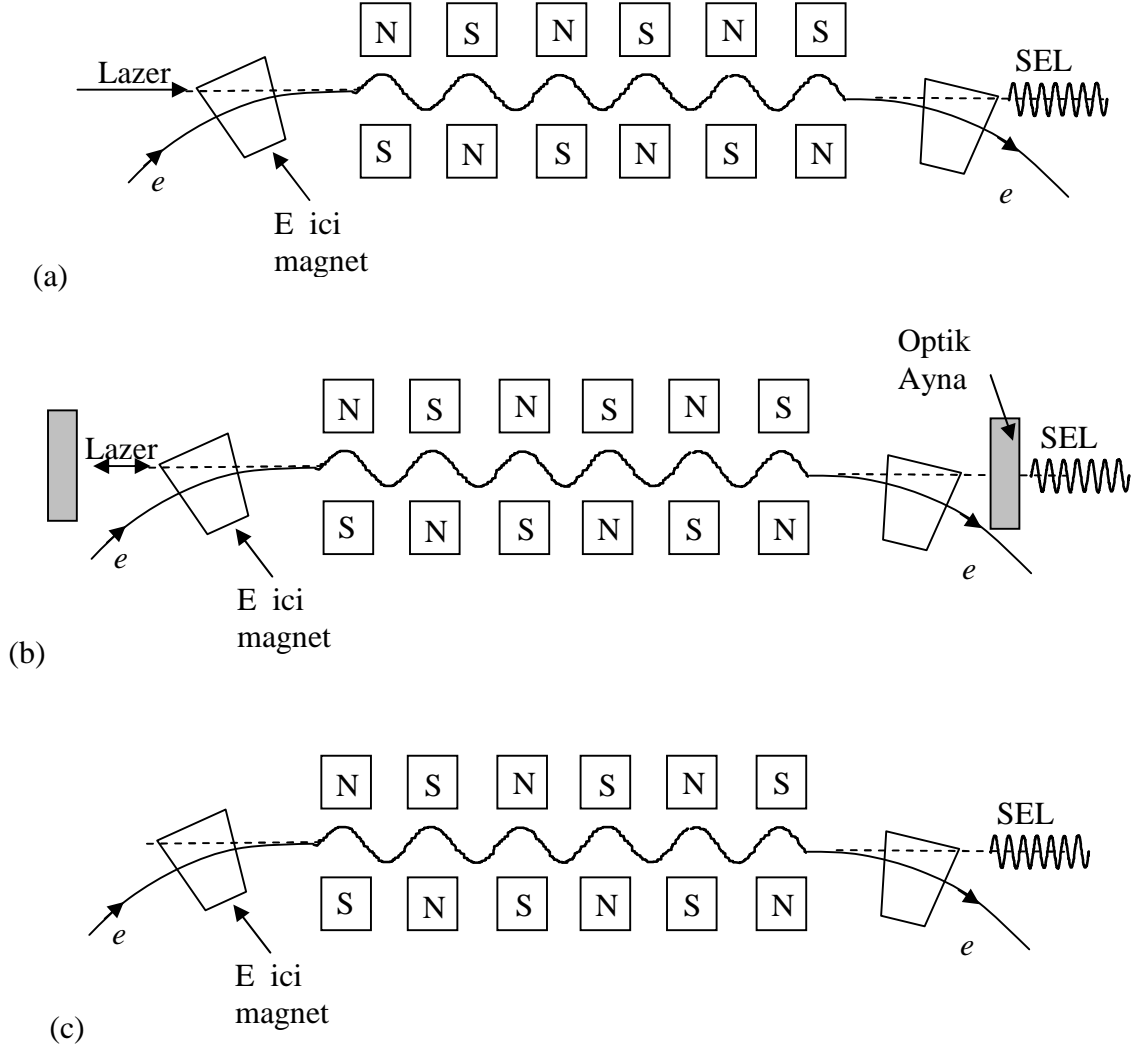
ile verilir. Burada t_b parçacıkın her turda elediği mıknatıslarda harcadığı zaman ve R daireSEL hızlandırıcının yarıçapı olmak üzere $2\pi R$ daireSEL hızlandırıcının çevresidir. Buna göre denklem 2.13, denklem 2.14'de yerine yazılırsa

$$\Delta E = \frac{e^2 c}{3\epsilon_0 (m_0 c^2)^4} \frac{E^4}{R^2} \quad (2.15)$$

elde edilir. Bu ifadeye göre bir turda yayınlanan ışınım demet enerjisinin dördüncü kuvvetiyle orantılıdır ve bu bağımlılık daireSEL bir hızlandırıcıda ulaşılabilecek maksimum enerji üzerine önemli sınırlamalar getirir. Düşük parçacık enerjilerinde bu ışınım ihmal edilebilir. Ancak elektronların enerjileri birkaç MeV'ü bulduğunda oldukça önemlidir (Scheidt, 2007; Wiedemann, 2007).

Serbest elektron demetlerinden ışınım elde etme fikri 60'lı yıllarda SEL'ini ileri sürmüştür. SEL, şekil 2.2a ve 2.2.b'de gösterildiği gibi bir elektron demetinin undulatör manyetik alanı içerisinde geçirilmesiyle iki moda elde edilebilir. Bunlar Yükseltici (Amplifier) Mod ve Salıncık (Osilatör) Mod'dur. SEL kızılötesinden X-ışınlarına kadar geniş bir bölgede istenilen enerjide foton üretiminde kullanılmakta olup başarılı

alanından metalürji alanına kadar geni bir uygulama alanına sahiptir (Aksakal, 2007; Aksakal ve Arıkan, 2010).



ekil 2.2. (a) SEL yükselteci mod (b) SEL salındırıcı mod temsili görünümü (c)

Kendili inden genlik artırımı anlık yayılım (SASE) SEL üretimi

Bu tez çalışmasında bahsedilen iki mod dışında ekil 2.2c'de de gösterildi i gibi kendili inden genlik artırımı anlık yayılım (SASE) SEL elde edilmi olup pozitron üretiminde kullanılmı lardır. SEL'nin elde edilmesi için kullanılacak linakın demet ve SEL özellikleri bulgular kısmında verilecektir. Salındırıcı giri inde elektron demetinin düzensiz hareketi bir parazit radyasyon olu turur. Bu parazit 1 mW'nın gücü,

$$P = \frac{eI\omega\gamma^2\theta_u}{(1+K^2)c} \quad (2.16)$$

ile verilir. Burada I demetin pik akımı, θ_u elektronun salındırıcı içerisindeki dönme açısıdır ve $\theta_u = K / \gamma$ 'dır. Üretilen gamaların (SEL) enerjisi

$$E = \frac{2h\gamma^2 c}{\lambda_u (1 + \frac{K^2}{2})} \quad (2.17)$$

ile verilir. Burada γ lorentz faktörüdür, h Planck sabiti ve K

$$K = 0.934 B_u [T] \lambda_u [cm] \quad (2.18)$$

ile verilen boyutsuz undulatör parametresidir (B_u , düzlemsel undulatörün magnetik alanı). E itlik 2.17'den faydalanarak SEL fotonlarının dalgaboyu $\lambda = \lambda_u (2 + K^2) / 4\gamma^2$ (cm) ile verilir. Undulatörün çıkı ında elde edilen foton sayısı (N_{tot}) (Kawamura vd, 2000) ve etkin rms enine demet ebadı σ_t (Arthur vd , 2012)

$$N_{tot} = \frac{2\pi\alpha N_u K^2}{3(1 + K^2)} \quad (2.19)$$

$$\sigma_t = \frac{1}{4\pi} \sqrt{\lambda_r \lambda_u N_u} \quad (2.20)$$

ile verilir. Burada N_u undulatör peryodu ve λ_r SEL dalga boyudur. Demetler çok parçacıklıdır ve her özgün parçacık için yörünge hesabı yapmak kullanı lı de ildir (Wiedemann, 2007). Bu nedenle parçacık demetlerini bir bütün olarak almak faydalıdır ve parçacıkların toplu hareketleri hakkında daha fazla bilgi edinmek için onların davranı larını faz uzayında gözlemlemek gerekir (Bazarov, 2012).

Hill Denklemi

Periyodik bir sistemdeki parçacı ın demet dinami i Hill denklemi tarafından belirlenir. Parçacıkların elips içerisinde hareket etmesini tasvir eden Hill denklemi, parçacıklar ideal yörüngede oldukları durum için

$$u'' + K(s)u = 0 \quad (2.21)$$

Burada u , x ve y yerine kullanılmı tır. Diferansiyel denklemin çözümleri, s hızlandırılma eksenini ve K magnet kuvvet parametresidir. K , demet iletim hattı boyunca odaklayıcı magnet da ılımını tanımlayan s 'nin bir fonksiyonu oldu u için, $K=K(s)$, genelde bu e itlik çözülemez. Basitlik olsun diye her bir odaklayıcı magnet için $K=sbt>0$ olarak alınır böylece hareketin diferansiyel denkleminin çözümü

$$u(s) \rightarrow S(s) = \frac{1}{\sqrt{K}} \sin(\sqrt{K}s) \text{ ve } C(s) = \cos(\sqrt{K}s) \quad (2.22)$$

eklinde olur ve $K<0$ da itıcı magnet için çözümler hiperbolik fonksiyon olup

$$S(s) = \frac{1}{\sqrt{K}} \sinh(\sqrt{K}s) \text{ ve } C(s) = \cosh(\sqrt{K}s) \quad (2.23)$$

ile verilir. $S=0$ çarpı ma noktası veya ba lama noktasından $s \neq 0$ olan bir noktadaki parçacık yörüngesinin de i imi

$$\begin{bmatrix} u(s) \\ u'(s) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C(s) & S(s) \\ C'(s) & S'(s) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_0 \\ u'_0 \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

matrisi ile verilir. Parçacık demetinin zaman içerisindeki de i imini anlayabilmek için faz uzayında demeti incelemek kolaylık sa lar (Aksakal, 2007; Wiedemann, 2003).

Faz uzayı

Faz uzayı kavramı hızlandırıcı fizi inde önemli bir rol oynamaktadır (Bazarov, 2012). Bir demet hattı boyunca herhangi bir noktadaki her bir parçacık (x, p_x, y, p_y, s, E) koordinatlarıyla 6-boyutlu faz uzayında bir nokta ile temsil edilir. Burada $p_x \approx p_0 x'$ ve $p_y \approx p_0 y'$, $cp_0 = \beta E_0$ olan dikine momentumdur. s yörünge boyunca koordinat, E_0 ideal parçacık ın enerjisi ve E parçacık enerjisidir. E enerjisi yerine sık sık momentum

cp veya ideal momentumdan sapma $\Delta p = p - p_0$ veya bağıl momentum sapma $\Delta p / p_0$ kullanılır. Parçacık dağınıkları yatay faz uzayı (x, x') veya dikey faz uzayı (y, y') 'da temsil edilir (Wiedemann, 2007).

Twiss parametreleri

Faz uzayındaki demet şekli bir elips'dir. Herhangi bir elips alanı şekli ve yönelimi ile tanımlanır. $\alpha, \beta, \varepsilon$ ve γ hızlandırıcı fiziğinde twiss parametreleridir ve sırasıyla demet eğimi, demet şekli ve ebadı, demet ebadı ile ilgili parametrelerdir. γ α ve β 'ya bağılı parametreler elipsin şeklinden belirlenir (Cousineau vd, 2011).

Emitans (Emittance)

Bir demet genellikle faz uzayında dağınık parçacıklardan oluşur (Lee, 2004). Eğer bir demetteki parçacıkların faz uzayında doldurduğu bölge (alan) elips şeklinde ise bu emitans (emittance) olarak adlandırılır ve ε ile gösterilir. Faz uzayında gausyen dağılıma sahip bir demet için emitans

$$\int_{elips} dx dx' = \pi \varepsilon \quad (2.25)$$

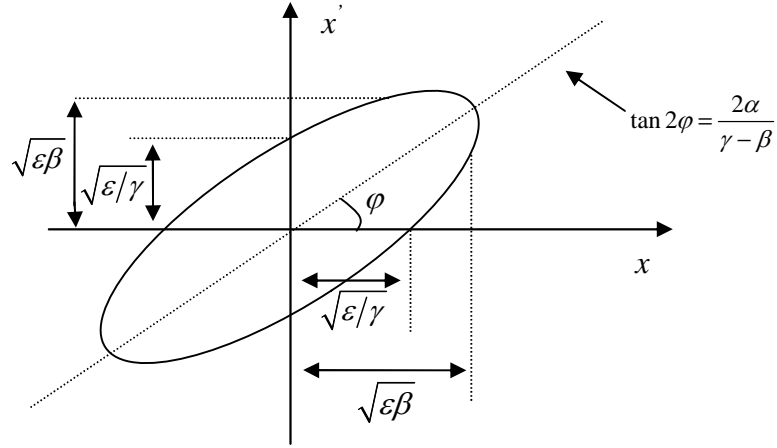
ile verilir (Aksakal, 2007; Wiedemann, 2007). Bir demet emitansı için elips şekli 2.3'deki gibidir. Rms emitanslı ($\pi \varepsilon$) demet için rms demet ebadı

$$\sigma_{rms} = \sqrt{\varepsilon \beta \left(1 + \frac{s^2}{\beta^2} \right)} \quad (2.26)$$

ile verilir. Burada β twiss parametresi ve s hızlandırma eksenidir. $s=0$ çarpım noktasında demet ebadı $\sigma_{rms} = \sqrt{\beta \varepsilon}$ olur. Demet rms diverjansı ise $\sigma' = \sqrt{\gamma \varepsilon} = \sqrt{\varepsilon / \beta}$ ile verilir. Emitans hızlandırıcı boyunca sabittir ve demetin kalitesini ayarlamak için kullanılan bir niceliktir ve twiss parametreleri cinsinden

$$\varepsilon = \gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 \quad (2.27)$$

ile ifade edilir. Burada $\gamma = (1 + \alpha^2) / \beta$ ile verilir (Wiedemann, 2007). Normalize emitans ise ε / γ ile tanımlanır ve hızlandırıcı boyunca sabittir.



ekil 2.3. Faz uzayı elipsi

Bölüm 2.2’de verildi i gibi demet iletim hattı (sürüklenme bo lukları, dipoller, kuadropoller vb.) boyunca parçacıklar üzerine Lorentz kuvveti etki etmektedir. Liouville teoremine göre faz uzayındaki bu parçacıkların yo unlu u de i mez. Di er bir de i le parçacıklar faz uzayında kapalı bir sınır içerisindedir ve demet hattının sonunda bir noktada da bu sınır içerisinde kalır (Wiedemann, 2007; Wilson, 2001).

Demet ve paketçik

Paketçik, uzayda belirli bir bölgede bulunan bir grup parçacıktır. Demet ise ard arda paketçiklerden olu an yapıdır.

Geciktirici döngü (DL) ve Birle tirici halka (CR)¹

CLIC sürücü demetin Güç çıkarıcı ve iletim Sistemi (PETS) içinde enerjisinin alınarak ana linaka aktarılması ile ana linaktaki demeti hızlandıran lineer hızlandırıcıdır. CLIC’te

¹ Bu çalı mada CLIC sürücü demetinden faydalanarak e⁺ üretimi üzerinde durulaca ı için sürücü demet yapısını bilmekte yarar vardır.

kullanılan DL ve CR yapılar sürücü demetin yapısını 2 kat ve 3 kat sıkı tırmada kullanılırlar. Demetler CR ve DL geçirildikten sonra atmalar 2x3 kat sıkı ır ve aynı oranda da atma akımı artar fakat demetin enerjisi aynı kalır (Aksakal, 2007).

Final Focus Sistem (FFS)

FFS çarpı ma bölgesinde minimum demet ebadına ula mak için kullanılan son odaklayıcı sistemin adıdır ve demet hattı opti inde modifikasyonu sa lar (Adolphsen vd, 1996). FFS'nin fonksiyonu demetin büyütmemektir yani optimum demet ebadı için gereklidirler. Sadece kuadropollerin kullanıldı ı sistemler herbir düzlemde kaçınılmaz kromatik sapmalar meydana getirir. FFS'lerde bu sapmalar demet hattındaki da ıtıcı noktalara sextupoller eklenmesiyle giderilir. Bu çalı mada FFS çarpı ma noktası ve e⁺ üretiminde hedeften önce kullanılmasıda önerilmektedir.

Kütle merkezi enerjisi

Bir çarpı tırıcı için bir di er önemli parametrede kütle merkezi sisteminde çarpı an iki demetin toplam enerjisi kütle merkezi enerjisi olarak adlandırılır. Kütle merkezi momentumu, P_1 birinci demetin ve P_2 ikinci demetin dörtlü momentumu olmak üzere;

$$P_{km} = P_1 + P_2 \quad (2.28)$$

$$(E_{km}, \mathbf{p}_{km}c) = (E_1 + E_2, \mathbf{p}_1c + \mathbf{p}_2c) \quad (2.29)$$

eklinde tanımlanır. Her iki tarafın karesi alınırsa

$$(E_{km}^2 - \mathbf{p}_{km}c \cdot \mathbf{p}_{km}c) = (E_1 + E_2)^2 - (\mathbf{p}_1c + \mathbf{p}_2c)^2 \quad (2.30)$$

ifadesi elde edilir. Burada E_1 birinci demetin ve E_2 ikinci demetin enerjisi ve $c^2 p_i^2 = E_i^2 - m_i^2 c^4$ ($i=1,2$) olmak üzere denklem (2.29)

$$E_{km} = \left[2E_1E_2 + (m_1^2 + m_2^2)c^4 + 2\sqrt{E_1 - m_1^2c^4}\sqrt{E_2 - m_2^2c^4} \cos \theta \right]^{1/2} \quad (2.31)$$

ekline dönüür. Burada θ karılıklı hareket eden parçacıkların do rultuları arasındaki açıdır. Çarpı maların ço u simetriktir. Bu durum için $m_1=m_2$, $E_1=E_2=E$ ve $\theta=0$ olan kafa kafaya çarpı ma için kütle merkezi enerjisi u e kilde olur.

$$E_{km} = 2E \quad (2.32)$$

I ınlık (Luminosity)

Yeterince yüksek enerjili yüklü parçacıklar ya belirlenen sabit hedeflere ya da birbirleriyle çarpı tırmaktır. Sabit hedef deneylerinde elektrik alanla hızlandırılmı bir yüklü parçacık (elektron veya proton) sabit bir hedefle çarpı tırılır. Parçacı ın sabit bir hedefle çarpı masından sonra yeni parçacıklar üretilir. Çarpı tırıcı deneylerinde ise iki yüksek enerjili parçacık demeti birbirinin içinden geçirilir. Böylece birbirleriyle çarpı maları sonucunda daha yüksek kütleli parçacıklar meydana gelir (Türk, 2007).

Her iki durumda da çarpı maların her biri “olay” olarak adlandırılır. Olay sayısı hızlandırıcı fizi inde önemli bir parametredir. Sabit hedef deneyleri için olay sayısı (etkile im oranı), R , hedefe çarpan demet parçacıklarının oranına (n), reaksiyon tesir kesitine (σ) ve hedef kalınlı na (d) ba lıdır ve

$$R = \frac{\sigma N_A [mol^{-1}]}{\rho nd [s^{-1}]} \quad (2.33)$$

ile verilir. Burada N_A avagadro sayısı, ρ hedef materyalin yo unlu udur (g/cm^3) (Grupe ve Shwartz, 2008). Denklem 2.33 çarpı an demetler için

$$R = \sigma L \quad (2.34)$$

olarak yazılabilir. Burada σ çarpı an parçacıkların tesir kesiti, L ise 1 inliktir. 1 inlik birim zamanda birim yüzeydeki etkile me sayısıdır (Aksakal, 2007; Grupen ve Shwartz, 2008). Bir çarpı tırıcıda ise 1 inlik formülünün en genel formu

$$L = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy ds dt \rho_1(x, y, s - ct) \rho_2(x, y, s + ct) \left[(v_1 - v_2)^2 - \frac{v_1 \times v_2}{c^2} \right]^{-1/2} \quad (2.35)$$

ile verilir. Burada v_1 ve v_2 birinci ve ikinci parçacacı n hızı, ρ ise demetlerin yo unlu udur ve

$$\rho_i(x, y, s \pm ct) = \frac{N_i}{(2\pi)^{2/3} \sigma_{i,x}(s) \sigma_{i,y}(s) \sigma_{i,z}} \exp \left[-\frac{x^2}{2\sigma_{i,x}^2(s)} - \frac{y^2}{2\sigma_{i,y}^2(s)} - \frac{(s \pm ct)^2}{2\sigma_{i,z}^2} \right] \quad (2.36)$$

ile verilir ($i \rightarrow 1, 2$). Denklemd e $s + ct$ sola, $s - ct$ sa a giden parçacacı 1 temsil etmektedir. Denklem 2.36, Denklem 2.35’de yerine yazılır ve gerekli integraller alınırsa ayrıca kafa-kafaya çarpı ma gibi özel durum dü ünülürse 1 inlik ifadesi a a ıda verildi i gibi olur.

$$L = \frac{N_1 N_2 f_{\text{çarpı}}}{2\pi \sqrt{\sigma_{1,x}^2 + \sigma_{2,x}^2} \sqrt{\sigma_{1,y}^2 + \sigma_{2,y}^2}} \quad (2.37)$$

Burada N_1 ve N_2 çarpı an demetlerdeki parçacık sayıları ve 1 ve 2 nolu parçacıklar için σ_x ve σ_y enine demet ebadlarıdır (Aksakal, 2007). N_1 ve N_2 ’yi belirlemek nispeten kolaydır fakat enine demet ebadlarının ölçümü oldukça zordur. 1 inlik olay sayısı ile ili kili oldu u için iyi bilinen bir sürecin tesir kesiti 1 inli 1 belirlemek için kullanılabilir (Grupen ve Shwartz, 2008). Yüksek 1 inli a ula abilmek için bir paketçikte parçacık sayısının fazla olması, dü ük emitans ve yüksek çarpı ma frekansı gereklidir (Çakır, 2009). Ayrıca paketçiklerin uzunlu a sahip olmaları 1 inlik de erini azaltma yönündedir buna “hourglass effect” denir.

Çarpı ma veya sabit hedef deneylerinde demet madde etkile mesi neticesinde ortaya çıkan parçacıklar detektörle etkile irler. Böylece parçacık-madde veya ı ma-madde etkile meleriyle ortaya çıkan bu parçacıklar hakkında bilgi edinilir. Parçacık ve ı ımanın madde ile etkile mesine geçmeden önce Standart Model (SM) hakkında bilgi vermek faydalı olacaktır. Sonraki bölümde SM ve yetersiz kaldı ı durumlar verilmi tir.

BÖLÜM III

STANDART MODEL

Modern fiziğin en başarılı teorilerinden birisi olan Standart Model (SM) bilinen bütün temel parçacıkların nasıl düzenlendiğini ve bu parçacıkların farklı kuvvetler altında nasıl etkilendiğini açıklayan bir kuantum alan teorisidir.

SM'e göre 6 çeşit kuark, 6 çeşit lepton ve bunların "karşı" parçacıkları ile kuvvet taşıyıcısı olarak foton, 8 çeşit gluon ve 3 çeşit "ayar (vektör) bozon" dan oluşan bu temel parçacıklar Çizelge 3.1'de gösterilmiştir. Ek olarak Higgs'de mevcuttur.

Çizelge 3.1. SM'e göre temel parçacıklar ve ayar bozonları

	Aile	I	II	III	Yük	Spin			Yük	Spin
Fermiyonlar	Kuarklar	u	c	t	+2/3	½	Bozonlar		0	1
		d	s	b	-1/3	½		g	0	1
	Leptonlar	e	μ		-1	½		W [±]	±1	1
		τ	ν _τ		0	½		Z ⁰	0	1
		Kütle Artar →								

Fermiyonlar 1/2 spine sahiptirler ve fermiyonların yani kuark ve leptonların kütleleri I. Aileden III. Aileye doğru artmaktadır. Çizelge 3.1'de görüldüğü gibi u, c ve t kuarkları +2/3 elektrik yüküne sahipken d, s ve b kuarkları ise -1/3 elektrik yüküne sahiptir. Kuarkları q ile sembolize edilirse $q_{spin}^{yük kütle}$ ekinde gösterilebilir örneğin u kuarkı için bu gösterim $\frac{2}{3}u_{1/2}^{2.4MeV}$ ekinde olur. Kuarklar elektrik yükünün yanı sıra renk yüküne de sahiptir ki bunlar kırmızı, yeşil ve mavi renk yükleridir. Leptonlar ise e, μ ve τ leptonları ile bu leptonların nötrinolarından oluşmaktadır. Kuarklar bağımsız durumda bulunurlar yani tek başlarına gözlenemezlerdir ve bir araya gelerek hadronları oluştururlar. Hadronlar ise baryon (proton, nötron vb.) ve mezon (π, K vb.) olmak üzere ikiye ayrılır. Baryonlar üç kuarkın bir araya gelmesiyle (qqq) oluşurken mezonlar ise kuark-antikuark çiftiyle oluşur.

durumuyla ($q\bar{q}$) olur. Böylece çevremizde gördüğümüz her şeyin kuarklar ve leptonlardan oluştuğunu söyleyebiliriz.

SM'i daha iyi tanımlayabilmek için yalnızca parçacık bileşenlerini değil onların etkileşimlerini de tanımlamamız gerekir. Bugün doğada bilinen dört farklı etkileşim ve bunların taşıyıcı parçacıkları vardır. Bunlar elektromanyetik, zayıf, kuvvetli ve kütle çekim etkileşimleri ve taşıyıcı parçacık olarak da foton, gluon, graviton ve W^+, W^-, Z^0 ayar bozonlarıdır. Foton, gluon ve W^+, W^-, Z^0 ayar bozonları spini 1 olan parçacıklardır, graviton ise eğer kuantize edilmiş olsa spini 2 olan bir parçacık olacaktır (Perkins, 2000; Robinson, 2008; Gasiorowicz ve Langacker, 2012).

3.1 Etkileşim Türleri

SM'i kullanarak temel parçacıkları ve onların etkileşimlerini tanımlayan teori "Kuantum Alan Teorisi (QFT)"dir. Bu çerçevede SM, kütle çekimi haricindeki diğer etkileşim türlerini tanımlayabilmektedir (McMohan, 2008). Bu etkileşim türleri, taşıyıcılar ve etki altında bıraktıkları parçacıklar Çizelge 3.2'de gösterilmektedir.

Çizelge 3.2. Etkileşim türleri ve taşıyıcı parçacıklar

Etkileşim Türü	Zayıf	Elektromanyetik	Kuvvetli	Kütle Çekim
Etkilenen Parçacık	Kuark ve Lepton	Yüklü parçacıklar	Kuark ve Gluon	Kütleli parçacıklar
Taşıyıcı Parçacık	W^+, W^-, Z^0	γ	Gluon	Graviton
Menzil (m)	$\sim 10^{-18}$		$\sim 10^{-15}$	
Bağıl İddet	$\sim 10^{-3}$	$\sim 10^{-2}$	1	$\sim 10^{-39}$

Doğadaki kuvvetlerin ayar bozonlarının de Broglie uzunluğundan dolayı olmaktadır. Her etkileşim için bir alan vardır ve ayar bozonları alanların kuantasıdır. Belirli bir alan için var olan ayar bozonları sayısı "generator (üretici)" sayısı ile verilir. Özel bir alan için üreticiler alanın simetrisini tanımlamada kullanılan birimsel (unitary) gruptan kaynaklanır (Aichelers, 2012). İmdi etkileşim türlerine kısaca değinelim.

3.1.1 Elektromanyetik etkile im

Kuark ve lepton gibi elektriksel yüke sahip tüm parçacıklar arasında gerçekleşir. Bu etkile ime neden olan ayar bozonu ise kütsüz, yüksüz, spini 1 ve iki polarizasyon durumuna sahip olan (foton)'lardır. Ayrıca bu etkile im Kuantum Elektrodinamik (QED) olarak adlandırılan U(1) yerel ayar grubu (simetri grubu) ile açıklanır (McMohan, 2008; Perkins, 2000). Elektromanyetik etkile im, çok büyük menzile sahip olmasına rağmen kuvvetin şiddeti küçüktür ve ince yapı sabiti $\alpha = e^2 / 4\pi\hbar c = \dots$ ile verilir (Perkins, 2000; Robinson, 2008).

Yüklü leptonların elektromanyetik etkile imleri en iyi şekilde, küçük bir parametre olan Lagrangian fonksiyonundan (Lagrangian fonksiyonu, ince yapı sabitinde bir kuvvet serisinde çözümler) türetilen hareket denklemleri cinsinde tanımlanırlar. Lagrangian yoğunluğunu serbest-foton alanını tanımlanarak aşağıdaki gibi yazılır

$$L_{\gamma} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu}(x) \quad (3.1)$$

burada $F_{\mu\nu}(x)$ elektromanyetik alan tensörüdür ve

$$F_{\mu\nu}(x) = \frac{\partial A_{\nu}(x)}{\partial x^{\mu}} - \frac{\partial A_{\mu}(x)}{\partial x^{\nu}} = \begin{pmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & 0 & -B_z & -B_y \\ E_y & B_z & 0 & -B_x \\ E_z & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

ile verilir. L_{γ} ço u notasyonda sadece $\frac{1}{2}[\mathbf{E}^2(x) - \mathbf{B}^2(x)]$ 'dir. Bu terim vektör potansiyeli, $A_{\mu}(x)$, cinsinden yazılır çünkü terimler leptonları barındırır ve leptonların elektromanyetik alanlı etkile imleri $A_{\mu}(x)$ cinsinden daha basit yazılır;

$$L_l = i\bar{\psi}(x)\gamma^{\alpha}\left(\frac{\partial}{\partial x^{\alpha}} - ieA_{\alpha}(x)\right)\psi(x) - m\bar{\psi}(x)\psi(x) \quad (3.3)$$

Burada $\psi(x)$, elektron, mion veya tau parçacıklarını temsil eden 4-bile enli bir spinördür, $\bar{\psi}(x) = \psi^\dagger(x)\gamma^0$ ile verilir ki burada γ^α ($\alpha = 0,1,2,3$) 4x4 Dirac matrisleridir² ($(\gamma^0)^2 = (\gamma^1)^2 = (\gamma^2)^2 = (\gamma^3)^2 = -1$ ve $\beta \neq \alpha$ için $\gamma^\alpha \gamma^\beta = -\gamma^\beta \gamma^\alpha$), m ise $\hbar = c = 1$ olan do al (natural) birimlerde kütleinin ölçüsüdür. E er e sıfır ise Lagrangian serbest bir leptonu tanımlar; $e \neq 0$ olması halinde etkile imler

$$-eA^\alpha(x)j_\alpha(x) \quad (3.4)$$

biçimine sahiptir. Burada $j_\alpha(x)$

$$j_\alpha(x) = -\bar{\psi}(x)\gamma_\alpha\psi(x) \quad (3.5)$$

ile verilir. Bu hareket denklemleri akımın korunumlu oldu unu göstermektedir;

$$\frac{\partial}{\partial x_\alpha} j_\alpha(x) = 0 \quad (3.6)$$

Bu yüzden yük bir hareket sabiti olur;

$$Q = \int d^3\mathbf{r} j_0(\mathbf{r}, t) \quad (3.7)$$

Etkile imin biçimi

$$\frac{\partial}{\partial x^\alpha} \rightarrow \frac{\partial}{\partial x^\alpha} - ieA_\alpha(x) \quad (3.8)$$

serbest bir lepton için Lagrangianında de i ken de i tirmesi yapılarak elde edilir. Bu yerel ayar de i mezli idir (Chao, 1998; Gasiorowicz ve Langacker, 2012).

² $\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}$, $\gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix}$, $\gamma^5 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & I \end{pmatrix}$

3.1.2 Zayıf etkile im

Ayar grubu $SU(2)$ olan zayıf etkile im kısa menzillidir ve a ır leptonlarla kuarkların kendilerinden daha hafif lepton ve kuarklara bozunmasından sorumludur. Zayıf etkile imin ayar bozonu W^\pm ve Z^0 bozonlarıdır ve bu bozonlara ait spin ve yük de erleri Çizelge 3.1'de verilmi tir. Zayıf etkile meler ara parçacıklarına göre, iki sınıfa ayrılırlar;

- (i) W^+ ve W^- bozonlarını içeren yük-de i tiren (charged current-CC) zayıf etkile meler.
- (ii) Z^0 bozonlarını içeren nötral etkile melerdir (nötral current-NC).

Özellikle sa -elli parçacıklar ve sol-elli antiparçacıklar üzerinde rol oynayan CC zayıf etkile meler, $SU(2)_L$ yerel ayar teorisi (local gauge theory) ile tanımlanırlar, burada L alt indisi sol-elli parçacıkları temsil etmektedir. Di er yandan nötral zayıf etkile meler hem sol-elli hem de sa -elli parçacıklar üzerinde rol oynar (McMahon, 2008; Robson, 2012).

1950 yılında QED'nin geli meye ba lamasıyla birlikte çalı malar zayıf nükleer kuvvete benzer bir teorinin formüle edilmesi gerekti ini göstermi tir. Bu durum sonraki yıllarda Sheldon Glashow, Steven Weinberg ve Abdus Salam'ın elektromanyetizma ve zayıf etkile imin birle ik teorisini (Elektrozayıf etkile im teorisi) ortaya atmasıyla son bulmu tur. Onların elektrozayıf teorisi, beta bozunumunu açıklamak için W bozonuna ek olarak ayrıca o zaman henüz gözlemlenmemi olan Z bozonunun da varolması gerekti ini öngörmü lerdir (Perkins, 2000; Robinson, 2008). $SU(3)$ ve $SU(2)$ 'nin jeneratörleri EkA'da verilmi tir.

3.1.3 Kuvvetli etkile im

$SU(3)$ ayar grubunda olan kuvvetli etkile im daha önce de belirtildi i gibi kuarkları birbirine ba layarak proton, nötron ve di er hadronların olu masını sa larlar. Kuvvetli etkile im yüküne "renk" adı verilir. Standart Model içinde en az anla ılmı olan etkile im kuvvetli etkile imdir. Bunun en büyük nedeni kuramsal tahminlerde bulunabilmek için genelde kullanılan yöntemlerin ço unun etkile imin zayıf oldu unun varsayılmasıdır. Oysa kuvvetli etkile im, iddeti bakımından kendisine en yakın olan etkile im olan elektromanyetik etkile imden 100 kat daha kuvvetlidir. Kuarklar

arasındaki etkileşimden sorumlu olan gluonlar renk yüküne sahiptirler ve bu sebeple renkli olan diğer parçacıklarla (gluonlarla) da etkileşirler. Kuarkların renk yüklerine bağlı olarak etkileşimlerini tanımlayan teori “QCD” teorisidir. Gluonlar kütsesiz, spini 1 ve iki polarizasyon durumuna sahiptirler.

3.1.4 Kütle çekim kuvveti

Bu etkileşim türü kütsel bütün parçacıklar arasında gerçekleşir ve kütle çekim kuvveti güçlü etkileşime kıyasla yaklaşık 10^{39} kat daha zayıftır. Ara parçacık ise gravitondur, henüz gözlenememiştir fakat kütsesiz, kararlı, spini 2 ve ışık hızında gitmeli şekilde hipotezler ortaya atılmıştır. Ayrıca SM, kütle çekim kuvveti hakkında hiçbir öngörde bulunamaz (Perkins, 2000; Robinson, 2008).

3.2 Etkileşimin Aralığı

Bir etkileşimin aralığı o etkileşime aracılık eden ayar bozonunun kütsesiyle belirlenir. Belirsizlik ilkesi temel alınarak bir etkileşimin aralığını belirleyebiliriz. Aracılık eden parçacığın de Broglie toku için gerekli olan enerji miktarı durgun kütle için “Einstein bağıntısı” $\Delta E \approx mc^2$ ve “Belirsizlik ilkesi” $\Delta E \Delta t \approx \hbar$ kullanılarak bulunabilir. Özel relativite teorisine göre ıktan hızlı hareket eden bir parçacık olmayacağından mesafe

$$\Delta x = c \Delta t = \frac{c \hbar}{mc^2} = \frac{\hbar}{mc} \quad (3.9)$$

olarak bulunur. Denklem 3.9 kuvvet aralığı olarak tanımlanır. Bu bağıntıdan $m \rightarrow 0$ için $\Delta x \rightarrow \infty$ olur. Elektromanyetik etkileşimin ayar bozonu olan foton kütsesiz olduğu için bu etkileşimin aralığı sonsuz olmaktadır. Fakat zayıf kuvvetin ayar bozonları büyük kütselleye sahiptir, W^+ ve W^- $80 \text{ GeV}/c^2$, Z^0 ise $91 \text{ GeV}/c^2$ kütselidir. Örneğin W ayar bozonları için $m = 80 \text{ GeV}/c^2$ olduğundan $\Delta x \approx 10^{-3} \text{ fm}$ olarak bulunur. Bu durum neden zayıf etkileşimin nükleer mesafelerde hissedildiğini açıklamaktadır. Bu iddia kütsesi 0 olan gluonlara uygulanamaz. Çünkü kuvvetli etkileşimde renk yükü de etkin olmaktadır (McMahon, 2008).

3.3 Birimsel (Unitary) Grup

Birimsel gruplar, parçacık fiziğinde ve QFT’de önemli bir rol oynamaktadır. Bir teorinin fiziksel tahminleri bazı grup hareketleri altında değişmez oldu unda bir birimsel operatör (U) ile temsil ederiz. Bu birimsel operatörler hamiltonyen ile komutedir, yani $[U, H]=0$. Birimsel grup $U(N)$ tüm $N \times N$ birimsel matrisleri içerir. Özel birimsel gruplar, $SU(N)$, $N \times N$ birim matris ve determinantı $+1$ ’dir. $SU(N)$ ’in boyutu ve üretici (jeneratör) sayısı N^2-1 ile verilir. Bu nedenle zayıf etkile imin ayar grubu $SU(2)$, $N^2-1=3$ üreticiye ve kuvvetli etkile imin ayar grubu olan $SU(3)$, $N^2-1=8$ üreticiye sahiptir.

En basit birimsel grup $U(1)$ ’dir. 1×1 matristir ve sadece kutupsal gösterimde yazılabilen kompleks bir sayıdır. Diğer bir de i le $U(1)$ simetrisinin tek bir θ parametresine sahip oldu unu söyleyebiliriz ve $U = e^{-i\theta}$ ’dır, burada θ reel bir parametredir.

Grup teorisinde $a \in G$ (G -Grup) ve $b \in G$ olmak üzere $ab = ba$ kapalılık özelli ini sa lıyorsa grubun “abelian” oldu unu söylenir. Dolayısıyla $U(1)$ ayar grubunun da abelian oldu u söylenebilir.

Sıradan kompleks $z = re^{i\alpha}$ ifadesini düşünelim. Burada her iki tarafı $e^{i\theta}$ ile çarparsak $e^{i\theta} z = re^{i\alpha} e^{i\theta} = re^{i(\alpha+\theta)}$ oldu unu görürüz. Yani kompleks sayı açısı θ kadar artmış fakat yarıçap aynı r uzunlu unda kalmıştır. Örneğin skaler kompleks bir alan için Lagrangian, $L = \partial_\mu \varphi^* \partial^\mu \varphi - m^2 \varphi^* \varphi$, $U = e^{-i\theta}$ transformasyonu altında değişmez kalacaktır. Eğer lagrangian bir transformasyon altında değişmez kalıyorsa “simetri” vardır ve bu durumda $U(1)$ simetrisi vardır denir. $U(1)$ simetrisinin önemi ise Hamiltonyen altında değişmez olmasıdır, yani $UHU^\dagger = H$ burada U^\dagger , U ’nun tersidir ve $U(\theta)U^\dagger(\theta) = U(\theta)U(-\theta) = 1$.

Ayar bozonu olarak adlandırılan kuvvet taşıyıcı parçacıklar buradaki gibi birimsel simetrimle ilişkilendirilirler. Zayıf etkile imde de bahsedildiği gibi QED, $U(1)$ simetrisi ile ilgili ayar bozonunu fotondur.

Bir diğer grup ise $U(2)$ grubudur. Fizikte bu grubun alt grubu olan $SU(2)$ grubu ile ilgilenilmektedir. Yukarıda da bahsedildiği gibi $SU(2)$ ’nin 3 üreticisi bulunur. Bunlar

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

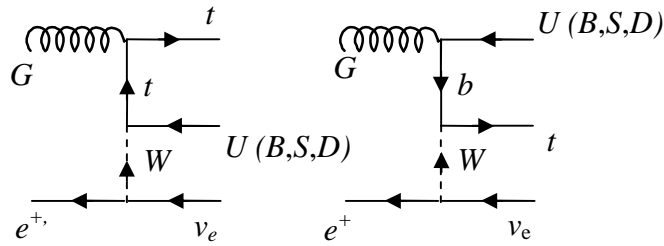
ile verilen Pauli matrisleridir. Pauli matrisleri komute olmadığından SU(2) grubu abelian değildir. Diğer grup ise SU(3) grubudur. Bu QCD ve kuark durumu için önemlidir. Daha önce 8 üreticisi olduğunu belirtmiştik. Bunlar Gell-Mann matrisleridir.

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

Özetle grup teorisinin parçacık fizikinde önemli bir rol oynamaktadır ve gruplar simetriyi tanımlamak için kullanılır. Sonuç olarak QFT’de en önemli grup birimsel gruplardır ve U(1)-elektromanyetik etkileşim, SU(2)-zayıf etkileşim ve SU(3)-kuvvetli etkileşimi tanımlamaktadır (McMahon, 2008).

e^+p etkileşiminde gözlenebilecek süreçlerden bazılarını ait Feynman diyagramları ekil 3.1’de verilmiştir. Bu süreçler lepton-hadron etkileşiminde yüklü akım süreçlerini göstermektedir. Burada çene de i t i için CKM matrislerini kullanmak gerekir.



ekil 3.1. e^+p çarpışmasında olası $e^+p \rightarrow \bar{\nu}_e t U(B,S,D)$ sürecine ait Feynman diyagramları (E (e^+), G(gluon), B (\bar{b} kuark), D (\bar{d} kuark), S (\bar{s} kuark))

ekilden 3.1'den de anlaşılacağı üzere U kuarkı B , S ve D kuarklarının gözlemlenebilirini göstermektedir. Bu süreçler için tesir kesiti sürecin genliğinin Feynman kuralları hesabından yapılmaktadır. Bu tez çalışmasında bu süreçlere ait genlik ve tesir kesit hesaplamaları da incelenmeyecektir.

3.4 SM'nin Yetersiz Kaldığı Durumlar

Son derece hassas ölçümlerle yapılan birçok deneyin sonuçları SM'in öngördüğü değerlerle aynıdır (Perkins, 2000). Tabii ki bu durum SM'in kusursuz bir model olduğunu anlamına gelmez. Her model gibi SM'inde açıklayamadığı bazı sorular vardır. Bunlar aşağıdaki gibi sıralanabilir:

- Hiyerarşi problemi; kütle çekimi kuvveti neden bu kadar zayıf? Neden diğer kuvvetlerle birleştirilemiyor?
- Karanlık enerji, kara madde problemi
- Neden kuarklar ve leptonlar üç aileden oluşmakta? Neden dört ya da iki aile değil?
- Evrendeki madde-anti madde asimetrisi
- Evrenin oluşumunun ilk saniyelerinde ne oldu?
- Ekstra boyut gerçekten var mı?

Bu soruların cevabı LHC'de araştırılmaktadır.

3.5 Neden LHC

SM bazı problemleri açıklamada yetersiz kaldığı için birçok teorisyen yüksek enerji seviyelerinde SM ötesi (Beyond Standard Model) "yeni fizik" araştırılmasını gerekli görmüştür. Bu amaçla dünyanın en büyük ve en yüksek enerjili parçacık çarpma tırıcısı olan LHC (Large Hadron Collider) CERN tarafından kurulmuştur. LHC başta Higgs bozonu varlığını kanıtlama, parçacık fiziği ve yüksek enerji fiziğinin farklı teorilerinin öngörülerini sınaması, süpersimetri teorisi tarafından tahmin edilen yeni parçacık ailesinin varlığını araştırma, parçacık fiziğinde çözülmemiş bazı sorulara cevap bulma amaçlı kurulmuştur. LHC'de SM ötesi fiziği inceleyecek yedi deney istasyonu-detektör bulunmaktadır. Bunlar

- ***A Toroidal LHC Apparatus (ATLAS)***; ATLAS LHC'deki genel amaçlı iki detektörden birisidir. ATLAS, Higgs bozonu, ekstra boyutlar ve karanlık maddeyi oluşturan parçacıkları araştırmak gibi geniş bir fizik aralığına sahiptir. İmdiye kadar gözlenmiş veya gözlenmemiş birçok parçacık izlerini, enerjilerini, momentumlarını belirlemek için altı farklı deteksiyon sistemine sahip ATLAS sayesinde gerçekleştirilir. LHC'nin çarpım enerjisi olan 14 TeV ve 1 m³ s⁻¹ olan 10³⁴ cm⁻² s⁻¹ değerleri daha önceki deneylerde ulaşılmamış özelliklerdir. Ayrıca ATLAS'ta 2T'lık manyetik alana sahip toroid magnet bulunur (Aad vd, 2008).
- ***Compact Muon Solenoid (CMS)***; CMS detektörü proton-proton çarpımına üzerine inşa edilmiş genel amaçlı iki parçacık detektöründen ikincisidir. Bu detektörün amacı TeV enerji ölçeğinde fizik araştırmaları yapmak, Higgs bozonunu keşfetmek, standart model ötesi fizik (süpersimetri veya ekstra boyutlar gibi) kanıtlarını ve ağır iyon çarpımına yönlerini incelemek üzere tasarlanmıştır. Her ne kadar ATLAS ile aynı bilimsel amaçları olsa da CMS farklı teknik çözümleri kullanır. Bu detektör 4 T'lık manyetik alan üreten büyük bir solenoid magnet ile çevrelenmiştir (Bayatian vd, 2007).
- ***A Large Ion Collider Experiment (ALICE)***; ALICE detektörü laboratuvar ortamında "Büyük Patlama" sonrasındaki şartları tekrar oluşturmak için kurulan iyonların çarpımını incelemek üzere tasarlanmıştır. Pb-Pb çekirdek çarpımları, kütle merkezi enerjisi nükleon başına 2.76 TeV'de gerçekleştirilecektir. Bu durum yüksek sıcaklık ve enerji yoğunluğuna neden olacaktır. Bu yüksek sıcaklık ve enerji yoğunluğunun Büyük Patlama'dan hemen sonra var olduğunu düşünülen, kuark ve gluonların baki olmadığı bir durum olan kuark-gluon plazmasını üretmek için yeterli olması beklenmektedir (Ahmad vd, 1995).
- ***Large Hadron Collider-beauty (LHCb)***; LHCb deneyi neden ya da niçin evrendeki hemen hemen her şeyin maddeden ibaret olduğunu, neden hiçbir antimaddenin bulunmadığını anlamamıza yardımcı edecektir. Bu detektör, b-kuark çalışmasıyla madde ve antimadde arasındaki küçük farklılıkları araştırmada

kullanılan bir detektördür (Amato vd, 1998). LHCb detektörü asimetrik bir yapıya sahiptir.

- ***TOTAL Elastic and diffractive cross section Measurement (TOTEM)***; Bu detektör genel amaçlı detektörlerin ula amadı ı fizi e odaklanmak için ileri parçacıklar üzerine çalı maktadır. Bu çalı malarının yanı sıra biliniyor olmasına ra men protonun ebatlarını ve LHC'nin ı nlı ını do ru bir ekilde gözleyecektir (Anelli vd, 2008). Detektörün amacı difraktif süreçler, elastik saçılma ve toplam tesir kesit ölçümleridir.
- ***Büyük Hadron Çarpı tırıcısı ileri (LHCf)***; Kozmik ı nlar dı uzaydan do al olarak meydana gelen yüklü parçacıklardır. Bu parçacıklar üst atmosferdeki parçacıklarla çarpı ırlar, parçacık sa ana ina neden olurlar ve yer seviyesine ula ırlar. LHCf kozmik ı nım (astroparçacık) fizi ini ara tırmak için özel amaçlı yapılmı LHC deney istasyonudur. Ayrıca çarpı malar sonucunda “ileri” bölgede üretilecek parçacıkları (nötral pion sayısını ve enerji ölçümlerini) üzerinde çalı acaktır (Adriani vd, 2008).
- ***The Monopole and Exotics Detector At the LHC (MoEDAL)***; LHC'de kurulan en son ve yedinci detektördür. Asıl amacı LHC'de Manyetik Monopol veya Dyon ve di er yüksek iyonize, egzotik kararlı kütleli parçacıkları ara tırmaktır (Pinfold, 2010).

Yukarıda bahsedilen LHC ve yedi deney istasyonu SM'in açıklayamadı ı birçok soruya yanıt verebilece i dü ünülmektedir. Ayrıca proton-proton çarpı tırıcısı ya da a ır iyon çarpı tırıcısı olarak görev yapacaklardır. Fakat bu detektörler arasında lepton-hadron çarpı masını inceleyecek olan bir detektör bulunmamaktadır. Sonraki bölümde parçacık madde etkile mesi incelenecek ve daha sonra önerilen lepton-hadron çarpı tırıcısı ve detektörü anlatılacaktır.

BÖLÜM IV

PARÇACIKLAR VE İMANIN MADDE İLE ETKİLEME

Parçacık-madde etkilemesinde ilk olasılık parçacığın atomik çekirdekle etkilemeye girmesidir. Örneğin parçacık hadron ise bu etkileme güçlü etkileme vasıtasıyla, nötrino ise zayıf etkileme vasıtasıyla gerçekleşir. Bunların ikisinde kısa mesafeli etkilemelerdir. Enerji yeterince yüksekse yeni parçacıklar oluşabilir ve bu reaksiyonlar genellikle deteksiyon süreci için ilk adımdır. Bu kısa mesafeli etkilemeler ek olarak parçacıkların etkileme süreçleri genellikle madde ile elektromanyetik (EM) etkileme ekinde olur ve bu EM etkilemeler uzun mesafelidir. Bu etkileme türleri ile ilgili detaylı bilgi Bölüm 3.1.1'de verilmiştir. Örneğin enerjik yüklü parçacıklar sahip olduğu enerjiye göre atomları iyonize edebilir veya uyarabilir. İyonizasyon enerji kayıpları oluşur ve ııma meydana gelir. Bu ııma parçacığın enerji kaybına sebep olur.

Bunun dışında çekirdekten elastik saçılma yaparak gelişim ortularından sapabilirler (Das ve Ferbel, 2005; Leo, 1987). Bu süreçler maddede birçok defa gerçekleşir. Sadece bu süreçler değil aynı zamanda

- Cherenkov ııması
- Nükleer reaksiyonlar
- Bremsstrahlung

gibi süreçler de diğer olabilecek etkileme mekanizmalarıdır.

Çoğu elektriksel olarak nötr olan parçacıklar da madde ile etkilebilir ve enerjilerinin tamamını ya da bir kısmını yüklü çekirdeğe aktarabilir. Bunun dışında ortamın atomik elektronlarına da aktarabilir ve sonra detekte edilebilir elektrik sinyalleri üretilebilir. Nötrino gibi parçacıklar EM etkileme yapmazlar ve bu nedenle madde ile çarpıma olasılıkları çok düşüktür. Fotonlar da direkt olarak EM etkilemelerle detekte edilirler ve yüksek enerjilerde madde ile etkileme ee^+ çifti oluşumu ile ortaya çıkar. Bu etkilemeler detektörün biçimini belirler. (Martin ve Shaw, 2008; Das ve Ferbel, 2005).

Parçacıkların madde ile etkilemesini incelerken hafif yüklü parçacıklar (leptonlar) ve ağır yüklü parçacıklar (hadronlar) olarak iki grupta incelemekte fayda vardır (Leo, 1987). İmdi bu parçacık-madde ve ııma-madde etkilemelerine değinelim.

4.1 Hadron-Madde Etkilemesi (Hadronik Etkileme)

4.1.1 Nötr hadron-madde etkilemesi

Nötronlar elektriksel olarak nötr olduklarından dolayı madde içerisindeki elektronlar ve çekirdek ile Coulomb etkilemesi yapmazlar. Bunun yerine çekirdekle kuvvetli etkilemeler vasıtasıyla etkileşirler. Nötronlar etkileşebilmeleri için çekirdeğe en az 10^{-13} cm yaklaşmalıdır (Leo, 1987). Ayrıca düşük enerjilerde oldukça yüksek verimlilikle dedekte edilirler. Nötronları dedekte etmek için yüklü parçacıklar üretilmek zorundadır bu sebeple nötronları birçok protonu olan malzeme ile yavaşlatmak faydalı olacaktır. Çünkü enerjinin büyük bir kısmı çarpıma ile benzer kütleli parçacığa aktarılır.

Nötronların enerjilerine göre sınıflandırılması

- $E > 100$ MeV: Yüksek enerjili nötronlar
- Birkaç 10 MeV $> E >$ birkaç yüz keV: Hızlı nötronlar
- 100 keV $> E >$ 0.1 eV: Epitermal nötronlar
- $E \sim kT \sim 1/40$ eV: Termal veya Yavaş nötronlar
- $E \sim$ meV veya \sim eV: Soğuk ve ultrasoğuk nötronlar

Nötronlar etkileştikleri zaman enerjilerine bağlı olarak elastik saçılma, inelastik saçılma, nötron yakalama, nükleer reaksiyonlar, yüksek enerjili hadron saçılması üretme ve fisyon gibi çeşitli etkileşmeler meydana getirirler.

- **Elastik saçılma:** MeV mertebesinde enerjiye sahip nötronların asıl enerji kaybetme mekanizmasıdır. Çarpıma uğrayan parçacığın toplam kinetik enerjisi korunur. Burada çekirdeğin yapısında deiyeriyizlik olmaz.
- **inelastik saçılma:** Bu reaksiyonlarda, çekirdek uyarılmış durumda bırakılır ve bu çekirdek daha sonra gama veya β ışınlarının diğer çeşit formları ile bozunur. Nötronun çekirdeği uyarılması için 1 MeV veya daha fazla enerjiye sahip olması gerekir.
- **Nötron yakalanma:** $n + (Z, A) \rightarrow \dots + 1$ ekindeki reaksiyonlardır. Nötron yakalanması için tesir kesiti nötronun hızıyla ters orantılıdır. Bu sebeple düşük enerjilerde nötron yakalanma olasılığı yükselir.

- **Nükleer reaksiyonlar:** eV ile keV civarında enerjiye sahip nötronların çekirdek tarafından yakalanıp yüklü parçacık ın yayınlanmasıdır.
- **Fisyon:** Termal enerjilerde nötronların çekirdek ile etkilemesi sonucu çekirdeğin parçalanmasıdır.
- **Yüksek enerji hadron saçılması:** Enerjisi 100 MeV veya daha fazla olan nötronların bir çekirdek içinde tutulmaları çeşitli tipte parçacıklardan oluşan saçılma sebepleri olabilirler.

Nötron-madde etkilemesi için toplam olasılık bu farklı etkilemelerin kesitlerinin toplamı ile $\sigma_{toplam} = \sigma_{elastik} + \sigma_{inelastik} + \sigma_{yakalama} + \dots$ verilir.

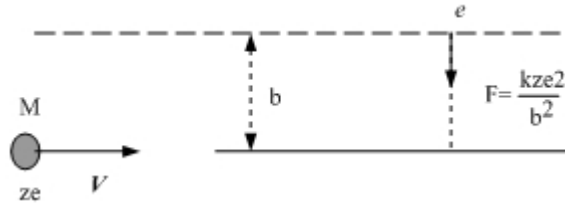
4.1.2 Yüklü hadron-madde etkilemesi

Muon, pion, proton, döteron ve alfa gibi ağır, yüklü parçacıkların (baryonların veya mezonların) madde içerisindeki enerji kaybından inelastik çarpımlar sorumludur. Bu etkilemelerde gelen parçacığın kinetik enerjisi atomun iyonlaşma enerjisinden yeterince büyük ise enerjisini yolu üzerindeki atomları iyonlaştırmak için maddeye aktarır. Her bir etkilemede kaybedilen enerji çok küçük olacaktır. Bu enerji toplam enerjinin sadece küçük bir kısmına karşılık geleceğinden gelen parçacık madde içerisinde bunun gibi birçok etkileme yapacaktır. Bu durum yüklü parçacığın enerjisinin tamamını kaybedip duruncaya kadar devam edecektir ve birçok iyon çifti meydana getirecektir. Meydana gelen negatif iyon (e) tekrar ikincil bir iyonlaşmaya sebep olabilir, bu elektronlar δ^- olarak da bilinir (Martin ve Shaw, 2008; Leo, 1987). Ağır yüklü parçacıklar atomik elektronlarla etkiletiklerinde yörüngelerinde herhangi bir deiyonlaşma meydana gelmez (Rutherford tipi saçılma) (Das ve Ferbel, 2005).

Yonlaşmanın yanı sıra gerçekleştiren bir diğer mekanizma da elektronların uyarılmasıdır. Gelen ağır yüklü parçacık iyonizasyon enerjisinden daha büyük enerjiye sahip deiyonlaşmaya sebep olur. Soğurucu maddenin atom veya molekülü gelen parçacığın enerjisinin bir kısmını soğurarak daha yüksek bir enerji seviyesine çıkar. Maddeye bağlı olarak uyarılmış atom ya da molekül sonradan görünür bölgede foton yayımlayarak daha düşük enerji seviyesine veya taban durumuna döner.

Yüklü parçacıklar çekirdeklerle de reaksiyon verebilir, bu durum çekirdekten elastik saçılma olarak da bilinir. Fakat atomun yarıçapı çekirdeğin yarıçapına göre çok büyük olduğundan, atomun bir elektronu ile reaksiyonu daha olasıdır. Bu durumda büyük kütleli çekirdek, atomda da iklilik meydana getirmeksizin coulomb itmesi ile aır yüklü parçacıkların yön deiktirmesine sebep olur.

Bir parçacığın tek bir elektron ile etkilemesini ele alalım. ekil 4.1’de de görüldüğü gibi v hızına, M kütlesine ve ze yüküne sahip aır bir parçacığı ve aır parçacığın yörüngesinden b (vuru parametresi) uzaklığındaki bağıngıçta serbest ve durgun olan yükü e , kütlesi m_e olan elektronu farzedelim.



ekil 4.1. Aır yüklü parçacığın elektron ile etkilemesi

Elektronun kazandığı enerjii elektronun aır bir parçacıkla etkiletikten sonra aldığı momentum itmesini bularak tek boyutta hesaplamaya çalışalım.

$$\Delta p = I = \int F dt = e \int E_{\perp} dt = e \int E_{\perp} (dt / dx) dx = (e / v) \int E_{\perp} dx \quad (4.1)$$

Burada elektrona elektrik alanın sadece dik bileeni etki edecektir. $\int E_{\perp} dx$ integralini hesaplamak için Gauss yasası kullanılabilir.

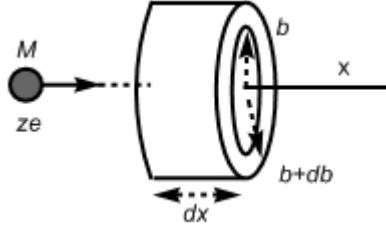
$$\int \vec{E} \cdot d\vec{A} = \int E_{\perp} (2\pi b) dx = 4\pi ze \quad (4.2)$$

Bu ifade denklem 4.1 de yerine yazılarak itme

$$I = \frac{2ze^2}{bv} \quad (4.3)$$

olarak bulunur. Elektron tarafından kazanılan enerji

$$\Delta E(b) = \frac{I^2}{2m_e} = \frac{2z^2 e^4}{m_e b^2 v^2}. \quad (4.4)$$



ekil 4.2 A ır yüklü parçacı ın belli bir yo unluktaki elektron ile etkile imi

imdi a ır yüklü parçacı ın tek bir elektron ile etkile imini de ilde ekil 4.2’de gösterildi i gibi elektron yo unlu u N_e , dx kalınlı ında yarıçapı b ile $b+db$ arasında olan elektronlarla olan etkile imini göz önüne alalım. Burada elektronlara aktarılan enerji

$$-dE(b) = \Delta E(b) N_e dV = \frac{\Delta p^2 N_e (2\pi b) db dx}{2m_e} = \frac{4\pi z^2 e^4 N_e dx}{m_e c^2 \beta^2} \frac{db}{b} = \frac{4\pi z^2 e^4 N_e dx}{m_e v^2} \frac{db}{b} \quad (4.5)$$

eklindedir. Burada $dV = 2\pi b db dx$ hacim elemanıdır. $b = 0$ ’dan ∞ ’a kadar integrali alınırsa toplam enerji kaybı bulunur. Fakat $b=0$ için denklem 4.4’e göre elektronun kazandı ı enerji sonsuz olur. Bu nedenle integral sınırları b_{maks} ve b_{min} olmalıdır. Buna göre denklem 4.5

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 N_e}{m_e v^2} \int \frac{db}{b} = \frac{4\pi z^2 e^4 N_e}{m_e c^2 \beta^2} \ln \frac{b_{maks}}{b_{min}} \quad (4.6)$$

olur. Klasik olarak maksimum transfer edilebilir enerji kafa-kafaya çarpı malarda gerçekleşir. Rölativiteyi hesaba katarsak elektronun kazandı ı enerji (denklem 4.4)

$$\Delta E(b) = \frac{2z^2 e^4}{m_e v^2 b_{min}^2} = 2\gamma^2 m_e v^2 \quad (4.7)$$

olur burada $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ve $\beta = v/c$ 'dir. Buna göre denklem 4.7'de e itli in sa lanabilmesi için b_{min}

$$b_{min} = \frac{ze^2}{\gamma m_e v^2} \quad (4.8)$$

olmalıdır. Maksimum etki parametresi b_{mak} 'u bulmak için ise elektronların serbest de il de bir f frekansı ile atomun etrafında dönmesini göz önünde bulundurmalıyız. Etkile me zamanı $t \approx b/v$ 'dır fakat relativistik olarak $t \approx b/\gamma v$ halini alır. Elektronun farklı frekanslı birkaç ba lı durumu oldu u için ortalama frekans kullanılır. b için üst limit $b_{mak} = \lambda / \nu$ olur. Bu de erleri denklem 4.6'da yerine yazarsak

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_e z^2 e^4}{m_e} \ln \frac{\gamma^2 m_e v^3}{ze^2 f} \quad (4.9)$$

bulunur. Bu Bohr'un klasik formülüdür. Bu α -parçacı ı veya çok a ır parçacıklar için enerji kaybının uygun bir tanımını verir. Fakat proton gibi daha hafif parçacıklar için bu formül kuantum etkilerden dolayı geçersiz olur.

Bethe ve Bloch do ru kuantum mekaniksel hesaplamayı gerçekle tirmi lerdir. Hesaplama da elektrona aktarılan enerji transferi vuru parametresinden ziyade momentum transferi cinsinden parametrize edilir. Elbetteki bu daha realistiktir çünkü momentum transferi ölçülebilir bir niceliktir, vuru parametresi ise de ildir. Bu Bethe-Bloch formülü

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right] \quad (4.10)$$

Bu ifade enerji kayıp hesaplamalarında kullanılır. Pratikte bu ifadeye iki düzeltme daha eklenir Sternheimer parametreleri ile ili kili olan bu parametreler yo unluk etkisi δ ve kabuk düzeltmesi C 'dir. Böylece Bethe-Bloch formülü

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right] \quad (4.11)$$

eklinde yazılır. Burada $2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 \text{ MeVcm}^2/\text{g}$ olup r_e klasik elektron yarıçapıdır ($2.817 \times 10^{-13} \text{ cm}$), m_e elektron kütesidir, N_A avagadro sayısı, Z so urucu materyalin atom numarasıdır, A so urucu materyalin atom a ırlı ı, ρ so urucu materyalin yo unlu udur, z e biriminde gelen parçacı ın yükü ve W_{\max} bir çarpı mada transfer edilen maksimum enerji, I ortalama uyarma potansiyelidir. Yo unluk düzeltmesi, , yüksek enerjide önemli olan bir parametredir. Yo unluk etkisi parçacı ın yolu üzerindeki atomları polarize etmede görevli olan parçacı ın elektrik alanından ortaya çıkar. Polarizasyondan dolayı parçacı ın yörüngesinden uzaktaki elektronları tüm elektrik alan iddetinden koruyacaktır. Bu etki parçacık enerjisi arttı ı için önemlidir. Bundan ba ka bu etkinin materyalin yo unlu una ba lı oldu u açıktır. δ için de erler Sternheimer'dan (Sternheimer parametrelerinden) dolayı bir formülle verilir

$$\delta = \begin{cases} 0 & X < X_0 \\ 4.6052X + C + a(X_1 + X)^m & X_0 < X < X_1 \\ 4.6052X + C & X > X_1 \end{cases} \quad (4.12)$$

Burada $X = \log_{10}(\beta\gamma)$ ile verilir. X_0 , X_1 , C , a ve m so urucu materyale ba lı sternheimer parametreleridir ve C parametresi

$$C = - \left(2 \ln \frac{I}{h\nu_p} + 1 \right) \quad (4.13)$$

ile tanımlanır. Burada $h\nu_p$ materyalin plazma frekansı (ω_p) olarak adlandırılır ve

$$\nu_p = \sqrt{\frac{N_e e^2}{\pi m_e}} \quad (4.14)$$

eklinde, burada N_e (elektron yo unlu) $N_e = N_A \rho Z / A$ 'dır.

Kabuk düzeltmesi gelen parçacığın hızı bağımlı elektronların yörünge hızından daha küçük veya kıyaslanabilir oldu unda ortaya çıkan etkileri hesaba katar. Böyle enerjilerde gelen parçacığına göre hareketsiz olan elektron artık geçersizdir ve Bethe-Bloch formülü kırılır (Leo, 1987). Denklem 4.10 daki ifadede geçen W_{max} ve I a a daki ekilde verilir

$$W_{max} = \frac{2m_e(c\eta)^2}{1 + m_e/M \sqrt{1 + (\eta)^2 + (m_e/M)^2}} \approx 2m_e(c\eta)^2 \quad (4.15)$$

Burada $\eta = \beta\gamma$ ve $s = m_e/M$ 'dir. Fakat M gelen parçacığın kütlesi olmak üzere $M \gg m_e$ ise $W_{max} \approx 2m_e(c\eta)^2$ 'dir. Ortalama uyarma potansiyeli I ise atom numarası durumuna göre

$$Z < 13 \text{ ise } \frac{I}{Z} = 12 + \frac{7}{Z} eV \quad (4.16a)$$

$$Z \geq 13 \text{ ise } \frac{I}{Z} = 9.76 + 58.8Z^{-1.19} eV \quad (4.16b)$$

eklinde verilir. Denklem 4.11'de de görüldüğü gibi Bethe-Bloch formülü β 'ya bağımlı bir ifadedir. Rölativistik olmayan durumda enerji kaybı formülünde $1/\beta^2$ ifadesi baskın olacaktır ve $v = 0.96c$ de erinde bir minimum de ere ulaşacaktır. Bu noktada parçacıklar minimum iyonizasyon yaparlar. Enerji bu noktadan sonra arttırıldı ında $1/\beta^2$ hemen hemen sabit olacaktır. Enerji kaybı ifadedeki logaritmik kısımdan dolayı tekrar artacaktır. Minimum iyonizasyon de erinin altındaki enerjilerde enerji kaybı her parçacık için farklı olaca ından, enerji kaybı grafi i bu enerji aralı ındaki parçacıkları ayırt etmek için kullanılır. ekil 4.3'de bu amaçla deneysel olarak elde edilmi grafik parçacıkları tanımlamak için kullanılmı tır.

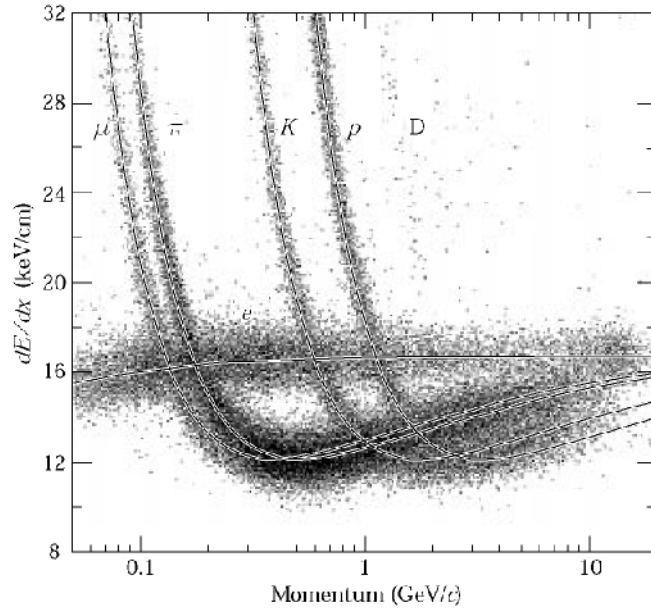
u ana kadar verilen dE/dx formülü saf elementler için verilmi tir. Bu ifade karı ım veya bile ikler için biraz daha farklıdır. Her elemente ait elektronların a ırlıkça kesire sahip bile ikteki her bir element üzerinden ortalama dE/dx ile iyi bir yaklaşı ık de er bulunabilir. Bu

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \frac{w_1}{\rho_1} \left(\frac{dE}{dx} \right)_1 + \frac{w_2}{\rho_2} \left(\frac{dE}{dx} \right)_2 + \dots \quad (4.17)$$

ile verilir. Burada w_1 ve w_2 bileikteki 1 ve 2 nolu elementlerin atom a ırlık kesirleridir (weight fraction). E er a_i , M molekülündeki i . elementin atom sayısı ise

$$w_i = \frac{a_i A_i}{A_m} \quad (4.18)$$

ile verilir. A_i ise elementin atom a ırlı ıdır ve $A_m = \sum a_i A_i$ 'dir (Leo, 1987).



ekil 4.3. Parçacık tanımlamada durdurma gücü-momentum grafi i (Riegler, 2011)

Durdurma gücü

Bethe formülüne alternatif olarak herhangi bir ortamın iyonizasyon özelliklerini tanımlayan kullanı lı bir de i ken durdurma gücü $S(T)$ 'dir. T ortamda alınan yol (path length) ba ına parçacık tarafından kaybedilen kinetik enerji miktarı olarak tanımlanır. Bu iyonizasyon enerji kaybı veya basitçe enerji kaybı olarak adlandırılır ve

$$S(T) = -\frac{dT}{dx} = n_{iyon} \bar{I} \quad (4.19)$$

ile verilir. Burada T parçacığın kinetik enerjisidir, n_{iyon} birim yol uzunluğuna başına oluşan elektron-iyon çiftleri sayısıdır ve \bar{I} ise ortamdaki bir atomu iyonize etmek için gerekli ortalama enerjidir. Herhangi bir ortam için durdurma gücü genellikle gelen parçacığın enerjisini bir fonksiyonudur ve parçacığın elektrik yüküne de bağlıdır. Ayrıca enerji başımlı relativistik parçacıklar için oldukça zayıf olur. Durdurma gücü sadece elektromanyetik etkilemeleri içerdiği için oldukça güvenilir bir şekilde hesaplanabilir. Bethe ve Block relativistik parçacıklar için durdurma gücünü

$$S(T) = \frac{4\pi Q^2 e^2 n Z}{m_e \beta^2 c^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{\bar{I}} \right) - \beta^2 \right] \quad (4.20)$$

olarak bulmuşlardır. Burada m_e elektronun durgun kütlesidir, γ Lorentz faktörüdür, $Q=ze$ parçacığın yükü, Z ortamın atom numarası ve n birim hacimdeki atom sayısıdır. Çekirde içindeki α -parçacıklarının salınımında kinetik enerji birkaç MeV mertebesinde ve kütlelerinin büyük olması durumunda denklem 4.20'deki relativistik düzeltmeler ihmal edilebilir. Böylece durdurma gücü

$$S(T) = \frac{4\pi Q^2 e^2 n Z}{m \beta^2 c^2} \ln \left(\frac{2mc^2 \gamma^2 \beta^2}{\bar{I}} \right) \quad (4.21)$$

indirgenir. Örneğin $\gamma\beta \approx 3$ ve $z=1$ olan bir parçacık için $S(T)$ 'nin minimum değeri

$$S_{\min} \approx \frac{(12)(4.8 \times 10^{-10} \text{ esu})^4 (6 \times 10^{23} \text{ atom/mol}) \left(\frac{\rho Z}{A} \right)}{(9.1 \times 10^{-28} \text{ g})(3 \times 10^{10} \text{ cm/s})^2 (9/10)} \ln \left(\frac{2 \times 0.5 \times 10^6 \text{ eV} \times 9}{10 Z \text{ eV}} \right) \quad (4.22a)$$

$$S_{\min} \approx 5.2 \times 10^{-7} (13.7 - \ln Z) \frac{\rho Z}{A} \text{ erg/cm} \quad (4.22b)$$

olarak bulunur. Bu değer nispeten küçüktür (<4.5) ve Z ile yavaşça değişir. $\langle Z \rangle \approx 20$ alınacak olursa

$$S_{\min} \approx 3.5 \frac{\rho Z}{A} \text{ MeV/cm} \text{ veya } S_{\min} \approx 3.5 \frac{Z}{A} \text{ MeV/(g/cm}^2) \quad (4.23)$$

olarak buluruz. E er durdurma gücü bilinirse parçacı n ortam içerisindeki beklenen menziline a a ıdaki formülü kullanarak hesaplayabiliriz

$$R = \int_0^R dx = \int_E^0 \frac{dx}{dT} dT = \int_0^E \frac{dT}{S(T)}. \quad (4.24)$$

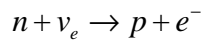
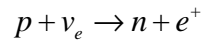
Dü ük enerjilerde aynı kinetik enerjili fakat farklı kütleli iki parçacık farklı menzillere sahiptir. Örne in 5 MeV'lik kinetik enerjili bir elektron aynı kinetik enerjili α - parçacı ndan birkaç yüz kat daha fazla menzile sahiptir. Aslında menzilin enerjiyle orantılı oldu u yüksek enerjilerde aynı kinetik enerjili parçacıklar için yol uzunlu undaki (path length) farklılık daha az belirgin hale gelir (Das ve Ferbel, 2005).

A ır yüklü parçacıklar madde içerisinde ilerlerken yava larlar ve enerji kaybındaki miktar onların kinetik enerjisindeki de i ikli e ba lı olarak de i ir. Durmasına yakın daha çok enerji kaybederek daha çok iyonizasyon meydana getirecektir.

4.2 Lepton-Madde Etkile mesi

4.2.1 Nötr lepton-madde etkile mesi

Zayıf etkile im bozunumu ile ν_e, ν_μ, ν_τ gibi üç çe it nötrino üretilir. Bu nötrinolar nötr leptonlardır ve madde ile çe nisinden ba ımsız olarak zayıf etkile irler. Bu sebeple ço u nötrino madde içinde çok az etkile erek ilerler. Ölçülen tesir kesitleri 10^{-43} cm²'dir. Ayrıca yüksüz olduklarından detekte edilebilmeleri için yüklü parçacıkların üretilmesi gereklidir. İgili reaksiyonlar u ekilde gösterilebilir.



4.2.2 Yüklü lepton-madde etkile mesi

Elektronların ve pozitronların (Beta parçacıkları) madde içerisindeki etkile meleri hemen hemen aynıdır. Beta parçacıklarının madde ile etkile mesi a ır yüklü

parçacıklarda oldu u gibi iyonla ma ve uyarılmanın yanı sıra ortamdaki çekirde in elektrik alanıyla da gerçekleşebilir. Bu tip parçacıklarda enerji kayıp mekanizmalarını iki a amada de erlendirebiliriz.

i) Çarpı ma ile enerji kaybı Elektron ve pozitronların spini 1/2, küçük kütleli ve benzer parçacıklar oldukları için çarpı ma (iyonla ma ve uyarılma) ile enerji kaybı biraz karma ık olacaktır.

Beta parçacıkları için çarpı mayla enerji kaybı formülü a ır yüklü parçacıklar için elde edilen formüle benzerdir. Yalnız Bethe ve Bloch bu formülde beta parçacıklarının kütlelerinin küçük olması ve etkile en parçacıkların benzer olması sebebiyle iki de i iklik yapmı tır ve bu yeni düzenleme ile Bethe-Bloch formülü a a ıdaki ekilde verilir

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I^2/m_e c^2)}\right) + F(\tau) - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (4.25)$$

burada τ , $m_e c^2$ biriminde gelen parçacı ın kinetik enerjisidir. Denklem 4.25’de verilen $F(\tau)$ terimi çok yüksek enerjilerde sabittir ve elektron/pozitron için u ekilde verilir

$$F(\tau)_e = 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2/8 - (2\tau+1)\ln 2}{(\tau+1)^2} \quad (4.26a)$$

$$= 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} \right)^2 + \frac{(2\gamma-1)\ln 2}{\gamma^2}$$

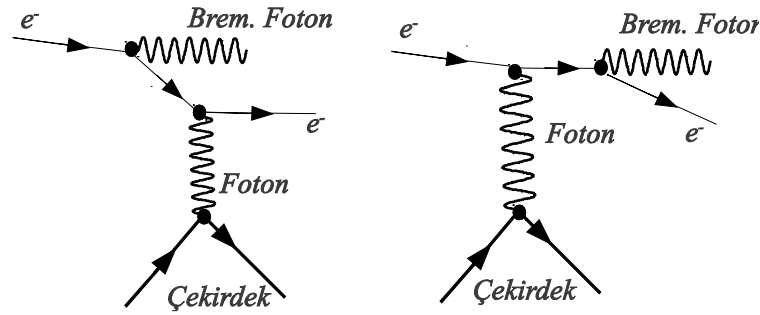
$$F(\tau)_{e^+} = 2\ln 2 - \frac{\beta^2}{12} \left(23 + \frac{14}{(\tau+2)} + \frac{10}{(\tau+2)^2} + \frac{4}{(\tau+2)^3} \right) \quad (4.26b)$$

$$= 2\ln 2 - \frac{\beta^2}{12} \left(23 + \frac{14}{(\gamma+1)} + \frac{10}{(\gamma+1)^2} + \frac{4}{(\gamma+1)^3} \right)$$

ii) Frenleme radyasyonu (Bremsstrahlung) Yüklü bir parçacık madde içerisinde hareket etti i zaman özellikle çekirdekle ı nımsal etkile me nedeniyle enerjilerini kaybedebilirler. Bir çekirde in elektrik alanı geçi sırasında parçacıkları ivmelendirebilir veya yava latabilir. Bu durum onların foton yayarak enerji

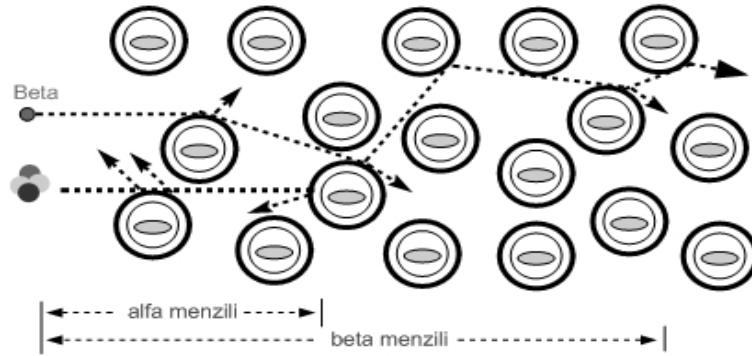
kaybetmelerine neden olur. Bu süreç bremsstrahlung olarak adlandırılır ve özellikle leptonların enerji kaybında önemli bir etkisi vardır (Martin ve Shaw, 2008). Buna ek olarak beta parçacıkları atomik elektronların olu turdu u elektrik alandan da etkilenirler. Böylece elektron-elektron Bremsstrahlung 1 nım yayınlanır (Leo, 1987).

Çekirde in alanından etkilenen bir elektron için etkile im süreci $e^- + (Z, A) \rightarrow e^- + \gamma + (Z, A)$ eklindedir ve Feynman diyagramları ekil 4.4'deki gibidir (Martin ve Shaw, 2008)



ekil 4.4. Bremsstrahlung süreci Feynman diyagramları

Enerjisi bir kaç MeV veya daha dü ük enerjilerde bu süreç nispeten dü ük olacaktır. Bu nedenle beta parçacıkları enerjilerinin büyük bir kısmını ortamın yörünge elektronları ile çarpı ma ya da Moller ve Bhabha saçılmasında kaybedecektir. Moller açılması elektronun ortamdaki atomun elektronları ile esnek olmayan saçılması, Bhabha açılması ise pozitronların atomun elektronları ile esnek olamayan saçılmasıdır. Bunun sonucunda ekil 4.5'te gösterildi i gibi parçacı n izledi i yörünge zikzaklı ve hadronlara nispeten uzun olacaktır (Powsner ve Powsner, 2006).



ekil 4.5. Alfa ve Beta parçacıklarının menzilleri

Fakat betaların enerjisi artırılırsa ı ıma enerji kaybı aniden yükselecektir. Bu ekilde parçacı ın enerji kaybı çarpı ma-iyonizasyon enerji kaybından büyük veya yakın olacaktır (Powsner ve Powsner, 2006).

Böylece beta parçacıklarının toplam enerji kaybı³

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Toplam}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_I + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Çarpı}} \quad (4.27)$$

ile verilir. Yüksek enerjili elektronlar için ı ıma enerji kaybının çarpı maya enerji kaybına oranı

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_I}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Çarpı}}} \approx \frac{TZ}{1200m_e c^2} \quad (4.28)$$

eklindeir. Burada Z hedefin atom numarası, T MeV cinsinden kinetik enerji ve m_e ise gelen elektronun durgun kütesidir. Yüksek enerjilerde iyonizasyon enerji kaybı sabittir (çünkü yo unluk etkisinden dolayı doyuma ula ır-density effect) ve yaklaşık olarak denklem 4.23'deki gibi verilir. Böylelikle ı ıma ile enerji kaybı denklem 4.27'deki toplam enerji kaybına baskın gelir, bu durum ekil 4.6'dan da görülebilir. Yüksek enerjilerde (relativistik elektronlar) ı ıma enerjisi elektronun enerjisi ile orantılıdır. denklem 4.23 ve 4.28'yi kullanarak

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ı ıma}} = \frac{T}{X_0} \quad (4.29)$$

elde edebiliriz (Das ve Ferbal, 2005). Burada X_0 ı ıma uzunlu udur. I ıma uzunlu u, RL (radiation length), elektronun enerjisinin ba langıç de erinin $1/e$ 'sine dü ene kadar aldı ı mesafedir ve

³ Kaynaklardaki notasyon farkı nedeniyle $E=T$ alınmı tır.

$$X_0(g/cm^2) = \frac{716.4A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \quad (4.30)$$

ile verilir. Bir ba ka deyi le ı ma uzunlu u bir elektronun enerjisinin %63.2'sini Bremsstrahlung kaybetti indeki mesafesidir diyebiliriz. Burada Z ortamın atom numarası ve A kütle numarasıdır. X_0 ifadesini yo unlu a bölerek cm cinsinden bulabiliriz. Denklem 4.30 tek bir element için geçerlidir ve karı m ya da bile iklerin X_0 ifadesini bulmak için

$$\frac{1}{X_{0CB}} = \frac{w_C}{X_{0C}} + \frac{w_B}{X_{0B}} \quad (4.31)$$

kullanılır. Burada w_C ve w_B sırasıyla C ve B elementlerine ait a ırlıkça yüzdelerdir. X_{0C} ve X_{0B} sırasıyla C ve B elementlerine ait ı ma uzunluklarıdır (Lengeveld, 2004; Groom, 2012). I ma uzunlu u ifadesi yakla ık olarak

$$X_0(g/cm^2) \approx 170 \frac{A}{Z^2} \quad (4.32)$$

ile de verilebilir. Bu durumda ı ma ile enerji kaybının so urucu maddenin atom numarasının karesi ile ters kütlesi ile do ru orantılı oldu u söylenebilir (Das ve Ferbal, 2005).

Bremsstrahlung enerji kaybının çarpı mayla enerji kaybına e it oldu undaki parçacı ın enerjisine kritik enerji (T_c) denir. Bu enerji materyalin özelliklerine ba lıdır ve katılar (gazlar) için yakla ık olarak

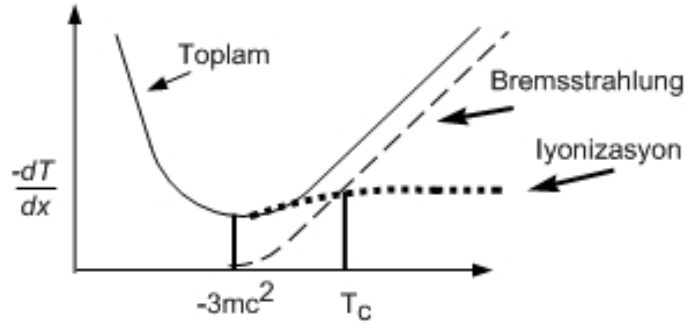
$$T_c(\text{veya } \varepsilon) = \frac{610(710)MeV}{Z+1.24(0.92)} \quad (4.33)$$

ile verilir (Fabjan ve Gianotti, 2003). ekil 4.6'da da gösterildi i gibi kritik enerjinin üzerindeki enerjilerde bremsstrahlung tamamen baskın olacaktır (Powsner ve Powsner, 2006). Bu durumda yüksek enerjilerde ($\gamma\beta > 3$) çarpı madan (iyonizasyondan)

kaynaklanan enerji kaybını x ıma uzunlu u cinsinden yazmak faydalı olur. Bu enerji denklem 4.23, 4.29 ve 4.32 kullanılarak

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)_{\text{toplam}} = \left(\frac{dT}{dx}\right)_{\text{çarpıma (iyonlama)}} = -\frac{T_c}{X_0} \quad (4.34)$$

eklinde yazılabilir. Böylece $T_c \approx 1600m_e c^2 / Z \approx 600/Z$ MeV elde edilir.



ekil 4.6. Elektronun madde içerisindeki enerji kaybı mekanizmaları

Bremsstrahlungdan dolayı madde içerisinde ilerleyen yüksek enerjili elektronlar kinetik enerjilerini üstel olarak kaybederler. Bu durum denklem 4.29'un başlangıç kinetik enerjisi T_0 ve sonraki bir de er T de erleri arasında integrali alınarak gösterilebilir ve

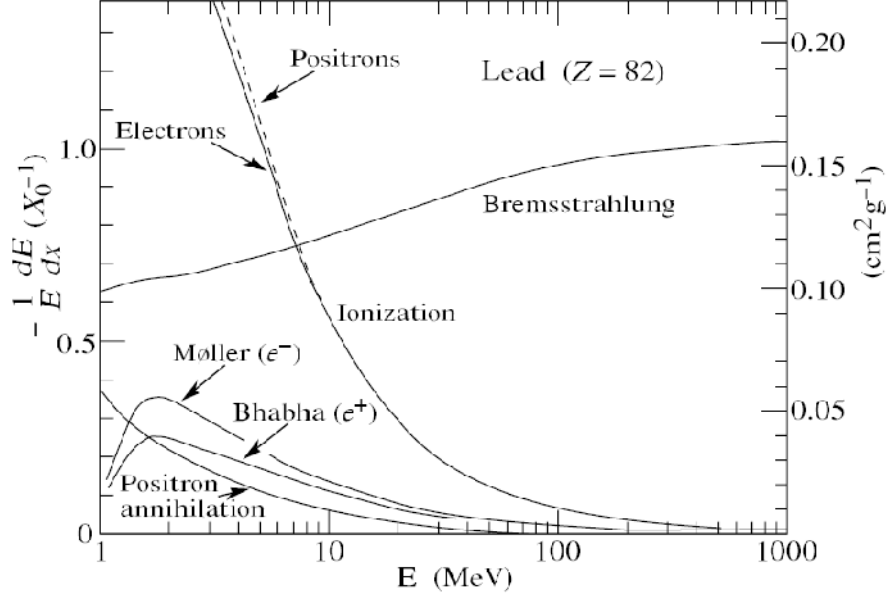
$$T = T_0 e^{-\frac{x}{X_0}} \quad (4.35)$$

ile verilir. Böylece enerjili elektronlar enerjilerini madde içerisinde birkaç μm uzunlu u ilerledikten sonra μm yaparlar. Bu karakteristik davranı detektör dizaynı için önemlidir (Das ve Ferbel, 2005). ekil 4.7'de beta parçacıklarının kur un içerisinde geçerken mümkün olabilecek enerji kayıpları enerjilerine ba lı olarak verilmiştir.

4.3 Cherenkov I ışını

Cherenkov ışını yüklü bir parçacık materyal içerisinde ışık hızından daha hızlı hareket ediyorsa meydana gelir. Bu hız $\beta c = v = c/n$ burada n kırılma indisi ve c ışık hızıdır.

vakumdaki hızıdır. Bu nedenle Cherenkov ışınımı yayan bir parçacık $v_{parç} > c/n$ hızına sahiptir. Bu durumda elektromanyetik dalgası yaratılır



ekil 4.7. e ve e+ kur un içerisinde geçen enerji kaybının demet enerjilerine göre de i imi (Leo, 1987)

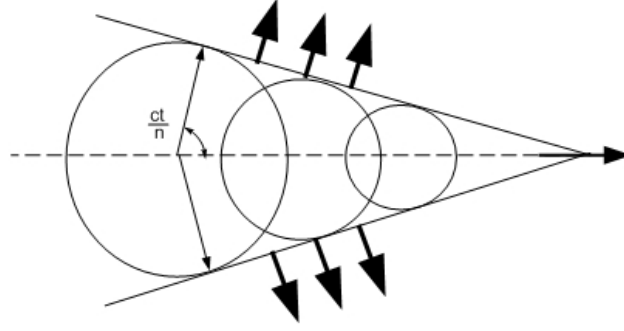
ekil 4.8'de de verildi i gibi bu cephe biçimli koherent dalga koni biçimindedir ve parçacı ın yörüngesine göre bir $\cos \theta = 1/\beta n$ açısında yayılır. Cherenkov ışınımı ile ta ınan enerji ilk olarak Tamm ve Frank tarafından

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^2}{c^2} \int \omega d\omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \quad (4.36)$$

ile hesaplanmı tır. Burada integral sadece $\beta n(\omega) > 1$ olan tüm frekanslar üzerindedir. Bu enerji kaybı Bethe-Bloch formülünde bulunur ve rölativistik hızlarda en büyüktür. Aslında yo un materyaller için

$$-\left(\frac{dE}{dx} \right)_{cher} \ll 10^{-3} MeVcm^2 g^{-1} \quad (4.37)$$

Bu ifade çarpı mayla enerji kaybına göre ihmal edilebilir. Ayrıca Cherenkov ışınması parçacık tahmininde de kullanılabilir (Leo, 1987).



ekil 4.8. Cherenkov ışınımının görünümü

4.4 Foton-Madde Etkilemesi

Fotonlar (X ve Gama ışınları) elektriksel olarak yüksüz oldukları için yüklü parçacıklarda olduğu gibi Coulomb kuvvetine maruz kalmazlar. Özellikle gama ışınlarının atomun elektronları ile etkilemelerinde enerjisinin büyük bir kısmını hatta tamamını bir tek olayda kaybedebilirler ve yüklü parçacıklardaki gibi menzilleri yoktur.

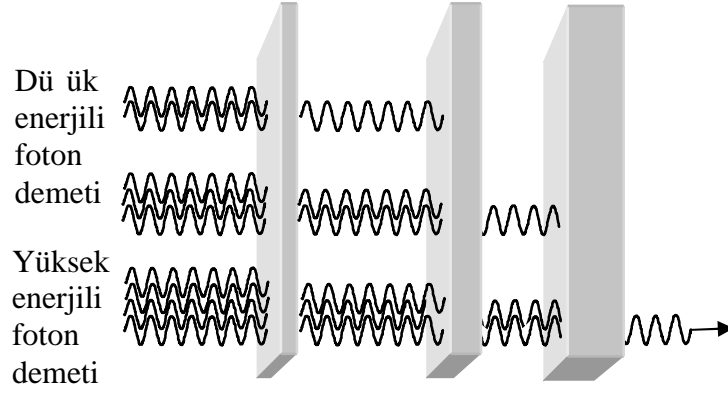
X ve gama ışınları madde içerisinde geçerken sahip oldukları enerjiye göre çoklukla

- Fotoelektrik olay
- Compton saçılması (Thomson ve Rayleigh saçılması içeriyor)
- Çift oluşum

etkilemeleri yaparak atomların iyonlaşmasına ve bir ortamda enerji depolanmasına neden olurlar (Powsner ve Powsner, 2006).

Bu etkilemeler fotonların iki önemli özelliklerini açıklar. Bunlardan birincisi fotonların madde içerisinde yüklü parçacıklarla karşılaşılarda daha uzun mesafelere nüfuz etmeleridir. Bu özellik bu üç sürecin kesitinin inelastik elektron çarpım kesitinden daha küçük olmasının sonucudur. İkincisi ise maddede belirli bir kalınlığı geçene kadar fotonların enerjilerinde bir azalma meydana getirmemesi, sadece şiddetinde azalmaya sebep olmasıdır ve bu durum ekil 4.9'da verilmiştir. Bu özellik de fotonun demetten tamamiyle (ya soğurum ya da saçılma yoluyla) uzaklaşmasının bir sonucudur (Leo, 1987).

Fotonların şiddetindeki bu azalma kalınlığın fonksiyonu olarak eksponansiyel değişime sahiptir ve



ekil 4.9. Fotonların iddetinde so urucu madde kalınlı ına ba lı olarak de i imi

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x) \quad (4.38)$$

ifadesiyle verilebilir. Burada I ortamda herhangi bir x noktasında fotonların iddeti, I_0 gelen fotonların iddetidir, x so urucunun kalınlı ı, $\mu = 1/\lambda$ (cm^{-1}) lineer so urma katsayısı (Leo, 1987) ve λ (cm) (fotonun demetten saçılmadan veya so rulmadan önceki) ortalama serbest yol olup ierisinden geğti i maddeye ve ı ıma enerjisine ba lıdır. $\lambda = (n\sigma)^{-1}$ ile verilir burada σ (cm^{-2}) atomla toplam etkile me tesir kesitidir (Martin ve Shaw, 2008). Böylece lineer so urma katsayısı ile tesir kesit arasında

$$\mu = \frac{1}{\lambda} = \rho \frac{A_0}{A} \sigma = n\sigma \quad (4.39)$$

eklinde bir ili ki vardır. Burada A_0 mol ba ına dü en atomların Avagadro sayısı, A atom a ırlı ı ve n birim cm^3 ba ına saçılma sayısıdır (Das ve Ferbel, 2005). İmdi fotonlar-madde etkile im süreçleri fotoelektrik olay, Compton saçılması ve çift olu umuna kısaca de inelim.

4.4.1 Fotoelektrik olay

Serbest bir elektron bir fotonu so uramadı ından ve hatta momentum koruyamadıklarından dolayı fotoelektrik etki daima ba lı elektronlarda meydana gelir (Leo, 1987). Bu süreçte dü ük enerjili bir foton ekil 4.10'de gösterildi i gibi so urucu ortamdaki ba lı elektron tarafından so urulur ve T_e kinetik enerjisine sahip bir elektron yayınlanır. Atomik elektronun serbest kalabilmesi için gerekli olan enerji I_B ve fotonun

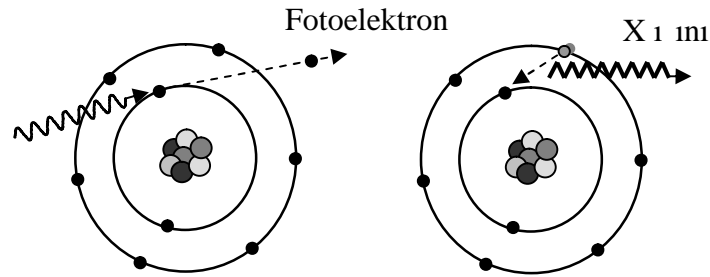
frekansı ν olmak üzere Einstein ba ntısına göre gelen fotonun enerjisi $E_\gamma = h\nu = I_B + T_e$ ile verilir. Fotoelektrik olay X-1 ını enerji keV aralı nda büyük tesir kesite sahiptir. Bu tesir kesit foton enerjisine göre de i ir ve

$$E < m_e c^2 \text{ için } \approx \frac{Z^5}{(h\nu)^{\frac{7}{2}}} \quad (4.40)$$

$$E > m_e c^2 \text{ için } \approx \frac{Z^5}{(h\nu)} \quad (4.41)$$

eklinde tanımlanır. Böylece bu etkile me mekanizması yüksek atom numaralı atomlar için oldukça önemlidir ve 1 MeV'lik foton enerji aralı ı üzerinde önemli bir de i iklik olmayacaktır.

E er elektron ekil 4.10'deki gibi atomun iç kabu undan yayınlanırsa dı kabuktaki elektronlardan biri daha dü ük bo seviyeyi doldurur ve bunun sonucunda elektronla birlikte X-1 ını fotonu yayınlanır (Das ve Ferbel, 2005).

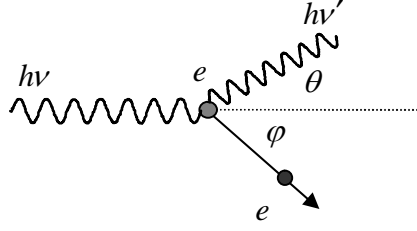


ekil 4.10. Fotoelektrik olay

4.4.2 Compton saçılması

Bu olay fotonun serbest bir elektrondan esnek saçılması olayıdır. Elektronlar madde içinde ba lı durumdadır fakat fotonun enerjisi elektronun ba lanma enerjisinden yüksek ise ba lanma enerjisi göz ardı edilebilir ve elektronun serbest oldu u dü ünülebilir (Das ve Ferbel, 2005). Bunun anlamı dü ük enerjili (100 keV altında) gelen foton için uygun olmadı ı dü ünülebilir.

ekil 4.11’de verildi i gibi serbest bir elektron üzerine $h\nu$ enerjili foton dü ü rü ldü ü nde, foton θ açısı ile daha dü ü k frekansla saçıldı ı ve p momentumuna sahip elektron φ açısı ile saçıldı ı ı durumu inceleyelim (Das ve Ferbel, 2005).



ekil 4.11. Compton saçılması

Fotonun saçılma açısı fotondan elektrona aktarılan enerji miktarına ba lıdır. Compton olayına enerji ve momentum korunumu kanunlarını uygulayarak, saçılan foton enerjisi ($h\nu'$) ve yayınlanan elektronun enerjisi (T_e) için a a ıdaki ba ıntıları elde ederiz (Das ve Ferbel, 2005);

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} \quad \text{burada } \gamma \equiv h\nu / m_e c^2 \quad (4.42)$$

$$T_e = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{\gamma(1 - \cos \theta)}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} \quad (4.43)$$

Compton saçılması için tesir kesiti kuantum elektrodinami inde (QED) kullanılarak yapılan ilk hesaplamalardan birisidir ve Klein-Nishina formülü olarak bilinir ve

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{[1 + \gamma(1 - \cos \theta)]} \left(1 + \cos^2 \theta + \frac{\gamma^2(1 + \cos \theta)^2}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} \right) \quad (4.44)$$

ile verilir. Burada r_e klasik elektron yarıçapıdır. Bu ifadenin $d\Omega$ üzerinden integrali bir Compton saçılması için elektron ba ına toplam olasılı ı verir ve

$$\sigma_c = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+y}{y^2} \left(\frac{2(1+y)}{1+2y} - \frac{1}{y} \ln(1+2y) \right) + \frac{1}{2y} \ln(1+2y) - \frac{(1+3y)}{(1+2y)^2} \right\} \quad (4.45)$$

halini alır. Klein-Nishina formülü kullanılarak iki önemli nicelik hesaplanabilir bunlardan birisi Compton so urum tesir kesiti di eri de Compton saçılması tesir kesitidir. σ_a geri tepen elektrona aktarılan (absorb) ortalama enerji iken Compton saçılma tesir kesiti σ_s saçılan fotonu içeren toplam enerjinin ortalama kesri olarak tanımlanır. Elektron materyal tarafından durduruldu u için Compton saçılmasında materyal tarafından so urulan ortalama enerji kesridir ve tesir kesitlerin toplamı

$$\sigma_c = \sigma_s + \sigma_a \quad (4.46)$$

ile verilir. σ_s 'i hesaplamak için

$$\frac{d\sigma_s}{d\Omega} = \frac{hv'}{hv} \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (4.47)$$

ifadesi kullanılabilir. ntagralı alındıktan sonra

$$\sigma_s = \pi r_c^2 \left\{ \frac{1}{y^3} \ln(1+2y) + \left(\frac{2(1+y)(2y^2-2y-1)}{y^2(1+2y)^2} + -\frac{8y^2}{3(1+2y)^3} \right) \right\} \quad (4.48)$$

olarak bulunur ve so urma tesir kesiti ise basitçe

$$\sigma_a = \sigma_c - \sigma_s \quad (4.49)$$

ifadesi kullanılarak bulunur (Das ve Ferbel, 2005). Compton saçılması tesir kesiti yaklaşık olarak

$$\approx \frac{Z}{hv} \quad (4.50)$$

ile verilir (Martin ve Shaw, 2008; Das ve Ferbel, 2005). Compton saçılması 0.1 ile 10 MeV'lik foton enerjisi aralı nda enerji depolanmasında baskın olur (Das ve Ferbel, 2005).

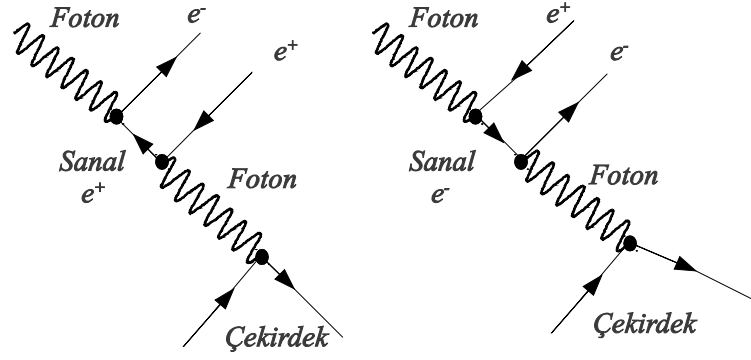
Thomson ve Rayleigh Saçılması (dü ük enerjili foton durumu) Thomson saçılması klasik limitlerde fotonun serbest bir elektron tarafından saçılmasıdır (Das ve Ferbel, 2005). Gelen fotonun dalga boyunun nükleer yarıçaptan çok büyük olması durumunda maksimum etki gözlenir (Dozen, 2006). Gelen fotonun enerjisi elektron kütlesine göre dü ük oldu u durumlarda Klein Nishina formülü Thomson saçılması tesir kesitine indirgenir (Das ve Ferbel, 2005)

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} r_e^2 \quad (4.51)$$

Rayleigh saçılması gelen bir foton ba lı bir elektron üzerine dü tü ü zaman elektronun atomdan sökülecek kadar enerji alamadı ı hallerde meydana gelir. Bu nedenle dü ük enerjili foton ve yüksek atom numaralı a ır elementlerde daha çok meydana gelir. Bu sürece atomdaki tüm elektronlar tutarlı bir ekilde katılır, “koherent saçılma” olarak da adlandırılır ve fotonların atomları enerjilerinde bir de i iklik olmadan saçılması olarak da tarif edilebilir (Dozen, 2006). Her iki süreçte saçılma, ortama transfer edilen enerjinin olmaması ile karakterize edilir. Atomlar ne uyarılır nede iyonize olur sadece atomların yönü de i ir. Gama ve X-1 ınlarının yüksek enerjilerde Thomson ve Rayleigh saçılmaları nispeten çok küçüktür ve ihmal edilebilir (Das ve Ferbel, 2005).

4.4.3 Çift olu um

Foton yeterli enerjiye sahip oldu unda madde tarafından so urulabilir ve zıt elektrik yüklü parçacık çiftleri meydana getirebilir. Yük ve enerji-momentum korunuma ek olarak di er kuantum sayıları da olası son durumları sınırlandırabilir. En iyi bilinen korunum süreçleri bir fotonun yok olmasıyla bir elektron-pozitron olu turulması gerektirmektedir. Pozitronun kütlesi elektronun kütlesine e it oldu u için çift üretimi e ik enerji de eri $h\nu \approx 2m_e c^2 = 1.02 \text{ MeV}$ olacaktır (Powsner ve Powsner, 2006). Çift üretim süreci elektron bremsstrahlung ile yakından ilgilidir ve $\gamma + (Z, A) \rightarrow e + e^+ + (Z, A)$ eklindedir. ekil 4.12’de verilen Feynman diyagramlarından görülebilir.



ekil 4.12. Çift üretim süreci Feynman diyagramları

Çift üretim tesir kesiti e ik de erinden hızlıca yükselir ve 10 MeV den büyük foton enerjisi durumlarında tüm enerji kaybı mekanizmalarına baskın gelir. Çok yüksek enerjilerde (>100 MeV) ise ee^+ çifti tesir kesiti doyuma ulaacaktır. Tesir kesit $E_\gamma \gg mc^2 / \alpha Z^3$ için

$$\sigma_{çift} = \frac{7}{9n_a X_0} \quad (4.52)$$

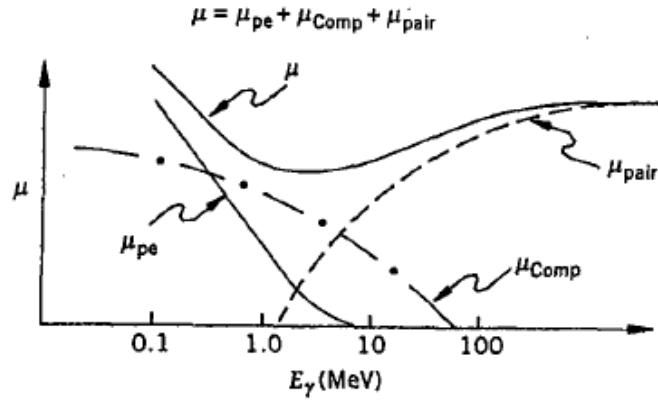
ile verilir. Denklem 4.32'de verildi i gibi X_0, Z^2 ile ters orantılı oldu una göre çift üretim tesir kesitin de Z^2 ile orantılı oldu unu söyleyebiliriz. Bu ifade denklem 4.38 ve 4.39 kullanılarak yüksek enerjilerde foton iddeti için

$$I(x) = I_0 \exp(-7x/9X_0) \quad (4.53)$$

ba ntısı elde edilir (Martin ve Shaw, 2008). Çift üretiminde olu an pozitronlar da Bölüm 4.1.2'de anlatıldı ı elektron-madde etkile mesindeki gibi iyonla ma ve bremsstrahlung yoluyla enerji kaybederler. Anlatılanlar ı ı nda gama ı ınlarının madde ile etkile mesine fotoelektrik olay, Compton saçılması ve çift olu um katkı sa laması nedeniyle toplam lineer so urma katsayısı ekil 4.13'de gösterildi i gibi bu süreçlerin so urma katsayılarının toplamıdır (Powsner ve Powsner, 2006) ve

$$\mu = \mu_{fe} + \mu_{comp} + \mu_{çift} \quad (4.54)$$

ile verilir (Das ve Ferbel, 2005).

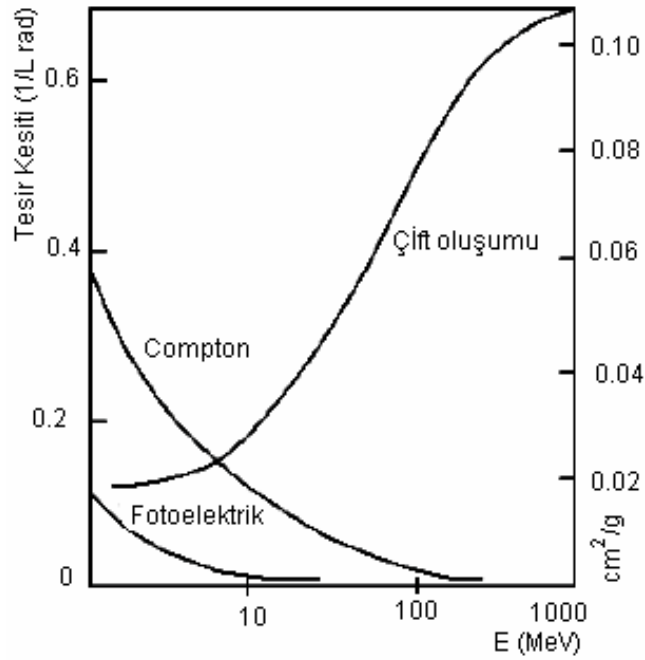


ekil 4.13. Toplam lineer so urma katsayısının gelen foton enerjisi ile de i imi (Das ve Ferbel, 2005)

E er gama ı mı bir bile ikten veya karı ımdan olu an materyale giriyorsa so urma katsayısı

$$\frac{\mu}{\rho} = w_1 \frac{\mu_1}{\rho_1} + w_2 \frac{\mu_2}{\rho_2} + \dots \quad (4.55)$$

ile verilir (Das ve Ferbel, 2005). Burada w_1 ve w_2 bile ikteki 1 ve 2 elementlerinin a ırlık kesiri. ekil 4.14'de enerjinin fonksiyonu olarak foton etkile im tesir kesiti gösterilmi tir.

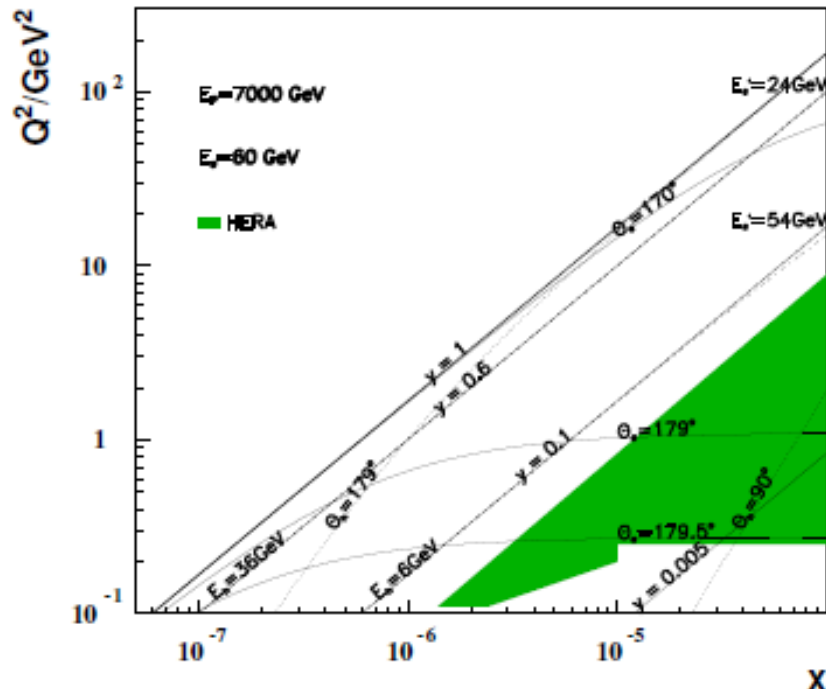


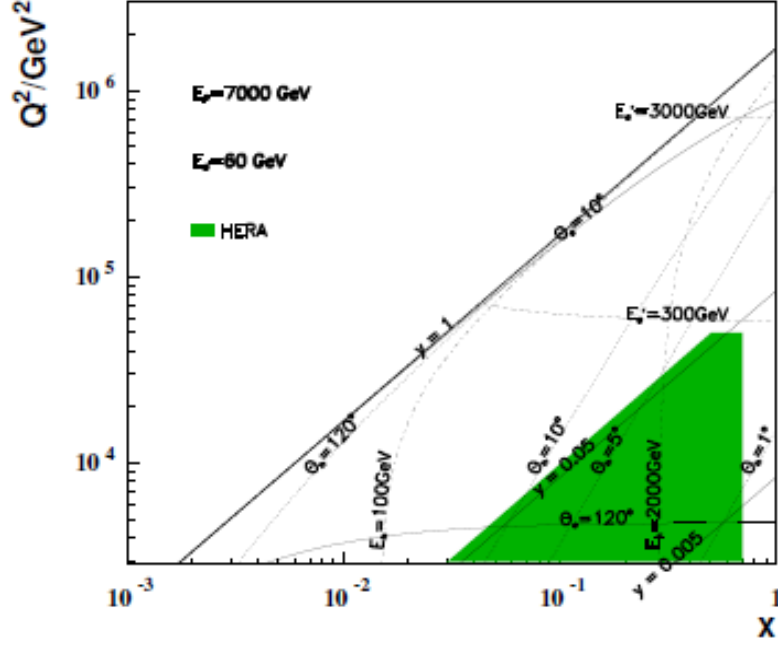
ekil 4.14. Foton etkile im tesir kesiti (Rinolfi, 2012)

BÖLÜM V

L NAK-LHC TABANLI ÇARPI TIRICI VE DETEKTÖR

LHC'den sonra yapılabilecek fizik motivasyonu en yüksek çarpı tırıcı önerisine sahip olan "Large Hadron electron Collider (LHeC)" (Fernandez, 2012; Aksakal, 2012), 60-140 GeV'lik elektron (pozitron) demetleri ile LHC hadron demetlerinin çarpı masını tanımlayan, nükleer ve parçacık fiziği için yeni bir çarpı tırıcıdır. ekil 5.1'de de görüldüğü gibi ilk çarpı tırıcısı olan HERA'ya kıyasla kapsadığı kinematik aralık, negatif 4-momentum karesi (Q^2) ve ters Bjorken x için yirmi kat daha geniştir. Ayrıca x inlik derin integrated-HERA x inlik derinin en az 10 katıdır (Sulatsnoy, 2011). LHeC fizik programı kendisini enerji sınırı aratırmasına, LHC'yi tamamlamaya ve yüksek hassasiyetli derin inelastik saçılma (DIS) ölçümleri ile SM ötesi fizik potansiyeline adanmıştır. Böylece LHeC bilinmeyen fizik ve kinematik alanlarında DIS'leri inceleyebilecektir. Fizik programı ileri kuantum renk dinamiği fenomeni, Quark-Gluon Plazmasının başlangıç durumu ve nötron yapısının yeni araştırmaları için önceki lepton-çekirdek DIS deneylerine kıyasla daha geniş (Q^2, x^{-1}) aralığına sahip elektron-döteron ve elektron-iyon saçılmalarını da kapsamaktadır (Fernandez vd, 2012).

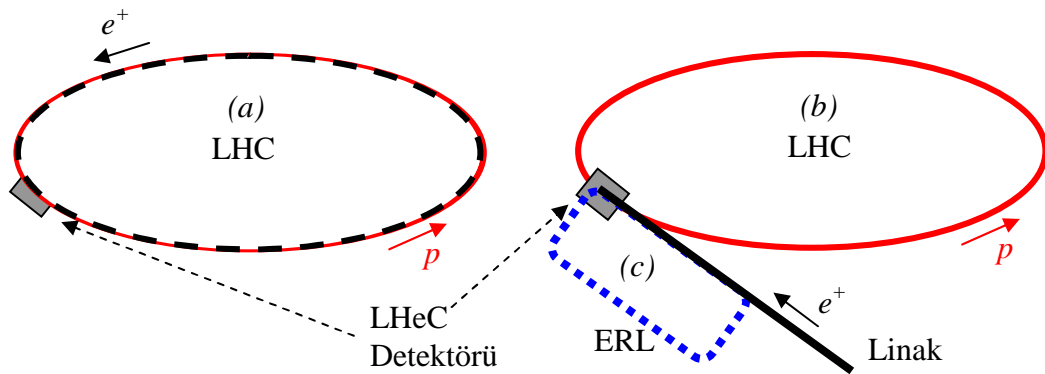




(b)

ekil 5.1 LHeC'in x - Q^2 grafi nin HERA deneyleri ile kıyaslanması a) düşük x bölgesi (b) yüksek Q^2 bölgesi. Yeşil bölge HERA'ya karşılık gelmektedir (Fernandez vd, 2012).

ekil 5.2'de gösterildiği gibi LHeC'de leptonların hızlandırılması için ya LHC'ye teat linak tipi atmalı (siyah hat) ve enerji geri kazanımlı linak-ERL (mavi hat) ya da LHC tüneline LHC'ye paralel halka tipi (siyah kesikli hat) hızlandırıcı kullanılması planlanmaktadır (Fernandez vd, 2012; Karadeniz, 2007). Fakat LHC tüneline elektron halkasının eklenmesi birçok teknik probleme neden olabilir. Linak-halka tipi çarpı tırıcıların ilk amacı lepton-hadron ve foton-hadron çarpımalarıyla TeV ölçeğini ara tırmak ve çeşitli fabrikalarında en yüksek ınlık dereğine ulaşmaktır (Sultansoy, 2001; Sultansoy, 2003, Sultansoy, 2013). Şimdi bu noktada Linak-LHC tabanlı çarpı tırıcı projesi ön plana çıkmaktadır.



ekil 5.2. LHeC çarpı tırıcı opsiyonları. (a) Halka-halka (b) atmalı linak-halka (c) ERL-halka

LHeC detektörü daha önce anlatılan LHC detektöründen farklı, asimetrik ve genel amaçlı bir 4π detektördür. Bu detektör ileri ve geri bölgelerde bir iç silikon izleyici ve bu izleyicinin etrafını saran elektromanyetik ve hadronik kalorimetreler bulunmaktadır. EMC ve HAC kısımlarının arasında 3.5 T magnetik alana sahip bir solenoid vardır. LHeC detektörü linak-halka veya halka-halka tipine göre kısmen farklılıklar göstermektedir. Linak-halka durumunda demet ayırımı sağlamak ve 1 inli 1 maksimize etmek için etkileşim noktasının 9 m ilerisine ve gerisine kadar uzanan bir dipol sistemi detektöre dahil edilmiştir ve polar açısı kabulü 1^0-179^0 (Geri-ileri) arasındadır. Halka-halka durumunda ise dipoller çıkarılmıştır ve polar açısı kabulü (acceptance) 8^0-172^0 arasındadır. Hadronik kalorimetre ise müon izleme sistemi tarafından çevrelenmiştir. Ana detektör geri yönde 1 inlik ve bir polarimetre ölçüm sistemi ve ileri yönde hadron "tagging" detektörleri ile tamamlanacaktır (Fernandez vd, 2012).

1 TeV'den büyük kütle merkezi enerjisine sahip LHeC projesi TeV enerjili LHC deneysel verilerini yorumlamak için gereklidir (Karadeniz, 2007). LHeC'in fizik motivasyonu

- TeV-skalasında lepton-kuark etkileşimlerini hassas bir şekilde çalıştırılabilir.
- Çarpma tırıcısı $b\bar{b}, t\bar{t}, c\bar{c}$ ağırlık kuarkları ve W bozonu fabrikasıdır. Hatta 4. kuarkları üretmek mümkündür.
- Çarpma tırıcısı 10^6 GeV²'lik 4-momentum transferi karesi Q^2 ve 10^{-6} altındaki Brojken-x için derin-inelastik lepton-hadron saçılmasını olası kılacaktır. Yani düşük-x ve yüksek- Q^2 bölgesini çalıştıracaktır.
- Uyarılmış leptonlar egzotik bir süreç olarak üretilecektir ve leptokuarklar (elektron-kuark bağlı durumu) da bu deneyde üretilecektir.
- Çarpma tırıcısının enerji asimetrisinden dolayı detektör ileri ve geri yönlerde asimetriye sahiptir. Merkez izleme ve köşeye aygıtları çeşitli piksel teknolojilerini temel alabilir.
- Yüksek hassasiyette QCD ve elektrozayıf fiziği çalıştırılabilecektir.
- SM ötesi fiziği çalıştıracaktır.
- eA ve A-A çarpma çalışmalarını inceleyecektir (Arıkan ve Aksakal, 2012; Karadeniz, 2007; Zimmermann, 2010).

Yüksek enerji fiziğinde kullanılan ve kullanılacak olan çarpı tırıcı tipleri Çizelge 5.1’de verilmiştir.

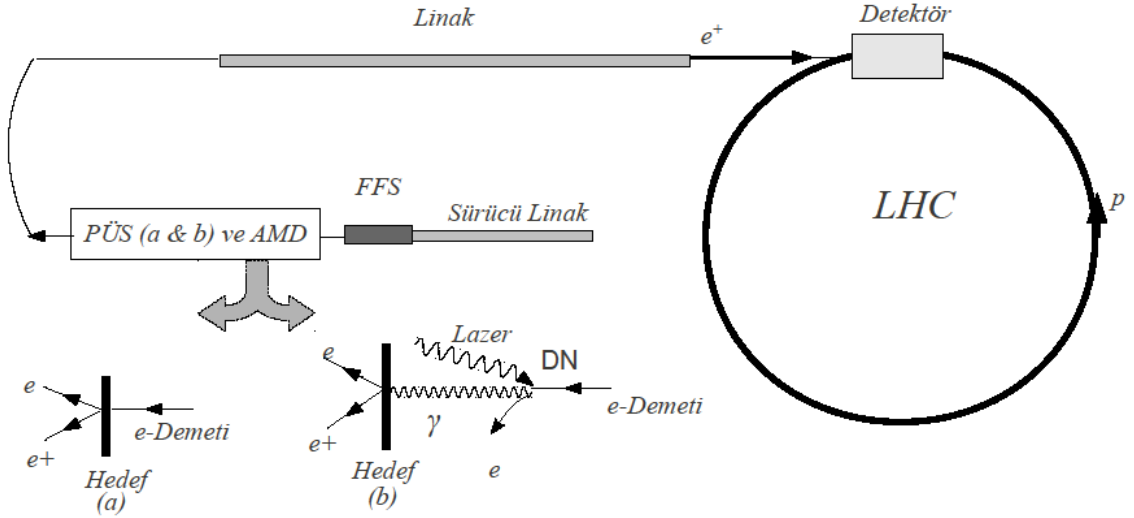
Çizelge 5.1. Geçmişte kullanılan ve gelecekte kullanılacak olan çarpı tırıcılar (Shiltsev, 2012) (H: Hadron çarpı tırıcı, L; Lepton çarpı tırıcı)

Çarpı tırıcı	Tipi	Konumu	1990’lar	2010’lar	2020’ler
LEP (LHC)	L (ee^+)	Avrupa	X		
BEPC	L (ee^+)	Asya	X	X	
Tristan	L (ee^+)	Asya	X		
VEPP-2,4	L (ee^+)	Rusya	X		
HERA	H/L (e^+p, e^+p, pp)	Avrupa	X		
TEVATRON	H ($p\bar{p}$)	USA	X		
SLC (SSC)	L (ee^+)	USA	X		
CESR	L (ee^+)	USA	X		
RHIC	H/L (e^+p, pp)	USA		X	
LHC	H/L (pp, pA)	Avrupa		X	
VEPP-2000, 4M	L (ee^+)	Rusya		X	
HL-LHC	H (pp, AA)	Avrupa		X	
CLIC	L (ee)	Avrupa			X
NICA	H ($AA, ionA$)	Rusya			X
Higgs Fabrikası	L ($\mu\mu^+, ee^+$)	Rusya			X
Müon Collider	L ($\mu\mu^+$)	USA			X
ILC	L (ee^+)	Asya			X
HE-LHC	H (AA, pp)	Avrupa			X

5.1. Önerilen Çarpı tırıcı

Geleneksel metot (CM) ve Compton gerisaçılma (CBS) metotları ile e^+ üretim mekanizmalarında yüksek akım ve yüksek iddetli orta enerji aralığında (1-5 GeV) bir sürücü linak kullanmayı gerektirmektedir. Ekil 5.3’de bahsedilen e^+ üretim mekanizmaları ve önerilen çarpı tırıcı görülmektedir.

Hedefe gelen parçacı ın demet ebadının pozitron sayısı, yakalama verimi, hedefteki zarar, pozitronların emittansı ve diverjansı üzerinde etkisi oldu u için sürücü linakta hızlandırılan elektron demetleri hedefe dü ürülmeden önce optimum enine ebadını elde etmek gerekir. Bu yüzden çarpı tırıcı için e^+ üretim mekanizmalarının hemen öncesinde “Son Odaklama Sistemi” (FFS) kullanılmı tır. FFS’nden geçen elektron demetleri ekil 5.3a ve 5.3b’de gösterilen e^+ üretim sistemlerine (PÜS) gönderilir.



ekil 5.3. Önerilen e^+p çarpı tırıcısı (üst) ve pozitron kaynakları (a) CM ve (b) CBS metot (alt)

Hedefin hemen arkasına ise üretilen e^+ ’ları toplamak için bir solenoid ve bir odaklama aygıtı olan AMD yerle tirilmi olup AMD’nin hemen ardından çarpı tırıcının e^+p etkile im noktasında gerekli enerjiyi sa laması için bir linak hızlandırıcı kurulumu tur.

Compact Linear Collider (CLIC), e^+ ’ları ve e^- ’ları ana linaka hızlandırmak için sürücü linak kullanan lineer bir e^+e^- ve $\gamma\gamma$ çarpı tırıcısıdır. CLIC sürücü demeti 2 birle tirici halka (CR) ve bir geciktirici halkaya (DL) sahiptir. İlk CR sürücü demeti 2 kat, di er CR 3 kat sıkı tırır ve DL paketçikleri 2 kat geciktirir. CLIC sürücü demet paketçik aralı 1 CR’ler ve DL’tan önce 2 ns kadardır (CLIC, 2010; Braun vd, 2008).

Bu çalı mada pozitronları üretmek için CLIC sürücü demetinin kullanılması amaçlanmı tır.

ekil 5.3’de görüldü ü gibi LHC ve e^+ linakın paketçiklerinin zaman e le mesi için CLIC sürücü e^- demeti DL ve CR’ler kullanılmaksızın sürücü linak tasarlanmı tır.

Nominal⁴ LHC paketçik aralı ından farklı olarak LHC proton paketçik aralı ı 50 ns alınmı tır bu durumda LHC’de 1404 paketçik dolanır. Bu nedenle önerilen çarpı tırıcıda zaman e le mesini sa lamak için 2 ns olan CLIC sürücü demet paketçik aralı ı 25 kat arttırılmalıdır. Bu durumda sürücü linak paketçik sayısı (ba langıçtaki paketçik ba ına parçacık sayısı ve aynı atma uzunlu u ile) 70128’den 2808’e dü ürülür. Böylece pozitron linakın paketçik yapısının LHC ile e le mesi için ve ı nlık hesabı için her proton paketçi i iki defa kullanılmalıdır.

Çizelge 5.2’de modifiye edilmi CLIC sürücü demet parametreleri verilmi tir (CLIC, 2010; Braun vd, 2008). CLIC sürücü demetinin önerilen modifikasyonları ise enine demet ebadı ve paketçik sayısı üzerinedir.

Çizelge 5.2. CLIC Sürücü demet parametreleri (* modifikasyonu göstermektedir)

Paketçik yükü (nC)	8.4
Sürücü Demet Enerjisi (E_d)(GeV)	2.37
Enerji Spread	%1
RMS demet ebadı FWHM (μm)	32.8
Atma uzunlu u (μs)	140.3
Paketçik sayısı/atma *	2808
Parçacık sayısı/paketçik (10^{10})	5.25
Paketçik arası mesafe* (ns)	2
Tekrarlama frekansı (Hz)	50
RMS paketçik uzunlu u (mm)	1
RMS toplam atma yükü (μC)	590

5.2 Pozitron Üretiminde Kullanılacak Olan Hedef Seçimi

Hedefte yüksek ürün (yield) elde etmek için hedefin kalınlı ı, yo unlu u ve sa lamlı ı (yüksek erime noktası ve yüksek gerilme dayanıklılı ı) hedef seçiminde dikkat edilmesi gereken hususlardır. Dü ük atom numaralı materyaller yüksek atom numaralı materyallerden daha fazla ısı kapasitesine sahip oldu undan dolayı dü ük atom numaralı materyaller hedef olarak seçilebilir. Fakat pozitron üretim verimi, yüksek atom

⁴ LHC’de nominal paketçik aralı ı 25 ns ve 2808 paketçik dolanmaktadır.

numaralı materyallerde daha fazladır. Parçacık-madde ve ıma-madde etkilemesi sırasında gerçekleşen iyonizasyon süreçleri hedefte ısınmaya neden olur. Hedefin sıcaklık artışı hedefin ısı kapasitesi ile ve demet yarıçapı ile ters orantılıdır. Termal genleşme katsayısı ve Young modülüne bağlı olan gerilme (stress) ise bu ısınma ile doğrudan orantılıdır. Hedef üzerindeki termal gerilme hedefe zarar vermemesi için kontrol altında tutulmalıdır. Demet hedefe çarptığında sıcaklık artışı demet doğrultusu boyunca yüksek bir şok ve gerilme yaratır. Hedef bu strese dayanmalı, düşük hadron ve düşük enerjili nötron ürünü vermelidir (Floettmann, 2004; Bharadwaj vd, 2001; Stein ve Bharadwaj, 2001).

Lawrence Liwermore National Laboratory (LLNL), International Linear Collider (ILC) ve Compact Linear Collider (CLIC) gibi birçok laboratuvar ve çarpırtıcı projelerinde hedef çeklinin ve üretim metotlarının pozitron sayısını nasıl arttırabileceği araştırılmıştır (Wirth, 2008; Katimani ve Rinolfi, 2001). Bu çarpırtıcı projelerinde genellikle hedef materyal olarak $W_{75}Re_{25}$ çalıtılmıştır. SLAC'ta yapılan deneylerde $W_{75}Re_{25}$ hedef için elektrik hasar derecesi 35 j/g olarak belirlenmiştir (Rinolfi, 2012). Çizelge 5.3'de pozitron üretim tesislerinden bazıları ve özellikleri verilmiştir.

Çizelge 5.3. Linak tabanlı pozitron üretim tesislerinden bazıları ve özellikleri (Floettmann, 2004; Rinolfi, 2005, Rinolfi, 2012; A -1, 2012)

Metot	Tesis	Atmadaki Paketçik sayısı	Sürücü Demet Enerjisi (GeV)	Hedef	e^+ sayısı/paketçik (@ IP)
CBS	SLC	1	2	$W_{74}Re_{26}$	4×10^{10}
CM	NLC	192	6.22	$W_{75}Re_{25}$	0.75×10^{10}
UB	ILC	2820	150	TiAl	2×10^{10}
UB	TESLA	2820	250	Ti-alaım	2×10^{10}
CBS	CLIC	154	2.86	$W_{75}Re_{25}$	3.7×10^9

Bu çalıtımada yukarıda bahsedilen gereksinimlerden dolayı ve diğer pozitron üretim merkezleri ile kıyaslama yapabilmek için hedef olarak $W_{75}Re_{25}$ (%75 Tungsten-%25 Renyum) alaımını seçilmiştir ve ek olarak $W_{75}Ta_{25}$ ve $W_{75}Ir_{25}$ materyallerinin de pozitron üretim verimi araştırılmıştır (Arıkan ve Aksakal, 2012). Bu materyalleri seçmenin nedeni ise onların yüksek erime noktasına sahip olmalarıdır. Her üç hedefin

de x-y boyutları 1.6×1.6 cm alınmış olup optimum kalınlığı belirlemek için z boyutu her alıma ait RL kullanılarak $0.5X_0-12X_0$ aralığında seçilmiştir. Kullanılan hedeflere ait X_0 değerleri Denklem 4.30 ve 4.31 kullanılarak hesaplanmış olup yoğunluk değerleri (Langeveld, 2004) ve erime noktaları (Massalski, 1990) referanslarından faydalanılarak bulunmuştur. Bu değerler Çizelge 5.4’de verilmiştir.

Çizelge 5.4. Hedef parametreleri

Hedef Materyal	Yoğunluk (g/cm^3)	RL (X_0) (cm)	Erime noktası ($^{\circ}\text{C}$)
$\text{W}_{75}\text{Re}_{25}$	19.69	0.343	3150
$\text{W}_{75}\text{Ta}_{25}$	18.58	0.324	3350
$\text{W}_{75}\text{Ir}_{25}$	19.99	0.300	2550

5.3 CM ile Pozitron Üretimi

Stanford Linear Hızlandırıcısı (SLAC)’nda kullanılmakta olan bu metotta yüksek enerjili elektronların birkaç RL kalınlığında yüksek-yoğunluklu materyale (hedefe) çarpmasıyla oluşan elektromanyetik saçın temel aları (CLIC, 2010; Braun vd, 2008). Çizelge 5.3a’da gösterildiği gibi elektron demetleri sürücü linak kullanılarak 1-5 GeV’lik enerjilere kadar hızlandırılmaktadır. Bu elektronlar pozitron üretim sisteminde (PÜS) bulunan farklı kalınlıklardaki $\text{W}_{75}\text{Re}_{25}$ hedef üzerine gönderilerek pozitronlar üretilmektedir. Elektron-madde etkileşimi ile pozitron üretimi için detaylı bilgi Bölüm 4.1.2’de anlatılmıştır.

5.4 CBS Metod ile Pozitron Üretimi

Bu metodta Çizelge 5.4’te gösterildiği gibi yüksek enerjili elektron demeti ve ω_0 enerjili Nd-YAG lazer fotonlarının CBS ile dönüşüm noktasında (DN) ω yüksek enerjili fotonlar üretilirler (Yokoya, 2012; Omori vd, 2003). Pozitronlarsa üretilen bu fotonların hedefe çarpıtılmasıyla elde edilir. Elektron-madde etkileşimiyle ilgili detaylı bilgi ise Bölüm 3.2.1’de verilmiştir.

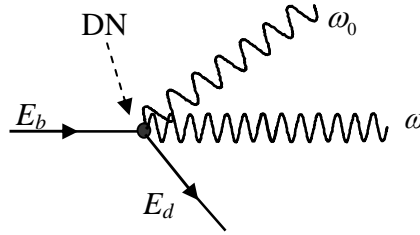
Compton geri saçılma kinematiği boyutsuz x degenere ile karakterize edilir ve bu parametre saçılan fotonların maksimum enerjisini belirlemeye yarar. x degenere

$$x = \frac{4E_b \omega_0}{m_e^2 c^4} \cos^2 \left(\frac{\alpha}{2} \right) \quad (5.1)$$

ile verilir. Burada E_b elektronun enerjisi, m_e elektron kütlesi, c ışık hızı, ω_0 lazer fotonu enerjisi ve α çarpıma açıdır. Lazer ve elektron demetini kafa kafaya çarpıma durumunda

$$x = 15.3 \frac{E_b}{[TeV]} \frac{\omega_0}{[eV]} \quad (5.2)$$

olur (Telnov, 2008; Telnov, 2013).



ekil 5.4. Compton Gerisaçılması (CBS)

Eğer $x > 4.8$ ise $\gamma + e \rightarrow e + e^+ + e^-$ sürecine göre e^+e^- çift oluşumu gerçekleşecektir ve elektron demetine çarpan yüksek enerjili fotonlar yok olur. Bu “Breit-Wheeler” süreci olarak adlandırılır. Bu nedenle x 'in optimum değeri 4.8 olmalıdır. Böylece geri saçılan fotonun maksimum enerjisi $\omega_m = x/(x+1)E_b = 0.83E_b$ olur. Ayrıca Compton gerisaçılmasında elektron demeti ve lazer demetinin polarizasyonlarının değişimi ile yüksek enerjili foton demetlerinin polarizasyonu belirlenir. e^- ve lazer fotonlarının polarizasyonu dikkate alınarak tesir kesiti

$$\sigma_c = \sigma_c^0 + 2\lambda_e \lambda_0 \sigma_1 \quad (5.3)$$

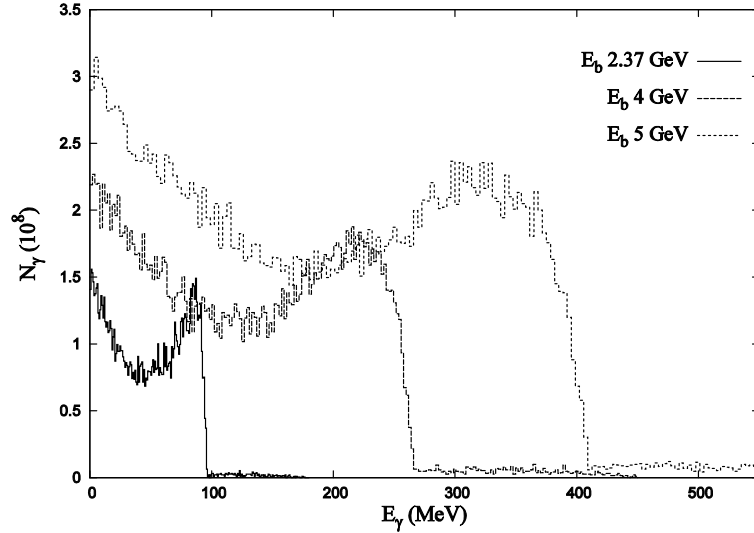
ile verilir. Burada λ_e elektron demetinin, λ_0 lazer fotonlarının helisitesidir, σ_c^0 ve σ_1

$$\sigma_c^0 = \frac{2\sigma_0}{x} \left[\left(1 - \frac{4}{x} - \frac{8}{x^2} \right) \ln(x+1) + \frac{1}{2} + \frac{8}{x} - \frac{1}{2(x+1)^2} \right] \quad (5.4)$$

$$\sigma_1 = \frac{2\sigma_0}{x} \left[\left(1 + \frac{2}{x} \right) \ln(x+1) - \frac{5}{2} + \frac{1}{x+1} - \frac{1}{2(x+1)^2} \right] \quad (5.5)$$

eklinindedir. Burada $\sigma_0 = \pi r_e^2 = \pi (\alpha_{em} \hbar / m_e c)^2 = \pi (e^2 / m_e c)^2 = 2.5 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$, dir ve $\alpha_{em} = e^2 / \hbar c$ ile verilen ince yapı sabitidir. Bu ifadede m_e elektronun kütlesi, r_e klasik elektron yarıçapıdır ($r_e = 2.8 \times 10^{-15} \text{ m}$) (Aksakal, 2007; Telnov, 1995).

ekil 5.3b’de gösterildi i gibi bu metotta sürücü demetten gelen 1-5 GeV enerjili elektronların Nd-YAG lazer fotonları ile Dönü ün noktasında (DN) Compton Geri Saçılmasına u ratılarak yüksek enerjili fotonlar elde edilir. ekil 5.4’te CAIN simülasyon kodu kullanılarak elde edilen yüksek enerjili foton spektrumu görülmektedir.

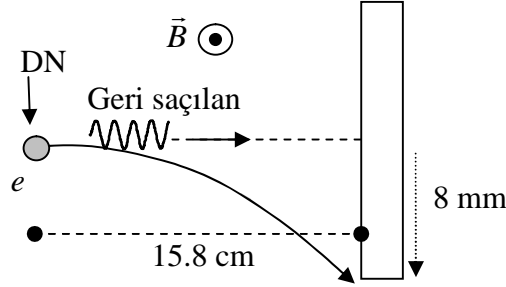


ekil 5.5. Farklı demet enerjilerinde geri saçılmı foton spektrumu

Bölüm 3.2’de foton-madde etkile mesinde anlatıldı ı gibi yüksek enerjili fotonlar farklı kalınlıklardaki $W_{75}Re_{25}$ hedef üzerine gönderilerek pozitronlar üretilmi tir. ekil 5.6’da gösterildi i gibi DN ile hedef arasında manyetik alan bulunan belirli bir mesafe olması gerekmektedir. Bu mesafenin altında, hedef üzerine üretilen yüksek enerjili fotonlarla birlikte saçılan elektron da dü ecektir ki bu istenmeyen bir durumdur. Bu mesafe

$$y = \frac{C_\rho B_z^2}{2E_d} \quad (5.6)$$

denklemleri ile hesaplanmıştır. Burada B manyetik alan, z hedef ile DN arası mesafe, E_d saçılan elektron demeti enerjisi ve y hedefin yarı yüksekliği dir. C_p de eri ise $0.299 \text{ GeV}/(m \times T)$ olan bir sabittir (Wiedemann, 2003).



ekil 5.6. CBS’de e ile hedef arası mesafenin temsili görünümü

Ekil 5.6’ya göre bu mesafeyi hesaplamak için E_d de erini bilmek gerekir. Örneğin 1 GeV’lik elektron enerjisi için elde edilen maksimum geri saçılan foton enerjisi 60 MeV’dir. Buna göre x de eri ($\omega_m = x/(x+1)E_b$) $6.3 \cdot 10^{-2}$ olarak bulunur. Laser fotonu gelen elektronun enerjisinin %6.2’sini kadarını kazandı na göre kalan %93.8’lik enerji ile elektron demeti yoluna devam eder. 1 GeV’lik gelen elektron demeti için $E_d = 0.93 \times 1 = 0.93 \text{ GeV}$, $B=2 \text{ T}$ ve $y=8 \text{ mm}$ (hedefin yarı uzunluğu) olmak üzere MATHEMATICA kullanılarak bu de er 15.8 cm olarak hesaplanmıştır. 5 GeV enerjili elektron ve aynı manyetik alan de eri için bu mesafe 28.5 cm olması gerekmektedir. Çizelge 5.5’de CAIN simülasyonunda kullanılan lazer parametreleri ve 1-5 GeV’lik elektron demeti enerjilerinde üretilen maksimum geri saçılan foton enerjileri verilmiştir.

Çizelge 5.5. CBS metot ile ilgili elektron ve lazer parametreleri

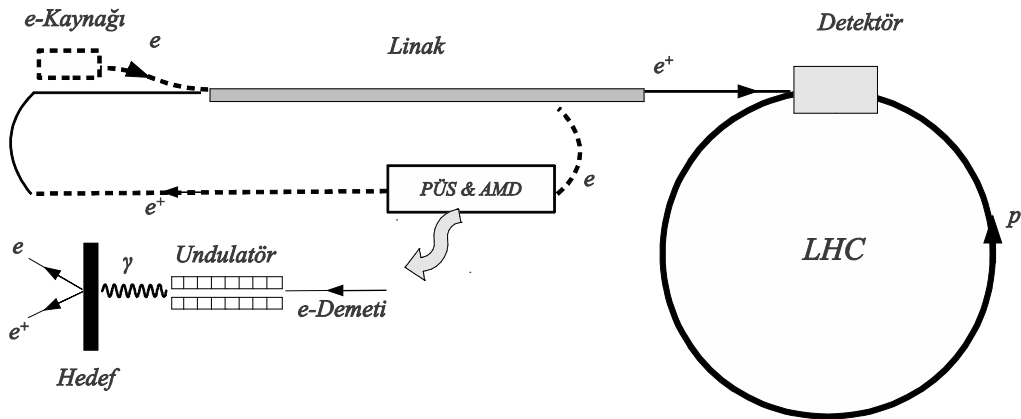
Lazer Atma enerjisi (J)	5					
Lazer Dalgaboyu (μm)	1.064					
Rayleigh uzunluğu u (mm)	0.1					
Half Spot size (μm)	30					
Hedef ve DN arası mesafe (cm)	15.8 (28.5)					
Elektron demeti enerjisi (GeV)	1	2	2.37	3	4	5
Maks. GS Foton Enerjisi (MeV)	60	239	339	538	900	1416
x de eri (10^{-2})	6.3	13.6	16.7	21.8	29	39.5

Çizelge 5.5'te görüldü ü gibi x de eri 4.8'i a mamaktadır ve elde edilen 'lara ait enerji de erlerine göre FLUKA kullanılarak üretilebilecek pozitron de erleri belirlenmi tir.

5.5 Undulatör Tabanlı (UB) Metot ile Pozitron Üretimi

Bu metotta pozitronlar Serbest Elektron Lazeri (SEL) fotonlarının ince hedefe çarpmasıyla üretilir. SEL fotonları elektron demetinin undulatörün sanal fotonlarından saçılmasıyla üretilir. Bu SEL fotonları undulatör alanının polarizasyonunu alır öyle ki helisel undulatör dairesel polarize fotonlara ve lineer (planar) undulatör lineer polarize fotonlara neden olur. UB metot birkaç yüz metre uzunlu unda, 100-250 GeV'lik demet enerjisi ile International Linear Collider (ILC)'de önerilmi tir ve yakla ık 30 MeV'lik dairesel polarize gamalar elde edilebilece i literatürde çalı ılmı tir (Mikhailichenko, 2012). Bu metotta undulatör çıkı nda elde edilecek foton sayısı, fotonların demet ebadı ve SEL ile ilgili ayrıntılı bilgi Bölüm 2.2'de verilmi tir.

ekil 5.7'de görüldü ü gibi e-kayna ndan çıkan elektronlar 60-140 GeV'lik enerji opsiyonuna sahip linakta hızlandırılarak pozitron üretim kısmına gönderilmektedir. Denklem 2.17 kullanılarak 60-140 GeV enerjili undulatöre gelen elektron demetleriyle undulatör çıkı nda elde edilen undulatör fotonların enerjileri (SEL-enerjisi) belirlenmi ve denklem 2.19 kullanılarak elektron ba ına foton sayısı 6.49 olarak bulunmu tur.



ekil 5.7. Önerilen e^+p çarpı tırıcısı (üst) ve UB metot (alt).

Sonrasında bu SEL fotonları üç farklı hedefe çarpıtılarak üretilebilecek pozitron de erlerinin benzetimi yapılmı tir. Çizelge 5.6'da UB metotta kullanılan undulatöre

gelen elektron demet enerjileri, undulatör parametreleri ve üretilebilecek SEL enerjileri verilmiştir. Bu SEL enerjisine ulaşabilmek için gerekli olan undulatör uzunluğunu belirlemek için undulatör periyod sayısı ile undulatör periyodu çarpılarak bulunur, bu durumda önerilen çarpı tırıcı için undulatör uzunluğu $850 \times 1.42(\text{cm}) = 12.07 \text{ m}$ olarak hesaplanmıştır.

Daha öncede belirtildiği gibi pozitronları üretmek yeterli değildir. Üretilen pozitron sayısı korunarak ve demet ebadı uygun hale getirilerek LHC protonları ile çarpı tırılmalıdır. Bu nedenle hedef arkasına adyabatik uygunlaştırma aygıtı yerleştirilmiştir. Aşağıdaki kısımda önerilen çarpı tırıcı için tasarlanan AMD verilmiştir.

Çizelge 5.6. Undulatör parametreleri

Undulatör Periyodu (cm)	1.42				
Und. Periyod Sayısı	850				
K parametresi	1.0				
elektron demet enerjisi (GeV)	60	84	103	120	140
SEL enerjisi (MeV)	10	20	30	40	55

5.6 AMD Dizayn

Üretilen e^+ 'lar için yakalama sistemi bir AMD'den oluşur. AMD üretim metodlarından kısmen bağımsızdır ve pozitronların yakalama verimi şu hususlara bağlıdır;

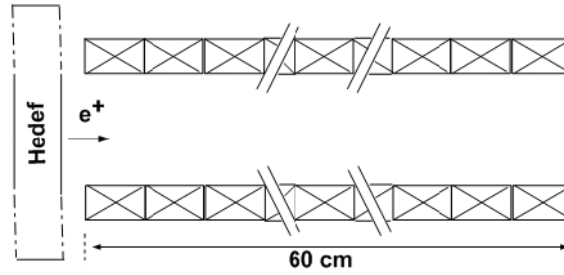
- *Hedef kalınlığı:* Yakalama verimi artan hedef kalınlığı ile azalır. Bunun sebebi çoklu saçılmalar CM'de diğer metodlara göre daha baskındır. Bununla birlikte ince hedef, hedefteki pozitronların çoklu saçılmasını azaltmaktadır ve kalın hedeften daha düşük enine momentuma sahip olmalarına neden olur.
- *Hedeften sonraki optik:* hedeften sonraki demet taşıma hattı
- *Pozitron demetinin diverjansı:* e^+ demetinin diverjansı azaltıldıkça zaman hedefteki saçılmalar küçülür. Böylece yakalama verimi artırılır.
- *Enerji kaybı:* e^+ 'lar hedef içerisinde iyonizasyondan dolayı enerji kaybeder. Enerji 2 MeV altına düşerse iyonizasyon kayıpları hızla artar ve e^+ 'lar durdurulur. 2 MeV üzerinde iyonizasyon kaybı neredeyse sabittir. Böylece artan

enerji sadece parçacık üretimine de il aynı zamanda kaçı uzaklı nı da arttırmaktadır.

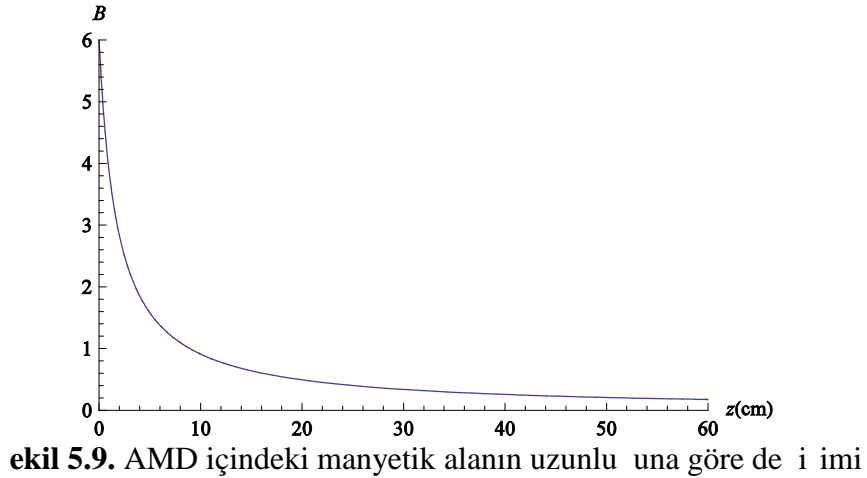
- *Kaynak alanı (sürücü demet ebadı):* Artan sürücü demet ebadı e^+ 'ların yaklama verimini azaltır, çünkü ortaya çıkan pozitronların faz-uzayı yo unlu unu azaltır böylece küçük bir kaynak alanı daha uygun olur.

E er hedef AMD magnetik alanında kısmen etkilenirse (Eddy akımına neden olur) pozitron kaynaklarının yakalama verimi azalır, bu yüzden hedef AMD dı ında olmalıdır. Ayrıca yukarıdaki maddeler hesaba katılırsa yakalama verimini dolayısıyla çarpı ma veya sabit hedef deneylerinde kullanılacak olan pozitron sayısı arttırılmı olur (Arıkan ve Aksakal, 2012).

Önerilen çarpı tırıcı için temsili AMD ekil 5.8'de verilmi tir. AMD ba langıçta 6 T magnetik alana sahip bir solenoid magnet içeren 60 cm uzunlu undaki bir sistemdir. Bu sistemde manyetik alan de eri $B(z) = B_i / (1 + gz)$ ile de i ir. Burada $g = 0.56 \text{ cm}^{-1}$, B magnetik alan ve z ise AMD uzunlu udur. MATHEMATICA kullanılarak elde edilen ve ekil 5.9'de verilen manyetik alan de i imi AMD'nin 20. cm'sinden sonuna kadar 0.5 T'ya kadar azalmaktadır.



ekil 5.8. Önerilen AMD



ekil 5.9. AMD içindeki manyetik alanın uzunlu una göre de i imi

u ana kadar pozitron üretim metodları ve üretilen pozitronların yakalama verimi üzerinde durulmu tur. Üretilen bu pozitronlar LHC'ye te et linakta 60 GeV veya 140 GeV enerji kazandırılır ve LHC protonları ile çarpı ma noktasında çarpı tırılırlar.

Çarpı ma ve sabit hedef deneylerinde amaç Bölüm 2.3'de verilen ı nlık kısmında bahsedilen her bir olaydaki verileri toplayıp, bu olaylardaki parçacık sürecinin test edilen teori ile uyu up uyu madı ını incelemektir. Her olay oldukça karma ıktır ve parçacıkların ömürleri çok kısadır bu yüzden parçacıklar ba ka parçacıklara bozunmadan önce çok kısa mesafeler gittiklerinden gözlenebilir izler bırakmazlar. Bu nedenle bu izleri ve sinyalleri algılayan “parçacık detektörleri” dizayn edilir (Türk, 2007). Parçacıklar detektörlerde ilerlerken yapacakları etkile meler vasıtasıyla enerjilerinin bir kısmını veya tamamını ortama aktarırlar. Deteksiyonda önemli olan da bu bırakılan enerjinin ölçülmesidir. Artık LHeC detektörü hakkında bilgi verebiliriz

5.7 Önerilen LHeC Detektörü

Parçacıkların detekte edilebilmesi için varlı ma dair bazı izler bırakmalıdır. Bu izler enerji depolanması ekinde olmalıdır. deal olanı detektörlerin ölçüm sırasında parçacıkları etkilemeksizin gözlememize yardımcı olmasıdır fakat bu mümkün de ildir (Das ve Ferbel, 2005). Bir parçacı ın deteksiyonu basitçe onun konumunu belirlemektir. Faydalı olması için parçacıkların hem konum hem de zamanını ayırt edilmesini mümkün kılması için verimli bir çözünürlükle yapılmalıdır (Martin ve Shaw, 2008). Detektörleri

1. Yonizasyon detektörleri

A) Gaz iyonizasyon odaları

ii) Yonizasyon odaları (sayaçları)

iii) Orantılı sayaçlar (Wire- or proportional- Chamber)

- Çok telli orantılı sayaçlar (MWPC)
- Sürüklenme odaları

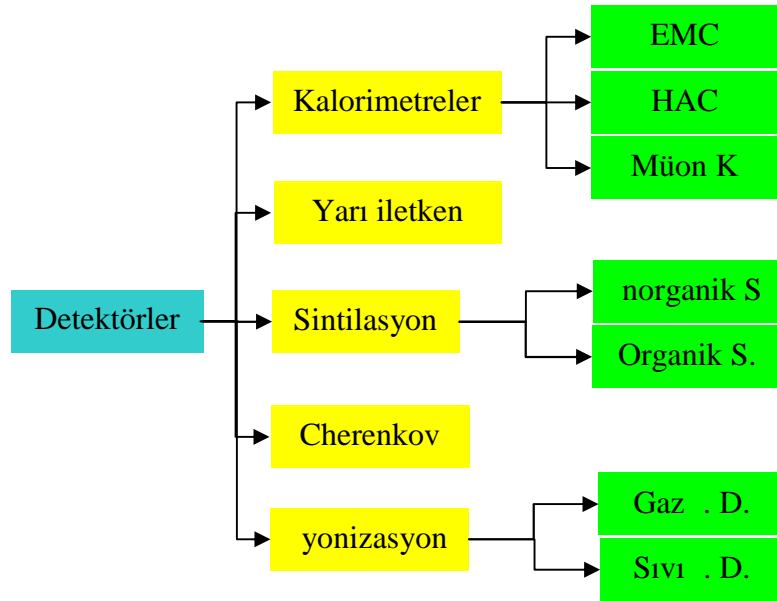
iv) Geiger-Müller Sayacı

v) Zaman projeksiyon odaları (TPC)

B) Sıvı iyonizasyon odaları

2. Sintilasyon detektörleri
3. Cherenkov detektörleri
4. Yarıiletken detektörler
5. Kalorimetreler
 - Elektromanyetik kalorimetreler (EMC)
 - Hadronik Kalorimetreler (HAC)
 - Müon Kalorimetreler

eklinde sınıflandırılabilir. Bu sınıflandırma ekil 5.10'daki gibi tematize edilmiştir.



ekil 5.10. Parçacık detektörlerinin tematik gösterimi

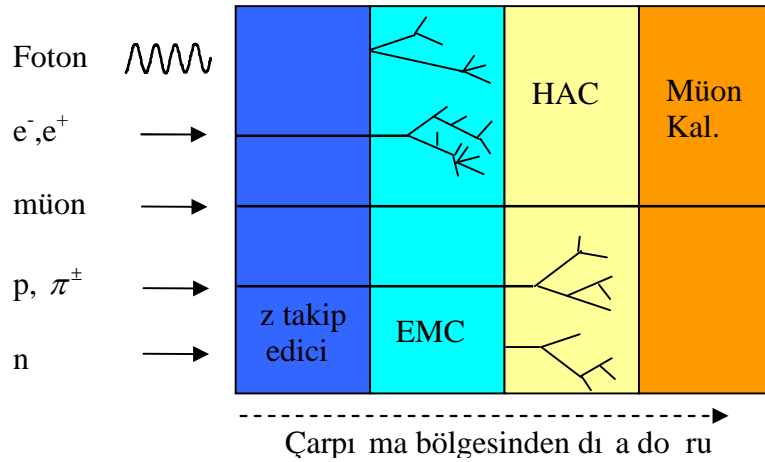
Yukarıda bahsedilen detektörlerle her bir parçacığın kimliğini belirleme ve onun enerji ve momentumunu ölçebilmede de ihtiyaç duyulur. Yalnız tek bir detektör bu gereksinimler için uygun değildir bu nedenle YEF deneyleri farklı alt detektörlerden oluşan çok geniş çözümlü bileşenlere sahip detektör sistemleri kullanılır. Böyle sistemler aygıtın farklı kısımlarından gelen oldukça fazla bilgiyi koordine etmek, kaydetmek ve sınıflandırmak ve alt detektörleri görüntülemek ve kontrol için hızlı elektroniklere ve bilgisayarlara güvenmektedir. Detektörler çalıştığı alanları arttıkça gelişmeye başlamıştır.

ve sıklıkla yeni aygıtların kullanıma neden olmu tur (Martin ve Shaw, 2008). Yüksek enerji fizi inde parçacık detektörleri

- Ardı ık iki çarpı mayı ayırt edebilecek kadar hızlı olmalı
- Parçacıkların yükünü, momentumunu ve yönünü ölçebilmeli
- Çarpı mada elektromanyetik ve hadronik etkile me yapan parçacıkları tespit edebilmeli, enerjilerini ölçebilmeli
- Radyasyon etkilerine kar ı dayanıklı olmalı
- Nötrinolar gibi sadece zayıf etkile en ve bu nedenle detekte edilmeleri oldukça zor olan parçacıkların varlı ını, momentum veya enerji korunumundan tespit edebilmeli
- Enerji çözünürlü ü iyi olmalı.

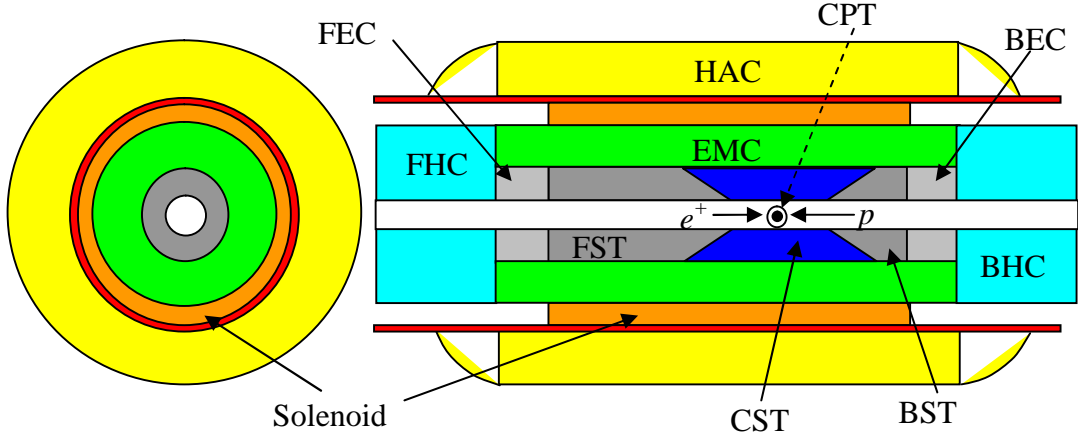
Sabit hedef deneylerinde detektörler parçacık do rultusunda ve hedef arkasında, parçacıkların akı yönünde bulunmaktadır. Çarpı an demet deneylerinde ise parçacıklar tüm yönlerde yayılaca ı için küresel veya (genellikle) silindirik yapıdadır. Ayrıca çarpı an demet deneylerinde detektörler çarpı an parçacıkların enerjisine göre simetrik veya asimetrik yapıda olabilir. ekil 5.11'de YEF detektörüne ait alt detektör bile enleri çarpı ma noktasından dı a do ru u ekilde sıralanır:

- Vertex (kö e) detektörleri
- z takip edici detektörleri
- Kalorimetreler



ekil 5.11. YEF parçacık detektörleri ve alt detektörler

ekil 5.12’de LHeC detektörüne ait ful görünümü verilmiştir. Görüleceği üzere çarpma bölgesinden dışarı doğru sırasıyla merkez piksel iz takip edici (CPT), merkez silikon iz takip edici (CST), EMC ve HAC kısımlarında bulunmaktadır. Ayrıca ileri ve geri bölgelerde ise ileri hadronik kalorimetre (FHC) ve elektromanyetik kalorimetre (FEC), ileri silikon iz takip edici (FST) ve geri silikon iz takip edici (BST) kısımları bulunmaktadır.



ekil 5.12. LHeC tam detektör geometrisi önden (sol) ve enine kesiti (sağ) görünümü

Yarıiletken detektörlerde materyale giren parçacık materyalin derinlik ve iletkenlik bantları arasında elektron-de iyon çiftleri üretirler böylece bir elektrik sinyali oluştururlar. Silikon ve Germanyum kristalleri nükleer fizik uygulamalarında sıkça kullanılan yarı iletken detektörlerdir. Bu detektörler düşük enerjili parçacıkları detekte etmede oldukça faydalıdır ve mükemmel iç enerji çözünürlüğüne sahiptirler. Fakat yüksek enerjide sızıdırma ve cevaplamadaki tutarsızlık gibi diğer etkiler baskındır.

Gelen parçacığın enerjisi tamamen soğuruldu ve onların çoğunun çiftler haline dönüştürüldüğü için sabit E_0 enerjili gelen bir monokromatik elektron demeti $N_{eh} \propto E_0/W$ ile verilen hemen hemen sabit sayıda elektro-de iyon çiftleri üretir. Burada W elektron-de iyon çifti üretme enerjisidir. Bu nedenle detektör tarafından karılan sinyal her olayda çok küçük dalgalanır ve iç enerji çözünürlüğü

$$\frac{\sigma}{E} \propto \frac{\sqrt{F}}{\sqrt{N_{eh}}} \quad (5.7)$$

ile karakterize edilir. Burada F Fano faktördür ve 1'den küçüktür (örneğin Ge için yaklaşık 0.13'tür) (Fabjan ve Gianotti, 2003, Martin ve Shaw, 2008).

YEF'de kullanılan vertex (kö e) detektörleri ve iz takip edici detektörler yarı iletken detektörlerdir

5.7.1 Kö e detektörler

Bu detektörler çarpı ma noktasına en yakın olan alt detektördür. Böylece çarpı madan sonra ortaya çıkan a ır b ve c kuarklarını içeren ve ömürleri yaklaşık 10^{-13} ve 10^{-12} s civarında olan parçacıkları detekte eder. Yaklaşık kola kutusu büyüklüğünde ve yarıiletken bir detektördür (Grupe ve Shwartz, 2008; Piliçer, 2012).

5.7.2 z takip edici detektör

z takip edici detektörler çarpı mada olu an yüklü parçacıkların enerjilerinin bir kısmını iyonizasyon vasıtasıyla kaybettirerek parçacıkların yükünü, momentumunu ve yörüngesini belirleyen sistemlerdir. Bu detektörler güçlü manyetik alan içerisinde bulunur. Manyetik alan parçacıkların yörüngelerinin dairesel olarak bükülmesine neden olur böylece her bir yörüngenin yarıçapı parçacı ın momentumunu, bükülme yönü ise paracı ın yükünün i aretini belirlenmesinde yardımcı olur (Tapan, 2007)

Parçacık yo unlu unun dü ük oldu u bölgelerde gaz detektörleri de kullanılabilir. z takip edici detektörler kö e detektörleriyle birlikte kullanılırlar. Bu detektörlerden geçen yüklü parçacıklar detektör materyaliyle etkile erek yarı iletken detektörlerde elektron- de ik çiftleri, gaz detektörlerinde ise iyonla maya yol açarlar.

Aktif ortamı ince silikon eritler tabakalardan olu an silikon mikro erit detektörlerde (Silicon Micro Strip Detector) silikon eritler arasında $10 \mu m$ mertebesinde bo luk bulunur ve $10 \mu m$ mertebesinde çözünürlük sa lar. Bu tip iz takip edici detektörlerde silikon eritler kullanmak çok kısa mesafelerde büyük sinyal olu turdu u için gaz detektörlere göre daha avantajlıdır. Silikon içerisinde sürüklenen elektron ve de iklerdir. Gazlarda bir elektron-iyon çifti olu turmak için gerekli iyonizasyon enerjisi 30 eV iken,

silikonda bir elektron-de ik çifti olu turmak için gerekli iyonizasyon enerjisi 3,6 eV'tur (Martin ve Shaw, 2008; Grupen ve Shwartz, 2008; Piliçer, 2012).

5.7.3 Kalorimetreler

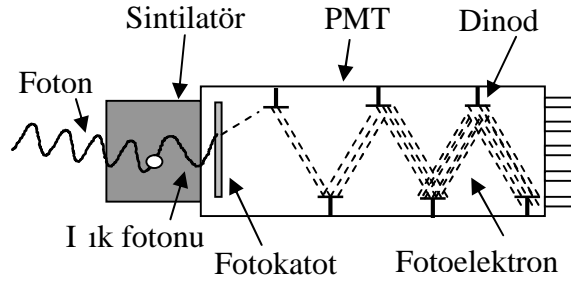
Yukarıda verilen tüm detektörler sadece yüklü parçacıkları detekte edebilir. Fakat kalorimetreler hem yüksüz hemde yüklü parçacıkları detekte edebilir (Martin ve Shaw, 2008) hatta kalorimetreler kayıp enerji ölçümü sayesinde nötrinoların enerjilerini ve dolaylı olarak da nötrinoların deteksiyonunu da sağlarlar (Fabjan ve Gianotti, 2003).

Kalorimetreler parçacık fiziğinin her alanında bulunan deteksiyon sisteminin tamamlayıcı bir unsurudur. Aslında kozmik-1 in fenomenini çalışmak için bulunmuş olan bu metod geliştirilmiş ve özellikle elektron, foton ve hadronların enerjilerinin ölçmek için hızlandırıcı tabanlı parçacık fiziği deneylerinde kullanılmaya başlanmıştır. Gelen parçacığın detektörle etkilemesi (elektromanyetik ve kuvvetli süreçlerle) sürekli azalan enerjileriyle ikincil bir "parçacık şaşırtma" üretir. Kalorimetrelerin aktif kısmındaki şaşırtmaların yüklü parçacıkları tarafından enerji depolanması gelen parçacığın enerjisinin ölçülmesinde görev yapmaktadır (Fabjan ve Gianotti, 2003). Şaşırtma uzunluğu enerji ile logaritmik olarak arttığı için detektörün kalınlığı da gelen parçacığın enerjisi ile logaritmik olarak artmalıdır.

Kalorimetreler enerji ölçümünün yanı sıra parçacıkların varlığı zamanlarını ölçmek, farklı parçacıkları belirlemek ve şaşırtmanın pozisyonu ve yönünü belirlemek için de kullanılabilirler. Ayrıca hızlı sinyaller sağlayabildikleri için genel olarak tetikleme amaçlı da kullanılırlar.

Bu çalışmada LHeC detektörünün EMC ve HAC kısımları incelenmiştir. EMC'de aktif ortam olarak plastik sintilatör, HAC'de ise Silikon yarı iletkeni kullanılmıştır. İndi sintilasyon ve yarıiletken kalorimetrelere de inelim. Sintilasyon detektörleri üphesiz parçacık deteksiyonunda en geniş kullanıma sahip detektörlerden birisidir. Parçacık veya radyasyon materyale çarpıldığı zaman bir ışık flaşı yani sintilasyon yayar. Fotoçözümlü tüp (PMT) gibi yükseltici aygıtla birleştirildiği zaman bu sintilasyonlar elektrik atmalarına dönüştürülür, analiz edilir ve gelen ışım ile ilgili bilgiyi vermesi için elektronik olarak sayılır. Genel olarak sintilasyon sinyali çeşitli bilgi sağlamakla

kapasitesine sahiptir. Basit bir sintilasyon detektör dizaynı a a ıdaki ekil 5.13'de görülmektedir.



ekil 5.13. Sintilasyon detektör görünümü

Birçok sintilasyon materyali olmasına rağmen bunların tamamı detektörler için uygundur. Genellikle iyi bir detektör sintilatörü şu gereksinimleri sağlamalıdır;

- Floresans 1 ınımı için uyarıcı enerjinin dönüşümü yüksek verimlilik.
- Floresans 1 1 için effaflı 1
- PMT'nin spektral cevabı ile tutarlı spektral bir aralıkta yayılım
- Kısa bozunum sabiti (Das ve Ferbel, 2005)

Sintilatörlerin ana karakteristik özelliklerinden bazıları sintilasyon verimi (scintillation efficiency), emisyon spektrumu, ışık çıkışı (light output) ve sintilasyon 1 1 ının bozunum zamanıdır (decay time). Sintilasyon verimi sintilatörde salınan foton enerjisinin soğurulan toplam enerjiye oranıdır. Emisyon spektrumu ise genellikle karakteristik bir dalga boyunda bir maksimuma sahiptir (nadiren de birden çok maksimuma). Ayrıca ışık toplama için kırılma indisi ve ışık zayıflatma (attenuation) uzunluğu da sintilatörler için önemlidir (Grupe ve Shwartz, 2008).

Bir diğer karakteristik özellik ise hızlı cevaplama zamanıdır. Sintilasyon detektörlerinin cevaplama ve düzelleme (recovery) zamanları detektörlerin diğer tiplerine kıyasla kısa olan hızlı araçlardır. Bu hızlı cevaplama daha hassas şekilde zaman bilgisi elde edilmesini sağlar (yani iki olay arasındaki zaman farkı). Bu ve onun hızlı düzelleme

zamanı da sintilasyon detektörlerini daha yüksek oranda kabul etmesini sağlar çünkü ölü zaman azalır (yani sintilatörün ikincil sinyali için geçen zaman).

Sintilatörlerin karakteristik özelliği olan 1 ik çıkışı sintilatörde so rulan 1 MeV'luk enerji başına düşen foton sayısının ölçüsü (Gruppen ve Shwartz, 2008) veya iyonizasyon enerjisinin fotona çevirmesindeki verimidir. Bu son derece önemli bir niceliktir çünkü bu sintilatörün verimini ve çözünürlüğünü belirler. Genelde 1 ik çıkışı aynı enerjilerde farklı parçacık türleri için farklıdır. Ayrıca verilen bir parçacık tipi için bu daima enerji ile lineer olarak değişir. Sintilatörler ve fotoçataltıcı tüpler (PMTs) birbirinden ayıramadıkları için sintilatör detektör verimini düşürdüğümüz zaman PMT'nin verimi de hesaba katılması gerekmektedir (Das ve Ferbel, 2005).

Fotoçataltıcı tüp: Sinyal yükseltme işlemine PMT'ler kullanılır ve dalga klavuzları içerisinde veya doğrudan sintilatörü görür ve zayıf bir foton sinyalini bir elektrik sinyaline dönüştürür. Bu aygıt birkaç bileşenden oluşur. Şekil 5.13'te gösterildiği gibi ilki valans elektronları zayıf bir şekilde bağlı olan materyalden yapılmış bir foto katot bulunur (Das ve Ferbel, 2005).

Sintilatör olarak kullanılan organik ve inorganik kristaller farklı dezavantajlar ve kısıtlamalardan dolayı farklı mekanizma ile karakterize edilir (Fabjan ve Gianotti, 2003). Bu nedenle sintilatörler organik ve inorganik sintilatör olmak üzere iki grupta incelemekte fayda vardır.

Organik sintilatörler

Organik sintilatörler aromatik hidrokarbon bileşikler olup birkaç nanosaniye (ns) veya daha düşük mertebede çok hızlı bozunum zamanına (decay time) sahiptirler. Bu bileşiklerdeki sintilasyon süreci, moleküllerin serbest devrik elektronlar tarafından yapılan geçişlerden ortaya çıkar (Das ve Ferbel, 2005).

Organik sintilatörleri temel alan aygıtlar genellikle ikili veya üçlü sistemlerdir. Bu sistemler bir ı ıldayan (scintillating) çözünenin küçük bir kesri (tipik olarak $\leq \% 1$) ve çözücünden oluşur. Çözücünün molekülleri gelen yüklü parçacıklar tarafından uyarılır ve çözünen uyarıcı olarak transfer edilir ki bu durum da detekte edilebilen bir sinyal üretir. Çözünen olmazsa temel (baz) materyaller salınan ı ı ın büyük bir kısmını so ı urur. Bu kabul edilemeyen kısa ı ık azaltma (attenuation) uzunlu ına neden olur (*Attenuation Length*, salınan ı ı ın iddetinin ba langıçtaki de erinin $1/e$ 'sine dü meden önce sintilatörde ilerledi i mesafedir) (Fabjan ve Gianotti, 2003). Organik sintilatörler kendi aralarında organik kristal, organik sıvı ve plastikler olmak üzere 3 sınıfa ayırabiliriz (Das ve Ferbel, 2005).

Organik kristaller

En yaygın kristaller anthracene ($C_{14}H_{10}$), trans-stilbene ($C_{14}H_{12}$) ve naphthalene ($C_{10}H_8$) kristalleridir. Yaklaşık 30 ns'lik bozunum sabitine sahip anthracene'nin haricinde bu kristaller birkaç ns büyüklü ünde hızlı bir cevaplama zamanına sahiptir. Bunlar sert kristallerdir ve her ne kadar stilbene kolay kırılma e ilimine sahip olsa da anthracene çok dayanıklıdır. Ayrıca stilbene kristaller termal oka anthracene'den daha hassastır. Bu sebeple bu kristallere ekil ve biçim vermek için kesilmesi oldukça zordur. Bu ve di er dezavantajlar anthracene ve stilbene'nin son yıllarda kullanılmaz hale getirmi tir. Bununla birlikte anthracene tüm organik sintilatörlerin en yüksek ı ık çıkı üstünlü üne sahiptir. Bu sebeple di er sintilatörlerin ı ık çıkı larını kıyaslamak için anthracene'nin ı ı ının yüzdesi olarak referans olarak verilir.

Organik sıvılar

Sintilasyon süreci organik kristallerle aynıyken enerji so urum mekanizması farklıdır. Sıvı sintilatörlerin cevaplama hızı oldukça hızlıdır ve genellikle 3-4 ns mertebesinde bozunma zamanına sahiptir. Bunların avantajı belirli bir uygulamada verimi arttırmak için di er materyallerle kolaylıkla yüklenebilir.

Plastikler

Nükleer ve parçacık fiziğinde plastik sintilatörler organik detektörlerin en geniş kullanım alanına sahip olanıdır. Organik sıvılar gibi plastik sintilatörler de organik sintilatör solüsyonlarıdır fakat katı bir organik çözücüdür. En yaygın ve geniş kullanıma sahip plastik sintilatörler polyvinyltoluene, polyphenylbenzene ve polystyrene'dir. Plastikler 2-3 ns'lik bir bozunum sabiti ile son derece hızlı bir sinyal ve yüksek ışık çıkışı verir. Plastiklerin en önemli avantajlarından birisi de onların esneklikleridir, kolaylıkla biçim verilebilir ve çeşitli ebatlarda üretilebilir ayrıca nispeten ucuzdur (Das ve Ferbel, 2005). Çizelge 5.7'de çeşitli organik sintilatörlere ait özellikler verilmiştir.

Çizelge 5.7. Organik sintilatörler ve özellikleri (Das ve Ferbel, 2005, Dendooden, 2010)

Sintilatör	Yoğunluk g/cm ³	Bozunum Sabit (ns)	Maksimum Emisyon (nm)	Kırılma indisi	İşık çıkışı % Anthracene
Anthracene	1.25	30	447	1.62	100
Stilbene	1.16	4.5	410	1.62	50
Plastik (NE102)	1.032	2.4	423	1.581	65*
Sıvı (NE213)	0.874	3.7	425	1.508	78

* tipik plastik organik sintilatör için ışık çıkışı değeri 10000 foton/MeV

norganik sintilatörler

norganik sintilatörlerde ışık emisyonu kristalin yapısı ile ilgilidir. Gelen yüklü parçacıklar ortamın iletim ve deşerlik bandında elektron-deşik çiftleri meydana getirir ve elektronlar tekrar deşerlik bandına geri döndüğünde fotonlar salınır. Salınan ışığın frekansı ve cevaplama zamanı iletim ve deşerlik bandı arasındaki boşluğa bağlıdır. Bunlar materyalden materyale deşerlik göstermektedir. Işık verimini arttırmak ve daha hızlı bir cevaplama sağlamak için kristallere küçük miktarda safsızlık katılanmıştır. Bu katkılamalar deşerlik ve iletim bandı arasındaki boşlukta elektronik aktivasyon alanları yaratır. Bu alanlar iletim bandından gelen elektronlar tarafından

doldurulabilir böylece emisyon olasılığını artırabilir, ışık dalga boyu ve materyal bozunum zamanını değiştirebilir (Fabjan ve Gianotti, 2003). Küçük bir aktivatör safsızlık içeren alkali halid kristallerin en yaygın olanı Sodyum iyodür talyum katkılı NaI(Tl) ve CsI(Tl) materyalidir. Talyum (Tl) safsızlık aktivatörüdür. Diğer kristaller CsF₂, CsI(Tl), CsI(Na), KI(Tl) ve LiI(Eu) içermektedir. Alkali olmayan materyaller ise Bi₄Ge₃O₁₂ (BGO), BaF₂, ZnS(Ag), ZnO(Ga), CaWO₄, PbWO₄ ve CdWO₄ gibi kristallerdir (Das ve Ferbel, 2005).

inorganik kristallerin dezavantajlarından birisi su tutabilir (higroskopik) olmasıdır. NaI buna en uygun örneklerden birisidir. Diğer higroskopik kristaller CsF, LiI(Eu) ve KI(Tl)'dir. Diğer yandan BGO ve BaF₂ higroskopik değildir. Yüksek yoğunluk ve yüksek atom numarasından dolayı inorganik kristallerin avantajı daha büyük durdurma gücünde olmalarıdır.

Tüm sintilatörler arasında inorganik kristaller en yüksek ışık çıkışına dolayısıyla daha iyi enerji çözünürlüğüne sahiptirler. Bu onları gama-ışını ve yüksek enerjili elektron-pozitron deteksiyonu için uygun detektör yapmaktadır. Örneğin BaF₂ inorganik kristalinin bozunma zamanı ps mertebesindedir ve en hızlı plastikten iki kat daha hızlıdır. Fakat bu bileşimin toplam ışık çıkışı düşüktür (Das ve Ferbel, 2005). Bazı inorganik sintilatörler ve özellikleri Çizelge 5.8'de verilmiştir.

Çizelge 5.8. inorganik sintilatörler ve özellikleri (Beringer vd, 2012; Dendooden, 2009; Knoll, 2010)

Sintilatör	Yoğunluk g/cm ³	Bozunma Zamanı (ns)	Maks. Emisyon (nm)	Kırılma indisi [#]	Işık çıkışı (Photon/MeV)
NaI(Tl)	3.67	230	410	1.85	38000
BGO	7.13	300	480	2.15	8200
BaF ₂	4.89	630s 0.9f	300 ^s 220 ^f	1.5	1400 ^s 9500 ^f
CsI(Tl)	4.51	1300	560	1.79	2000 ^f
CsI(pure)	4.51	35 ^s 6 ^f	420 ^s 310 ^f	1.95	2300
PbWO ₄	8.3	30 ^s 10 ^f	425 ^s 420 ^f	2.2	500
LSO(Ce)	7.4	40	420	1.82	25000
GSO(Ce)	6.71	600 ^s 56 ^f	430	1.85	9000
<i>Üst indis s; decay time için yavaş bileşen, Üst indis f; decay time için hızlı bileşen</i>					

Organik ve inorganik kristallerin kıyaslanması

Organik sintilatörler hızlıdır fakat düşük ışık verimine izin verir. inorganik sintilatörler ise yüksek bir ışık verimine ve iyi bir sinyal lineerliğine sahip iken sinyal süresi genellikle yavaştır (Fabjan ve Gianotti, 2003). Işık çıkışının lineer enerji depolanması ve sıcaklık arasındaki ilişki u ekildedir:

Lineerlik Belirli bir minimum enerji üzerinde çoğu sintilatörün enerji depolanması lineere yakın bir tarzda davranır yani sintilatörün ışık çıkışı uyarma enerjisi ile doğrudan orantılıdır.

Sıcaklık bağımlılığı Çoğu sintilatörlerde ışık çıkışı sıcaklığın bir fonksiyonudur. Bu bağımlılık genellikle oda sıcaklığında zayıftır fakat normalden farklı sıcaklıklarda çalışılırsa bu durum dikkate alınmalıdır. Organik sintilatörlerde ışık çıkışı -60°C ve 20°C arasında sıcaklıktan bağımsızdır ve 60°C 'de bu değer %95'e düşer (Das ve Ferbel, 2005).

Fosforesanstan dolayı inorganik sintilatörler genellikle organik sintilatörlerden 2-3 kat daha yavaş cevaplamaya sahiptir (yaklaşık 500 ns). Fakat çoğu durumda emisyonun zaman evrimi bir veya iki eksponansiyel bozunum formunda tanımlanır.

Organik materyallerdeki sintilasyon mekanizması molekülle ilgili iken inorganik sintilatörler kristallerdeki elektronik bant yapısının özelliğidir. Bir nükleer parçacık materyale girdiği zaman iki süreç meydana gelebilir. Kristalin derlik bandındaki bir elektron iletkenlik bandına uyarılarak kristal iyonla tırılabilir böylece elektron-de i çifti üretir. Diğer iletim bandının hemen altında bulunan bir banda bir elektronu uyarılmasıyla "exciton" yaratabilir (Das ve Ferbel, 2005). "Exciton", elektrostatik Coulomb kuvvetiyle birbirini etkileyen bir elektron-de i in bağımlı durumudur (Liang, 1970).

Bir deney için kristal seçimi kristalin kendisine ait özelliklerinden ziyade bazı pratik nedenlerden dolayıdır. Bunlar

- Maliyet
- Kararlılık, yoğunluk, sıcaklık bağımlılığı
- Cevap verme hızı
- Radyasyon dayanıklılığı
- Çıkan ışığın dalga boyu ve foto-detektör arasındaki uyum
- Çıkan ışığı toplayan aygıtların (fotoçalıştırıcı veya fotodiyotlar) verimidir.

Kalorimetreler teknikleri bakımından “homojen” ve “örnekleme (sampling)” kalorimetreler olmak üzere ikiye ayrılabilir.

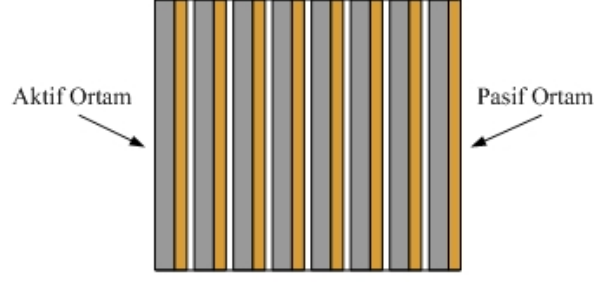
Homojen kalorimetreler

Bu detektörlerin en önemli avantajı gelen parçacığın tüm enerjisinin aktif ortamda depolanmasından kaynaklanan mükemmel enerji çözünürlükleridir. Diğer yandan homojen kalorimetreler kolaylıkla enine ve boyuna kısımlara ayrılabilirler. Ayrıca oldukça ucuz materyallerden yapıldıklarından dolayı nadir olayları detekte etmek için geniş hacimlere ihtiyaç duyulan nötrino ve astroparçacık fiziklerinde de çalıştırılabilirler.

Sinyalin ışık biçiminde (Cherenkov veya Scintillator) toplandıktan detektörlerde aktif ortamdan kaynaklanan fotonlar fotoçalıştırıcı tüp ile fotoelektronlara dönüştürülürler. Enerji çözünürlüğüne bir katkıda fotoelektronların istatistiksel dalgalanmalarından gelir. Bu katkı $\propto 1/\sqrt{N_{fe}}$ biçimine sahiptir, burada N_{fe} fotoelektron sayısıdır ve N_{fe} küçükse bu katkı önemlidir.

Örnekleme kalorimetreler

Şekil 5.13'deki gibi örnekleme kalorimetrelerde aktif ve pasif ortamlardan oluşur. Soğurucu pasif ortamdır ve gelen parçacığın enerjisini azaltmada kullanılır. Aktif ortam ise detekte edilebilir sinyaller sağlamaktadır. Homojen kalorimetreler gelen parçacığın enerjisini azaltma ve sinyal üretimi görevlerini üstlenir.



ekil 5.14. Örneklemeye kalorimetresinin görünümü

Örneklemeye kalorimetreler homojen kalorimetrelere göre daha kötü enerji çözünürlüğüne sahiptir. Aktif tabakalar arasına yerleştirilmiş soğurucu tabakalardan dolayı üretilen örneklemeye dalgalanmalarına sahiptir. Diğer yandan örneklemeye kalorimetreler homojen kalorimetrelere kıyasla enine ve boyuna bölümlenmek daha kolaydır. Bu nedenle daha iyi konum çözünürlüğü ve parçacık teşhisine sahiptir. Bunlar genellikle hadronik sanakları ölçmek için kullanılırlar. Çünkü uygun bir detektör kalınlığı ve yeterli etkileşim uzunluğu (tipik olarak $<2m$) sağlarlar. Ayrıca hadronik enerji çözünürlüğü kuvvetli etkileşimlerin doğasından ve örneklemeye dalgalanmalarından dolayı sınırlıdır (Fabjan ve Gianotti, 2003).

Örneklemeye kalorimetreler aktif ortama göre sınıflandırılabilir; sintilasyon, gaz, katı-hal ve sıvı kalorimetreler. Sintilasyon aktif ortam için sinyal ışıık biçiminde diğer kalorimetre durumları için elektrik yükü biçiminde toplanırlar ve genellikle soğurucu materyal olarak çelik, demir, bakır ve uranyum kullanılır.

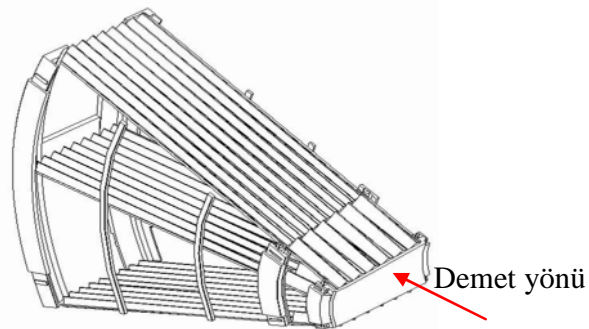
a-Sintilasyon örneklemeye kalorimetre Örneklemeye kalorimetrelerin çoğunda fiberler ve tabakalarla çevrilmemiş organik sintilatörler kullanılır. Bu detektörler diğerlerine göre daha ucuzdur, hızlı cevap vermeye ve iyi bir ışıık verimine sahiptir, soğurucu ve sintilatör miktarları arasındaki oran uygun şekilde ayarlanarak telafi edilebilir.

b-gaz örneklemeye kalorimetre Gaz örneklemeye kalorimetreleri özellikle düşük maliyet ve bölümlenmedeki esneklikten dolayı geniş kullanım alanına sahiptir. Bu kalorimetrelerde aktif tabakalardaki yol uzunluğu de i mi gibi birkaç etkiden kaynaklanan katkılar vardır. Bu nedenle en uygun elektromanyetik enerji çözünürlüğü ($\leq \%20/\sqrt{E(GeV)}$) karşılayamamaktadır.

c-Katı-hal örnekleme kalorimetre Ço u katı-hal örnekleme kalorimetrelerde aktif ortam silikondur. Bu detektörlerin asıl avantajı gaz kalorimetrelere göre yaklaşık 1000 kat daha büyük aktif tabaka yoğunluğunun olmasıdır. Bu durum çok karmaşık aygıt inasına ve daha yüksek sinyal-gürültü oranına neden olacaktır. Bu tekniğin asıl dezavantajı maliyetinin yüksek olmasıdır büyük ölçekli detektör kullanmayı engeller.

d- Sıvı örnekleme kalorimetre Kriyojenik-sıvı (aktif ortamı sıvı argon olan) örnekleme kalorimetreler yüksek enerji fiziği deneylerinde oldukça geniş kullanıma sahiptirler. Bunun bazı avantajları vardır. Sıvı yoğunluğunu iyon odası modunda çalışmasını sağlaması için yeterli kadar yük sağlar. Örnekleme kalorimetreler istikrarlıdır ve kalibre etmek kolaydır çünkü aktif ortam hacim içerisine homojen olarak dağılır ve sinyal toplama hücreden hücreye (optiksel okunabilir detektörleri karakterize eder) de iğmelere maruz kalmaz. Bunlar iyi bir enerji çözünürlüğü sağlar ($\leq \%10/\sqrt{E(GeV)}$) ve kararlı bir cevaplama sağlar. Ayrıca radyasyona dayanıklıdır.

“Warm”-sıvı kalorimetreler üzerinden geçen kriyojenikler olmaksızın oda sıcaklığında çalışırlar. Fakat zayıf radyasyon direncine sahip olup saflık problemlerine neden olurlar. Bir diğer dezavantaj da ekil 5.15’de gösterilen “akordiyon” yapısıdır. Standart sıvı argon örnekleme kalorimetrelerde soğurucular ve aktif tabakalar gelen parçacığın yönüne dik olarak kullanılmıdır. Sıvı argon bölüklerinde saanıklardan dolayı üretilen iyonizasyon sinyali bölüklerin ortasında bulunan elektrotlarla toplanır.



ekil 5.15. Akordiyon kalorimetre görünümü (Riegler, 2011)

U ana kadar teknikleri bakımından sınıflandırılan kalorimetreleri sonraki kısımda etkileşim türleri bakımından EMC ve HAC olmak üzere ikiye ayrılacaktır. Elektromanyetik kalorimetreler, elektron ve fotonların elektromanyetik etkileşimleri

sayesinde (örneğin bremsstrahlung, çift üretim vb.) ile elektron ve fotonları ölçmede kullanılır. Hadronik kalorimetreler hadronları elektromanyetik ve güçlü etkilemeleri sayesinde ölçmede kullanılır.

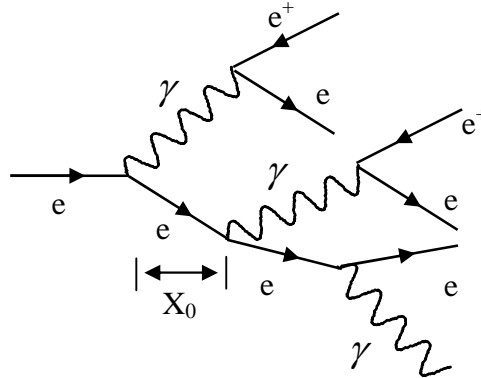
5.7.3.1 Elektromanyetik kalorimetre

Elektromanyetik kalorimetre elektronlar, pozitronlar ve fotonlar tarafından taşınan enerjiyi ölçmek için kullanılan kalorimetrelerdir. Bu tip kalorimetrelerde soğurulan parçacık kalorimetredeki madde ile elektromanyetik etkileme yapmaktadır. Bu kısımda elektromanyetik kalorimetrelerin fiziksel ve performansları üzerinde durulacaktır.

Elektromanyetik şaşırtma fizikisi

Elektromanyetik şaşırtma özellikle Bölüm 3.1’de ayrıntılı olarak anlatılan elektron-madde ve foton-madde etkileşimleri iyi bilinen birkaç QED süreci vasıtasıyla gerçekleşir. Bu süreçlere ait Feynman diyagramları ise Şekil 4.4 ve 4.12’de verilmiştir.

Şekil 5.16’da gösterildiği gibi materyal blokuna çarpan yüksek enerjili (> 1 GeV) elektron ve fotonlar bremsstrahlung ile ikincil fotonları veya çift üretim ile ikincil elektronları ve pozitronları üretir. Bu ikincil parçacıklar da aynı mekanizma ile diğer parçacıkları üretirler böylece parçacık şaşırtması olur (Fabjan ve Gianotti, 2003).



Şekil 5.16. Elektromanyetik şaşırtmanın görünümü

Bu durum, meydana gelen ikincil parçacıkların enerji depolarlarının iyonizasyon ile enerji kaybı yapacağı enerji depolarına kadar devam eder. Bu enerjilere

gelindi inde sa anakta yeni parçacık üretimi durur ve geriye kalan parçacıklar enerjilerinin tümünü iyonizasyon yoluyla kaybederler (Knoll, 2010). Sa anakdaki parçacık sayısı elektron bile eninin enerjisi kritik enerji () de eri altına dü ene kadar artmaktadır. Kritik enerji denklem 4.33'de verildi i gibidir. Bundan sonra enerji iyonizasyon ve uyarma ile harcanır ve di er parçacıklar üretimde harcanmaz.

Elektromanyetik sa ana ın ana özellikleri (boyuna ve yanal ebatlar) denklem 4.30'da verilen RL ile tanımlanır. Bölüm 3.1.2'de verildi i gibi Bremsstrahlung ile enerji kaybı eksponansiyel olarak de i ir ve bu de i im denklem 4.34'de verilmi tir. Benzer ekilde bir materyal blo unu geçen bir foton demetinin iddetindeki de i im denklem 4.53'de verildi i gibidir.

Denklem 4.36 ve 4.53 bir sa anak geli iminin gelen elektron ve foton için aynı oldu unu i aret etmektedir ve bu ifadeler RL cinsinden verilmesi materyalden ba ımsız oldu unu göstermektedir. Bu nedenle elektromanyetik sa anaklar RL'in fonksiyonu olarak genel bir biçimde tanımlanabilir. Örne in ortalama boyuna da ılımı

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \quad (5.8)$$

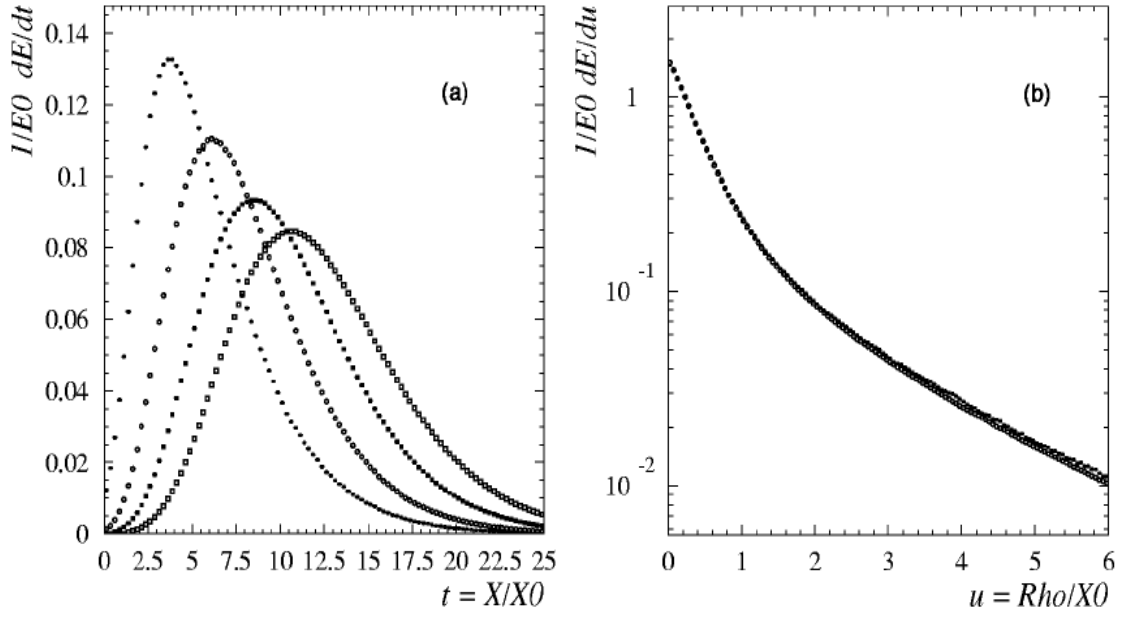
burada $t=x/X_0$ RL cinsinden materyal içerisindeki derinlik, a ve b gelen parçacı ın do ası ile ilgili parametrelerdir. Yani sa ana ın maksimum derinli i (ki bu durumda en fazla ikincil parçacık sayısı üretilir) yakla ık olarak

$$t_{maks} \cong \ln \frac{E_0}{\varepsilon} + t_0 \quad (5.9)$$

ile verilir. Burada t_{maks} RL cinsinden ölçülür, E_0 gelen parçacı ın enerjisi ve elektronlar (fotonlar) için $t_0 = -0.5(+0.5)$ 'dir. Bu ifade sa anak uzunlu unun yani gelen parçacı ın enerjisini so urması için gerekli olan detektör kalınlı ının logaritmik ba ımlılı ını göstermektedir. Sa anak enerjisinin %95'ini içeren kalorimetre kalınlı ı yakla ık olarak

$$t_{\%95} = t_{maks} + 0.08Z + 9.6 \quad (5.10)$$

ile verilir. Burada t_{maks} ve $t_{\%95}$ RL cinsinden ölçülmü tür. Yaklaşık $25X_0$ kalınlığındaki kalorimetre için aktif detektörün sonunda saçana boyuna sızdırması 300 GeV enerjili elektron için %1'den daha azdır. Şekil 5.17a'da farklı enerjilerdeki gelen parçacık için boyuna saçanak görünümü gösterilmiştir.



Şekil 5.17. (a) Farklı enerjilerdeki gelen parçacık için boyuna ve (b) dikine saçanak görünümü (Rinolfi, 2005)

Şekil 5.17b'de Moliere yarıçapına göre saçana enerji depolanması görülmektedir. Elektromanyetik saçana dikine ebadı ise saçanak ekseninden uzaklaşan elektron ve pozitronların çoklu saçılmasından kaynaklanır. Elektron ve pozitronlar tarafından salınan bremsstrahlung fotonları da bu saçana genişlemesine katkıda bulunmaktadır. Dikine ebadın ölçümü (tüm saçanak derinliği üzerinden integrali) bir RL ilerledikten sonra kritik enerjideki elektronların ortalama yan sapmasını temsil eden Moliere yarıçapı R_m ile verilir:

$$R_M (g/cm^2) = 21(MeV) \frac{X_0}{\epsilon(MeV)} \quad (5.11)$$

Burada denklem 4.33'de verilen kritik enerji ifadesi kullanılmalıdır.

Elektromanyetik kalorimetrelerin enerji çözünürlü ü

Elektromanyetik kalorimetreye enerji ölçümü, sa ana ın yüklü parçacıkları tarafından detektör materyaline enerji salınımı prensibine dayanır. Bu enerji salınımı gelen parçacı ın enerjisi ile orantılıdır.

Realistik bir kalorimetrenin gerçek enerji çözünürlü ü genellikle

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (5.12)$$

ile yazılabilir. Burada \oplus sembolü kuadratik toplamı göstermektedir. Bu ifadedeki ilk terim stokastik terimdir, ikinci terim gürültü (noise) terimi üçüncüsü ise sabit terimdir. De i en terimler gelen parçacı ın enerjisine ba lıdır. Bu nedenle en iyi kalorimetre tekni i deneyi farklı enerji aralıklarında i lemektir çünkü enerji çözünürlü üne farklı katkılar etki eder.

stokastik terim (a): Bu terim sa ana ın fiziksel geli imi ile ilgili dalgalanmalardan kaynaklanır. Homojen kalorimetrelerde iç dalgalanmalar küçüktür çünkü gelen parçacıkların monokromatik demeti tarafından detektörün aktif ortamda depolanan enerji her olayda dalgalanma yapmaz. Homojen elektromanyetik kalorimetrelerin tipik stokastik terimi $1/\sqrt{E(\text{GeV})}$ cinsinden yüzde birkaç seviyesindedir.

Di er yandan örnekleme kalorimetrelerde aktif ortamda depolanan enerji her olayda dalgalanır çünkü aktif tabakalar so urucu tabakalarla ayrılmı tır. Aktif tabakalara geçen yüklü parçacık sayısından, N_{ch} , kaynaklanan bu dalgalanmalar detektörlerin enerji çözünürlü ü için en önemli sınırlandırmayı temsil etmektedir. Bu yüklü parçacık sayısı

$$N_{ch} \propto \frac{E_0}{t} \quad (5.13)$$

ile orantılıdır. Burada t , RL cinsinden aktif ortamın kalınlı ıdır. Daha küçük kalınlıklarda, daha fazla detekte edilen parçacık sayısında iken daha iyi enerji

çözünürlü ü elde edilir. Böylece örnekleme kalorimetrelerin enerji çözünürlü üne so urucu kalınlı ının azaltılmasıyla ula ılabilir

Gürültü terim (b): Bu terim elektronik okuma (readout) kısmından kaynaklanır ve detektör tekni ine ve okuma çevrimine (detektör kapasitansına, kablolar vb.) ba lıdır. Örnekleme kalorimetrede bu terim örnekleme kesirinin artmasıyla azaltılabilir çünkü örnekleme kesiri daha büyüktür, aktif ortamdan gelen sinyal daha büyük ve bu nedenle sinyalin gürültüye oranı daha büyüktür.

Bu deneysel olarak görülebilecek bir nicelik oldu undan enerji çözünürlük hesabı yapılırken bu terim dikkate alınmayacaktır. Yani enerji çözünürlü ü hesabında

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus c \quad (5.14)$$

ifadesi kullanılacaktır.

Sabit terim (c): Bu terim parçacık enerjisine ba lı olmayan katkıları içerir. Parçacı ın detektöre çarptı ı noktalarla kalorimetrenin cevaplamasında de i ikliklere neden olması aletsel etkilerdendir. Bu etkiler istikrarsız cevaplamalara neden olur. Tutarsızlıklar detektör geometrisinden (örne in aktif ve pasif tabakaların düzensiz ekillere sahip olmasından), detektör ya lanması, radyasyon zararı, sıcaklık gradyenti, okuma sistemleri ve detektörün mekanik yapısındaki bozukluktan kaynaklanabilir. Enerjinin artmasıyla birlikte sabit terim elektromanyetik kalorimetrenin enerji çözünürlü üne baskın olacaktır ve tipik olarak EMC için sabit terim %1 veya daha dü ük seviyede tutulmalıdır.

Örnekleme kalorimetrelerde enerji çözünürlü ü %5–%20/ $\sqrt{E(GeV)}$ aralı ndadır. Örnekleme kalorimetrelerin bir di er önemli parametresi de örnekleme kesridir, bu ifade enerji çözünürlü ünün gürültü terimine etki eder.

$$f_{samp} = \frac{E_{mip}(aktif)}{E_{mip}(aktif) + E_{mip}(so)} \quad (5.15)$$

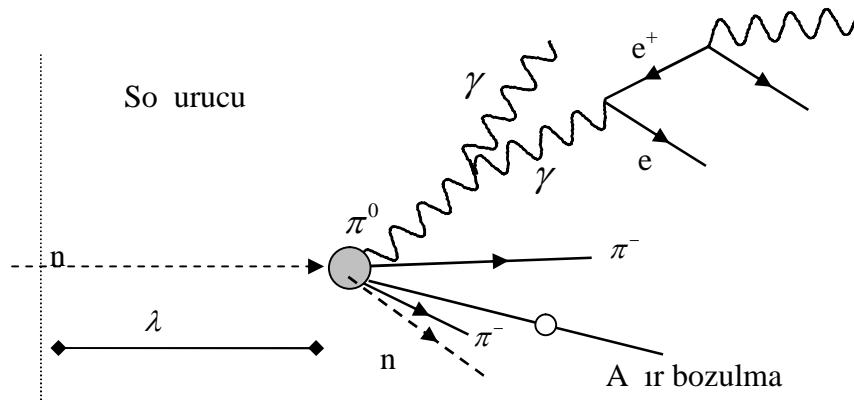
burada E_{mip} (aktif) ve E_{mip} (so urucu) gelen bir minimum-iyonize parçacı ın aktif ve so urucu ortamdaki enerji depolanmasını göstermektedir.

5.7.3.2 Hadron kalorimetre

Hadronik kalorimetreler çarpı madan sonra olu an hadronların (proton, nötron, pion ve di er mezonların) yani madde ile kuvvetli etkile me yapan parçacıkların enerjilerini ölçerler (Kawamura vd, 2000). Hadronik kalorimetreler bakır ve çelik gibi metal tabakalar ve aktif tabakalardan olu an örnekleme kalorimetrelerdir. Metal tabakaların görevi, hadronları inelastik çarpı ma vasıtasıyla dü ük enerjili ikincil hadronlara dönü türmektir. Tabakalar arasındaki algılayıcılar ise dü ük enerjili parçacıklarla orantılı olarak sinyaller üretirler. Hadronik kalorimetreler elektromanyetik kalorimetrelerin hemen arkasına yerle tirilir. Böylece elektronlar ve fotonlar elektromanyetik kalorimetrede so uruldu u için hadronik kalorimetrede üretilen sinyale katkıda bulunmazlar.

Hadronik sa anak fizi i

EM sa anaklara kıyasla, hadronların enerji azalımı kalorimetre materyaliyle artan kuvvetli etkile im sayısından dolayı devam eder. Hadronik kalorimetredeki sa anak elektromanyetik kalorimetrede olu an sa ana a kıyasla daha karma ıktır. ekil 5.17’de hadronik sa anak görünümü verilmi tir.



ekil 5.18. Hadronik sa anak görünümü

Bu durum hadronik ve nükleer süreçlerin sonucu çetli parçacıkların sa anak olu turmasından kaynaklanır (Fabjan ve Gianotti, 2003; Knoll, 2010).

Hadronik etkilemelerin etkileri iki sınıfa ayrılır. İki enerjilik ikincil hadronlar etkilemeleri arasındaki etkileme uzunluu u ($\lambda \approx 35A^{1/3} g cm^{-2}$ ile verilen) ortalama serbest yolu kat etmeleri, ikincisi materyal çekirdeği ile hadronik çarpı malarda birincil enerjinin önemli bir kısmını uyarma, nükleon buharlama, parçalanma gibi nükleer süreçlerde harcamasıdır.

Hadronik kalorimetrelerin enerji çözünürlüğü

Hadronik sa ana nın ortalama özellikleri de iç dalgalanmalarla ve bunun sonucu olarakta enerji çözünürlüğü tarafından belirlenir. Hadronik sa anaklar onların görünmez enerjileriyle ilgili olan nükleer etkilemeleri içermektedir. Hadronların sinyal cevablamasının elektromanyetik sa ana a kıyasla düşük olması beklenir yani $e/\pi > 1$ (e/π elektromanyetik ve hadronik sa anaklar tarafından yüklenen gözlenebilir sinyalleri temsil etmektedir). Her olayda görülebilir enerji iki uç (sınır) arasında dalgalanacaktır (yani ya tamamen elektromanyetik; bir elektron gibi aynı sinyali üretir ya da tamamen hadronik; görünmez enerjinin bir maksimum deeri R arasında). Bu basit analiz $e/\pi \neq 1$ olan durumlu aygıtlar için a a daki nitel sonuçları sa lar.

- F_{π^0} 'daki dalgalanmalar enerji çözünürlüğü nün ana bile enidir.
- Ortalama deeri, $\langle F_{\pi^0} \rangle$, enerji bağımlıdır ve bu nedenle kalorimetreler hadronlar için enerji ile nonlinear bir cevaplama sa sahiptir.
- Yukarıda bahsedilen dalgalanmalar gausyen deildir bu nedenle enerji çözünürlüğü $1/\sqrt{E}$ 'den daha zayıf derecelendirilir.

Görünmez enerji kaybını telafi edilebilen (yani $e/\pi = 1$) detektörler “kompanse” kalorimetreler olarak adlandırılır. Yapılan çalımlar $e/\pi = 1$ 'nin ba arılması için bir kalorimetrenin e/π cevabını ayarlamak mümkündür ve böylece performans en uygun hale getirilir. E er $e/\pi \neq 1$ ise birkaç önemli sonuç vardır. Enerji çözünürlüğü (artık $1/\sqrt{E}$ ile ölçülüyor ise) denklem 5.14'deki gibi verilir (Fabjan ve Gianotti, 2003).

Uranyum-sintilatör ve uranyum-sıvı Argon gibi en iyi örnekleme hadron kalorimetrelerde enerji çözünürlüğü $\%35/\sqrt{E}(GeV)$ de erine ulaşır. ATLAS çelik-sintilatör hadronik kalorimetre için bu değer $\%42/\sqrt{E}(GeV)$ olarak elde edilmiştir (Grupe ve Shwartz, 2008).

5.7.3.3 Müon kalorimetreler

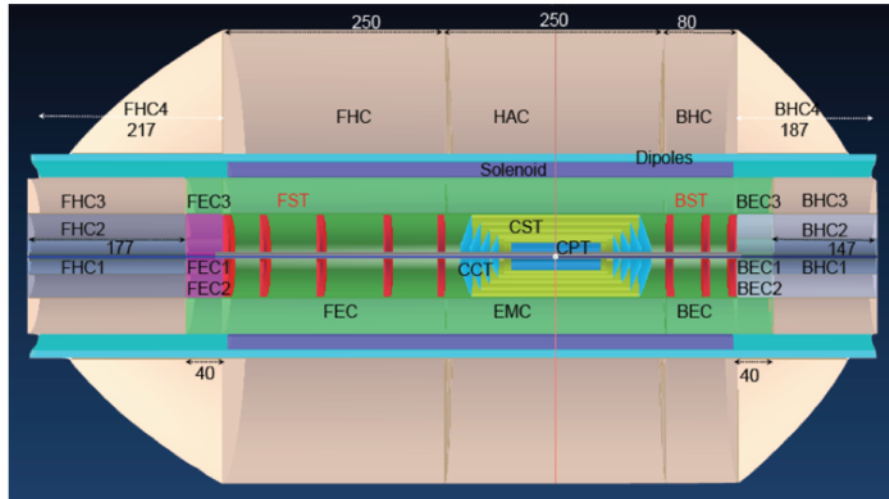
Müon odacıkları detektörlerin en dış kısmında bulunur ve çarpı madan sonra oluşan yüklü müon izlerini belirlemek için dizayn edilmiştir. Sadece müon ve nötrinolar bu uzaklığa erişebilirler. Müon kütlelerinin elektronunkinden yaklaşık 200 kat fazla olması sebebiyle atomlarla elektriksel bir etkilemeye girmezler. Bu nedenle müonlar elektromanyetik şarj taşıyan olamaz. Enerjileri 5 GeV civarında olan müonlar, bakır, çelik gibi metallerin her milimetresinde yaklaşık 1 MeV enerji kaybına uğradıkları için çok fazla enerji kaybetmeden kalorimetreleri geçebilir. Parçacık detektörlerinde müonların algılanması için çeşitli tiplerde tasarlanmış sistemler kullanılmaktadır. (Grupe ve Shwartz, 2008; Özkurt, 2007)

Kalorimetrelerin Avantajları

1. Hem yüklü hem de yüksüz parçacıklara duyarlı olduklarından nötron ve foton gibi yüksüz parçacıkların da enerjilerini ölçebilirler.
2. Kalorimetrelerin hem cevapları çok hızlıdır hem de çok sayıda parçacığı aynı anda ölçebilirler.
3. Detektör küçük bölümlere ayrılabilir. Böylece gelen parçacığın geliş açısı ve pozisyonu daha iyi belirlenebilir.
4. Kalorimetrelerde oluşan şarj taşıyan, hem boyuna hem de enlemesine olduğundan elektron, müon ve hadronlar için farklıdır. Bu farklılık kullanılarak parçacıkların kimlikleri belirlenebilir.
5. Kalorimetreye gelen parçacığın soğurulan enerjisi şarj taşıyan olumsuz yoluyla ikincil parçacıkların üretilmesinde kullanılır. Parçacık şarj taşıyan olumsuz ortalama ikincil parçacık sayısı olan $\langle N \rangle$, gelen parçacığın enerjisi E ile doğru orantılıdır. Enerji ölçümlerindeki belirsizlik (σ/E) , N de erindeki istatistiksel dalgalanmalardan ötürüdür. Böylece enerji çözünürlüğü enerji ile artar.

6. Kalorimetrede sa ana ın tamamını kapsamak için gereken uzunluk enerji ile logaritmik olarak de i ir. Oysa manyetik spektrometrenin boyutu sabit bir (dP / p) için $P^{1/2}$ ile do ru orantılıdır.
7. Kalorimetrelerin geometrik olarak kapsadı ı hacimden dolayı, kayıp dikine enerji ölçümlerini de yapmak mümkün olmaktadır. Bu da nötrino gibi madde ile zayıf etkile en parçacıkların dedekte edilmesinde kullanılmaktadır.
8. Kalorimetreler jetlerin enerjilerini ölçebilirler (Gruppen ve Shwartz, 2008; Özkurt, 2007).

Artık önerilen çarpı tırıcı için EMC ve HAC kısımları ile ilgili bilgi verebiliriz. ekil 5.19’da Linak-halka tipi LHeC detektörüne ait genel görünüm verilmi tir. Bölüm 5’in giri kısmında da anlatıldı ı gibi bu detektör asimetriktir ve EMC ile HAC kısımları arasında dipol magnet bulunmaktadır. Detektördeki tüm EMC ve HAC kısımları örnekleme kalorimetresi olarak tasarlanmı tır.

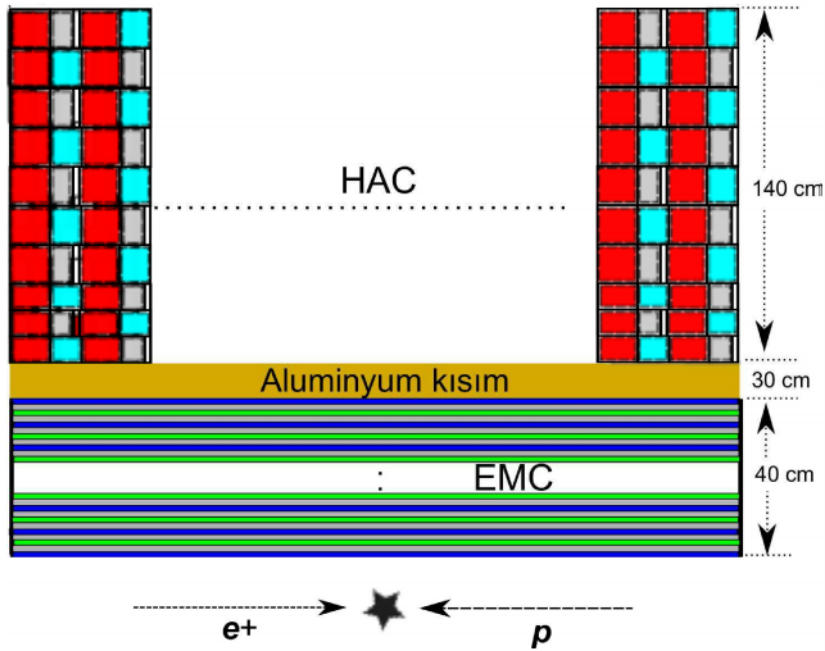


ekil 5.19. Linak-halka tipi LHeC detektörünün genel görünümü (Fernandez vd, 2012)

ekil 5.19’da gösterildi i gibi Fıçı (barrel) bölgedeki Hadronik fıçı kalorimetre (HAC-tile kalorimetre) demet yönünde (z ekseni) 280 cm uzunlu unda, iç yarıçapı 120 cm, dı yarıçapı sırasıyla 260 cm olup enine uzunlu u yakla ık 140 cm olan silindirik bir çelik-sintilatör örnekleme kalorimetredir. EMC’nin iç yarıçapı 48 cm, dı yarıçapı 88 cm olup toplam enine uzunlu u 40 cm ($30 X_0$)’dir ($X_0(\text{Pb})=0.56$ cm) ve HAC’ın 30 cm önünde yer almaktadır. HAC-fıçı ve EMC-fıçı arasındaki bu 30 cm’lik kısımda ise kriyostat

sistemi bulunmaktadır. Bu sistem alüminyum plakalar arasında solenoid ve dipol magnet barındırmaktadır.

ekil 5.20’de gösterildi i gibi hadronik fiçı kalorimetrede farklı uzunluktaki iki çelik tabaka so urucu görevi görmektedir ve ana (master) çeli in kalınlı ı 5 mm ve ara (spacer) çeli in kalınlı ı 4 mm’dir. Hadronik fiçı kalorimetrenin her bir modülü 11 satırdan olu maktadır. İlk satırda sırasıyla ana çelik (kırmızı), ara çelik (kırmızı), ana çelik, sintilatör (gri) ve hava (beyaz) bulunurken ikinci satırda ana çelik, sintilatör, hava, ana çelik ve ara çelik bulunmaktadır ve di er satırlarda benzer ekildedir. Sintilatörler ise 3 mm kalınlıklı ndadır ve kalorimetrenin plakaları demet yönüne dik yerle tirilmi tir. Fiçı kalorimetreye ait sintilatör kalınlı ı, boyuna ve toplam uzunlukları Çizelge 5.9’da verilmi tir.



ekil 5.20. Önerilen detektörün EMC&Al&HAC kısmı.

Çizelge 5.9. Fiçı kalorimetreye ait boyuna uzunluklar

Fiçı satırları	Radyal yönde Fiçı uzunlukları (mm)	Sintilatör kalınlıkları (mm)
1-3	97	3
4-6	127	3
7-11	147	3
x-derinli i	1407 (mm)	

LHeC detektörünün EMC-fiçı kısmı ise ekil 5.15’de’de verilen akordiyon ekindeki ATLAS Sıvı Argon (LAr) kalorimetre ile aynı yapıdadır fakat örnekleme kalorimetresi de benzer sonuçlar verdi i için yapılan çalı mada örnekleme EMC üzerinde durulmu tur.

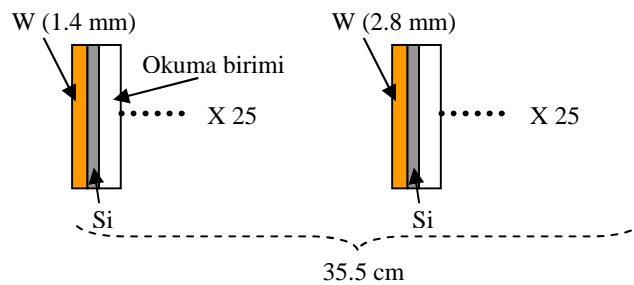
ekil 5.20’de görüldü ü gibi EMC-fiçı 8.5 mm’lik so urucu kur un plakalar (mavi) ve bu plakalar arasında 4 mm’lik plastik sintilatör (gri) plakalardan olu an kur un-sintilatör örnekleme kalorimetresidir. Bu kalorimetrede elektroni in bulundu u kısım vakumlanmı (ye il) olup 7.5 mm’dir.

Çizelge 5.10’da EMC ve HAC fiçı kalorimetrelerde kullanılan so urucu ve sintilatör kalınlıkları ile kalorimetrelerin toplam ebadları verilmi tir.

Çizelge 5.10. EMC fiçı ve HAC fiçı kalorimetrelere ait çe itli uzunluklar

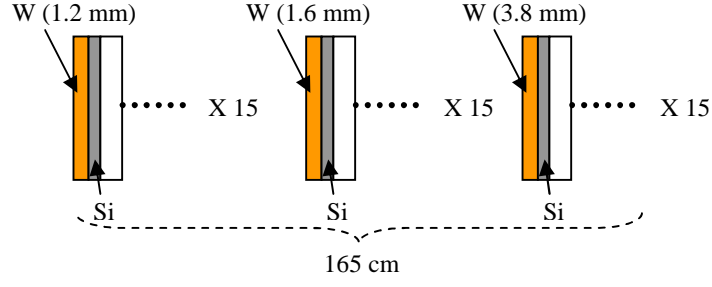
	So urucu (mm)	Sintilatör (mm)	Vakum (mm)	Enine uzunluk (cm)	Boyuna uzunluk (cm)
EMC-fiçı	8.5	4	7.5	40	250
HAC-fiçı	4-5	3	1	140	250

ekil 5.21’da gösterildi i gibi ileri yöndeki EMC’de (FEC) so urucu olarak tungsten (W-turuncu), aktif ortam olarak Silikon (Si-gri) kullanılmı tır. So urucu kalınlı ı FEC_{W-Si} ’de ilk 25 tabakada 1.4 mm ve sonraki 25 tabakada 2.8 mm kalınlı ındadır.



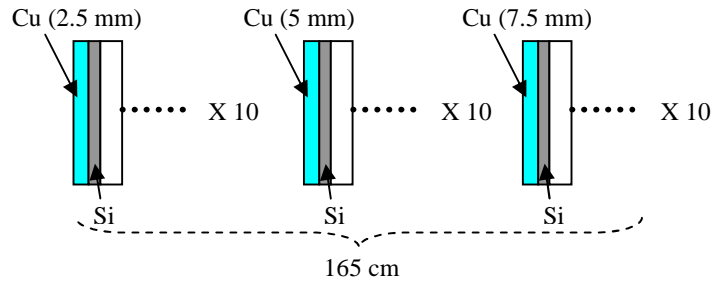
ekil 5.21. FEC_{W-Si} görünümü

leri yöndeki HAC (FHC)’de so urucu plakalar için W ve bakır (Cu-açık mavi) olmak üzere farklı iki opsiyon dü ünülmü tür. ekil 5.22’de gösterildi i gibi FHC_{W-Si} opsiyonunda so urucu kalınlı ı ilk 15 tabakada 1.2 mm, ikinci 15 tabakada 1.6 mm ve son 15 tabakada 3.8 mm kalınlı ındadır.



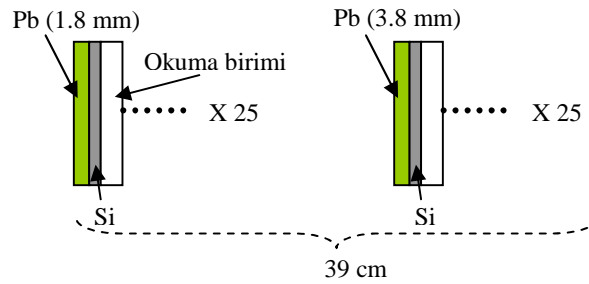
ekil 5.22. FHC_{W-Si} görünümü

ekil 5.23’de gösterildi i gibi FHC_{Cu-Si} opsiyonunda ise ilk 10 tabakada 2.5 mm, ikinci 10 tabakada 5 mm ve son 10 tabakada 7.5 mm kalınlı ındadır.



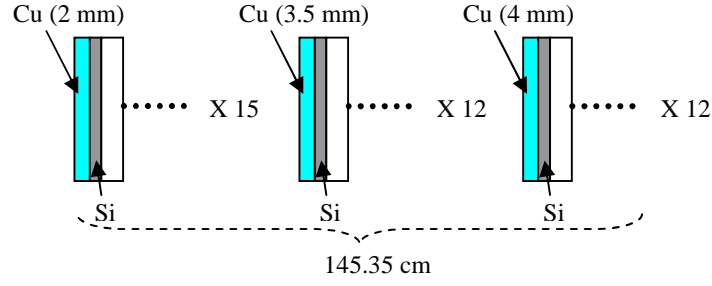
ekil 5.23. FHC_{Cu-Si} görünümü

Geri yöndeki EMC (BEC) için so urucu olarak kur un (Pb-ye il) kullanılmı olup ekil 5.24’de gösterildi i gibi Pb kalınlı ı ilk 25 tabaka için 1.8 mm ikinci 25 tabaka için 3.8 mm’dir.



ekil 5.24. BEC_{Pb-Si} görünümü

Geri yöndeki HAC (BHC)’de ise Cu so urucuların kalınlı ı ekil 5.25’de gösterildi i gibi ilk 15 tabaka için 2 mm, ikinci 12 tabaka için 2.5 mm ve son 12 tabaka için 4 mm’dir.



ekil 5.25. BHC_{Cu-Si} görünümü

Ayrıca ileri/geri yöndeki EMC ve HAC'ye ait uzunluklar ve kalınlıklar Çizelge 5.11'de verilmiştir. Çizelgedeki "instrumented" bo luklar iki absorber arasındaki mesafedir ve her bir modülde sırasıyla so urucu, sintilatör ve elektronik kısım bulunmaktadır. Si kalınlıkları ise 0.525 mm'dir. Elektronik kısım Si-destek yapıları (FR4=0.65 mm) ve Kapton tabanlı elektronik devre elemanları (1.15 mm) ile birlikte havadan oluşmaktadır.

Çizelge 5.11. İleri/Geri EMC ve HAC'ye ait kullanılan uzunluklar

Kalorimetre Modülü	Tabaka	Absorber (mm)	Kalınlık (cm)	nstr. Bo luk (mm)	Toplam Uzunluk (cm)
FEC _{w-si}	1-25	1.4	16	5	35.5
	25-50	2.8	19.5		
FHC _{w-si}	1-15	1.2	39	14	165
	16-31	1.6	48		
	32-46	3.8	78		
FHC _{Cu-Si}	1-10	2.5	30	5	165
	11-20	5	55		
	21-30	7.5	80		
BEC _{Pb-Si}	1-25	1.8	17	5	39
	26-50	3.8	22		
BHC _{Cu-Si}	1-15	2	39.75	6.5	145.35
	16-27	3.5	49.8		
	28-39	4	55.8		

Sonraki bölümde önerilen çarpı tırıcı için pozitron üretimi, yakalama verimi, 1 inlik, enerji depolanması ve enerji çözünürlü ü sonuçları incelenecektir.

BÖLÜM VI

MATERYAL ve METOD

6.1 MATERYAL

Bu çalışmada pozitron üretimi, hedef üzerinde enerji depolanması ve kalorimetrelerin enerji çözünürlüğü için “Monte Carlo” (MC) yöntemi kullanılarak incelenmiştir. Bu yöntem ile analitik çözümün zor ya da imkansız olduğu matematik problemlerinin çözümü için geliştirilmiş istatistiksel bir simülasyon tekniğidir. Monte Carlo yöntemi, parçacık etkileşimlerini tanımlayan niceliklerin belli olasılık dağılımlarına sahip olduğunu varsayımından yola çıkarak, madde içinde yol alan her parçacığın izlerini birer birer takip eder. Birçok parçacık için akı, enerji kaybı ve soğutulan doz gibi nicelikler kaydedilir ve bu dağılımlar için ortalama değerler hesaplanır.

Kullanılan MC metodlarının başında “FLUKA” (FLUKA) kodu gelmektedir. FLUKA, hadron, lepton ve iyon parçacıklarının tanımlı olduğu, parçacık transportu ve parçacıkların madde ile etkileşimlerini hesaplamak için geliştirilmiş çok amaçlı bir programdır. Fortran programlama dilinde yazılmıştır. FLUKA ile proton-proton çarpımları, proton ve elektron hızlandırıcılarının zırhlaması, hedef, kalorimetre, aktivasyon, dozimetri, detektör tasarımı, hızlandırıcı sürücü sistemleri, kozmik ışınlar, nötron fiziği, radyoterapi gibi pek çok uygulama alanlarına sahiptir. Ayrıca FLUKA ile birlikte “FLUKA Advanced Interface” (FLAIR)’de kullanılmaktadır. FLAIR, FLUKA girdi dosyalarını düzenlemede kolaylık sağlayan geliştirilmiş bir FLUKA arayüzüdür (Battistoni vd, 2007; Albrow ve Raja, 2007; Fasso vd, 2005; Fasso vd, 2013; Vlachoudis, 2013) ve verilerin GNUPLOT kullanarak çizdirilebilmesini sağlar. GNUPLOT kullanılabildiği komut satırı odaklı, iki veya üç boyutlu interaktif bir çizim programıdır (Williams ve Kelley vd, 2013). Bunların dışında parçacıkların manyetik alandan geçtikten sonraki faz uzayı dağılımlarının belirlenebildiği “A Space Charge Tracking Algorithm” (ASTRA) kodu ve ışınlık hesabı yapabilen CAIN kodu kullanılmaktadır. Ayrıca veri analizi yapabilen bir program olan ROOT kullanılmaktadır. ROOT, C ve C++ programlama diline dayalı, hem kod olarak hem de arayüz olarak çalışabilme imkanı sağlayan, üç boyutlu grafik çizdirebilme imkanına sahip bir programdır (Abe, 2013). Enerji çözünürlüğü değerleri kıyaslama yapabilmek için

“GEometry ANd Tracking” (GEANT4) simülasyon sonuçlarıyla kıyaslanmıştır. GEANT4, MC metodunu kullanarak madde içerisinde geçen parçacıkların simülasyonunu sağlayan bir programdır. Uygulama alanları tıbbi ve uzay biliminin yanı sıra yüksek enerji fiziği, nükleer fizik ve hızlandırıcı fiziğini kapsamaktadır (A -3, 2013).

Matematiksel hesaplamalar için MATHEMATICA kullanılmıştır. MATHEMATICA görüntü tanıma algoritmaları geliştirmek veya matematik öğrenmek için geliştirilmiş bir programdır (A -4, 2013).

6.2 METOD

Bu çalışmada Linak-LHC tabanlı çarpıcıdaki e^+p çarpıcısı üzerinde durulmuştur. Geleneksel metot (CM), Compton Geri saçılma metot (CBS) ve Undulatör tabanlı (UB) metodlarıyla üretilen pozitron sayıları FLUKA kodu yardımıyla belirlenmiştir. Bu kod sayesinde üç metot için en uygun hedef kalınlığı ve sürücü demet enerjisi belirlenmiş olup gelen demet (elektron veya gama) enerjisinin ve hedef kalınlığının fonksiyonu olarak e^+ verimi (pozitron sayısı/gelen demet sayısı) incelenmiştir. Ayrıca pozitron üretimi sırasında hedef üzerindeki enerji depolanması değerleri de FLUKA’ya ait USBIN çıktısını çizdirebilen FLAIR arayüzü ile belirlenmiştir.

Üretilen pozitronların yakalama verimi ise ASTRA kodu (Floetmann, 2011) ile AMD içerisindeki manyetik alandan geçen pozitronların AMD’den sonraki pozitronların faz uzayı dağılımlarını elde edilir. Böylece hızlandırılmadan önce üretilen pozitronların yakalama verimi belirlenmiş olur.

Dairesel hızlandırıcı olan LHC’de hızlandırılan protonlar ile lineer hızlandırıcıda hızlandırılan pozitron çarpıcılarının 1 yıllık hesabı tayininde ise CAIN kodu kullanılmıştır. Orjinalde e^-e^- (e^-e^+ , γe^- , $\gamma\gamma$) çarpıcıları için yazılmış olan CAIN kodu modifiye edilerek e^+p için de kullanılabilir.

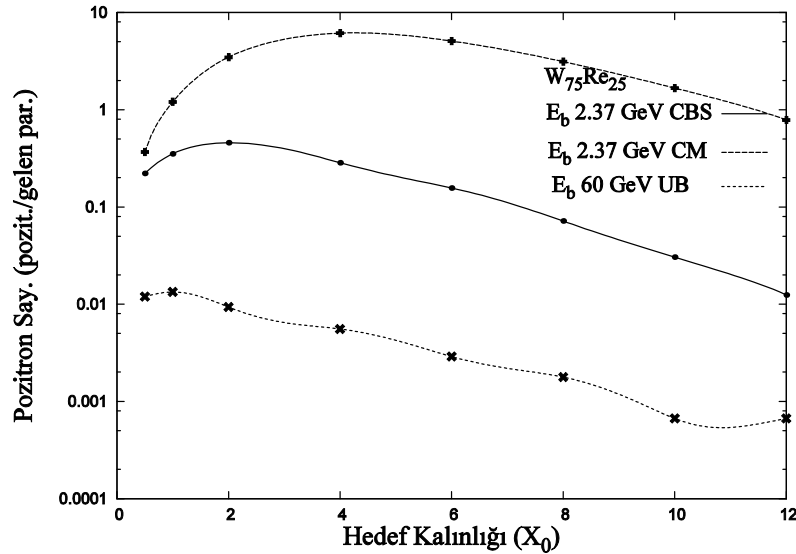
Çarpıcıma sonucunda ortaya çıkabilecek olası parçacıkların önerilen detektörün EMC ve HAC kısımlarındaki enerji depolanması değerleri FLUKA kodu, enerji çözünürlüğü ü de değerleri ise FLUKA+ROOT kullanılarak incelenmiştir.

Bahsedilen MC metotlarının dı ında bu metotlarla elde edilen verilerinin çizdirildi i
GNUPLOT grafik programı da kullanılmı tır.

BÖLÜM VII

BULGULAR VE TARTI MA

Elde edilen pozitron de erleri ve hedef üzerindeki enerji deposizyon de erleri sırasıyla FLUKA kodundaki USRBDX ve USRBIN kartı kullanılarak elde edilmiştir. Ekil 7.1’de her bir pozitron üretim mekanizması için farklı $W_{75}Re_{25}$ hedef kalınlı ına göre de i en pozitron sayıları görülmektedir. Ekilde görüldü ü gibi CM, CBS ve UB metodları için hedefe gelen demet enerjileri (E_d) sırasıyla 2.37 GeV, 2.37 GeV ve 55 MeV’dir ve bu demet enerjilerine göre optimum hedef kalınlıkları (maksimum pozitron veren hedef kalınlı ı) sırasıyla $4X_0$, $2X_0$ ve $0.5X_0$ olarak bulunmu tur. Ekil 7.1’den anla ılaca ı gibi CBS ve UB metodları ince hedef kalınlı ına gereksinim duymaktadır. Pozitron sayısı kaç ı derinli inden dolayı pik verdi i de erden sonra azalmaya ba lamaktadır. Kaç ı derinli i⁵ hedef yüzeyine ula abilen pozitronların sahip oldu u derinliktir. Kaç ı derinli i yüksek atom numaralı hedeflerde dü ük hedeflere göre daha yüksektir. Kaç ı derinli i ifadesindeki iyonizasyon enerji kaybı E_{dep} ifadesi E itlik 4.23 ile verilebilir. Ek-A’da 2.37 GeV’lik elektron demeti ve $W_{75}Re_{25}$ hedef için CM ile pozitron üretiminde kullanılan FLUKA girdi dosyası örne i verilmiştir.

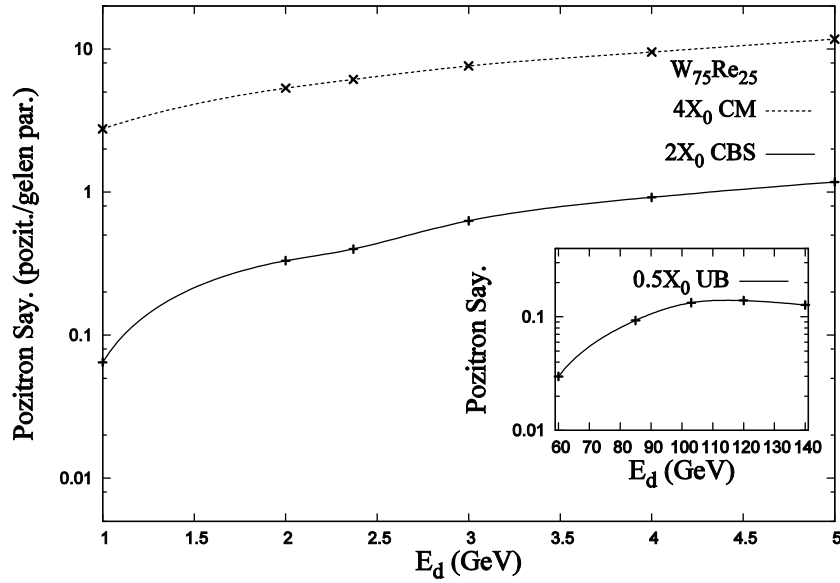


Ekil 7.1. Üç metod için hedef kalınlı ının fonksiyonu olarak pozitron sayısı

⁵ Kaç ı derinli i: $\frac{S_{kaç}}{X_0} = \frac{E_{poz}}{E_{dep} \rho X_0}$, E_{poz} pozitron enerjisi, E_{dep} iyonizasyon kaybı, ρ yo unluk ve X_0 1 inim uzunlu u [Floettmann, 2004).

ekil 5.7'den de görülece i gibi UB metotta elektron kayna ından (e-kayna ı) çıkan elektronlar pozitron üretim sistemine gönderilmeden önce LHC'ye te et ana linakta hızlandırılması gerekmektedir. Elektron kayna ından çıkan elektronlar ana linakta hızlandırılırken odaklayıcı ve da ıtıcı görevi gören magnetlerin akım yönü, aynı ana linakı kullanacak olan pozitronun hızlandırılması sırasında ters çevrilmesi gerekmektedir. Aksi takdirde pozitronlar protonlarla çarpı tılmadan önce ana linak sonunda uygun demet ebatlarına, enerji yayılımına vb. sahip olamayacaktır. Elektron ve pozitronun birbirine olan bu ba lılı ından dolayı ana linak i lem sırasında bu tür kısıtlamalara sahiptir.

ekil 7.2'de üç metot ve $W_{75}Re_{25}$ hedef için pozitron sayısının CM ve CBS metot için hedefe çarpan elektron demeti, UB metot içinse undulatöre gelen elektron demeti enerjisine göre de i imi gösterilmi tir. Tesir kesit ile orantılı olan çift üretimi ilgilenilen demet enerjilerinde baskındır. Aynı hedef için sa anak özellikleri hedefin belirli bir derinli inde meydana gelen ve demet enerjisi ile artan maksimum pozitron ürününe neden olur. Pozitron sayısı demet enerjisi ile bir artı a sahiptir fakat birkaç bin MeV de erinden daha yüksek enerjilerde çift üretim tesir kesiti yani pozitron sayısı doyuma ula ır. Üç metotta da pozitron sayısını artırmak için kullanılan elektron demeti iddeti ve enerjisi doyuma kadar oldukça uygun de erdedir.

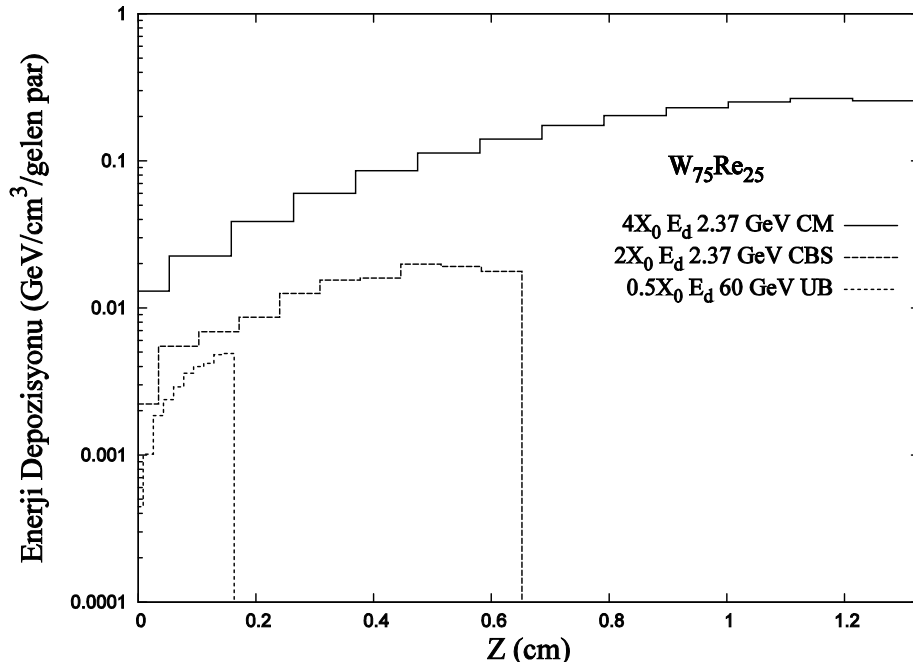


ekil 7.2. Sürücü demet enerjisinin fonksiyonu olarak pozitron sayısı

ekil 4.14’de de gösterildi i gibi yüksek çift üretim tesir kesiti yüksek üretim olasılı 1 verir ve orta demet enerjileri ile lineerdir fakat dü ük enerjilerde logaritmik olarak de i ir. Denklem 4.52’den de görülece i gibi sabit enerjili demet durumunda tesir kesit hedefin atom numarasının exponansiyel fonksiyonu olarak artar.

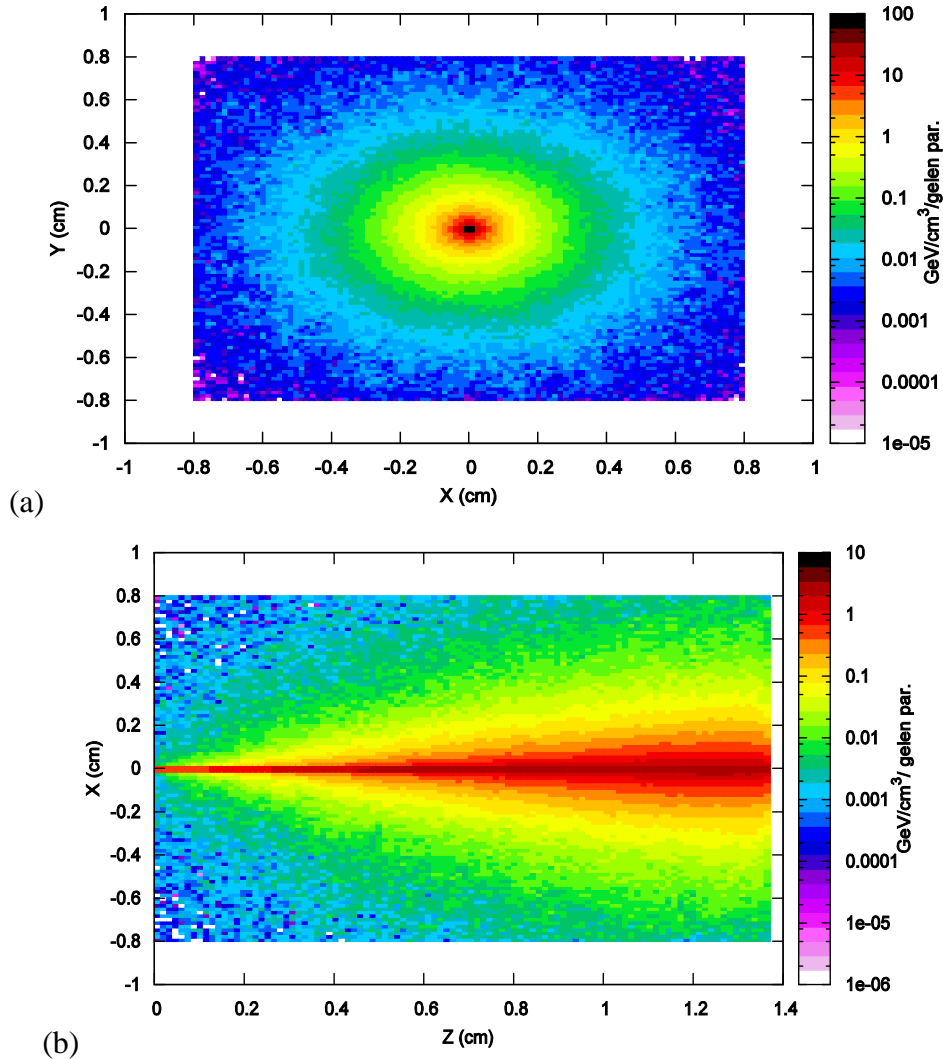
Üç metot için optimum $W_{75}Re_{25}$ hedef kalınlıklarında demet eksenini (z eksenini) boyunca enerji depolanması ekil 7.3’de verilmi tir (X_0 de erleri ise Çizelge 5.4’te verilmi tir). Her bir metottaki hedef ısınması gelen demetin (e veya foton) yükü, iddeti ve enerji kaybıyla ilgilidir. CM’ a kıyasla fotonlu durumda (CBS ve UB) hedefin termal stres de eri yüksek ısı kapasitesine sahip bir dü ük atom numaralı materyal kullanarak önemli derecede azaltılabilir (Dulong Petit kuralı). Bu durum hedefteki saçılmaları azaltmasından dolayı pozitron demetinin diverjansının küçük olmasına neden olur ve böylece Bölüm 5.6’da verildi i gibi pozitronların yakalanma verimi arttırılır.

Bölüm 4.2.2’de de verildi i gibi yüklü leptonların atomik elektronlardan saçılma yapması enerji depolanmasının baskın mekanizmasıdır. Böylece CM ile enerji depolanması CBS ve UB metodlara göre daha yüksek olacaktır ve enerji kaybı doyuma kadar logaritmik bir artışa sahiptir.



ekil 7.3. Üç metot için z eksenini boyunca enerji depolanması

CM için 2.37 GeV enerjili elektronlar tarafından $W_{75}Re_{25}$ hedef üzerindeki enine ve boyuna enerji depolanması ekil 7.4a ve 7.4b’de görülmektedir. Hedef üzerine gelen pozitron demetinin diverjansının artması enine enerji depolanmasının artmasına neden olur. Bu nedenle pozitron demetinin diverjansının küçük olması enerji depolanması bakımından da istenen bir durumdur.

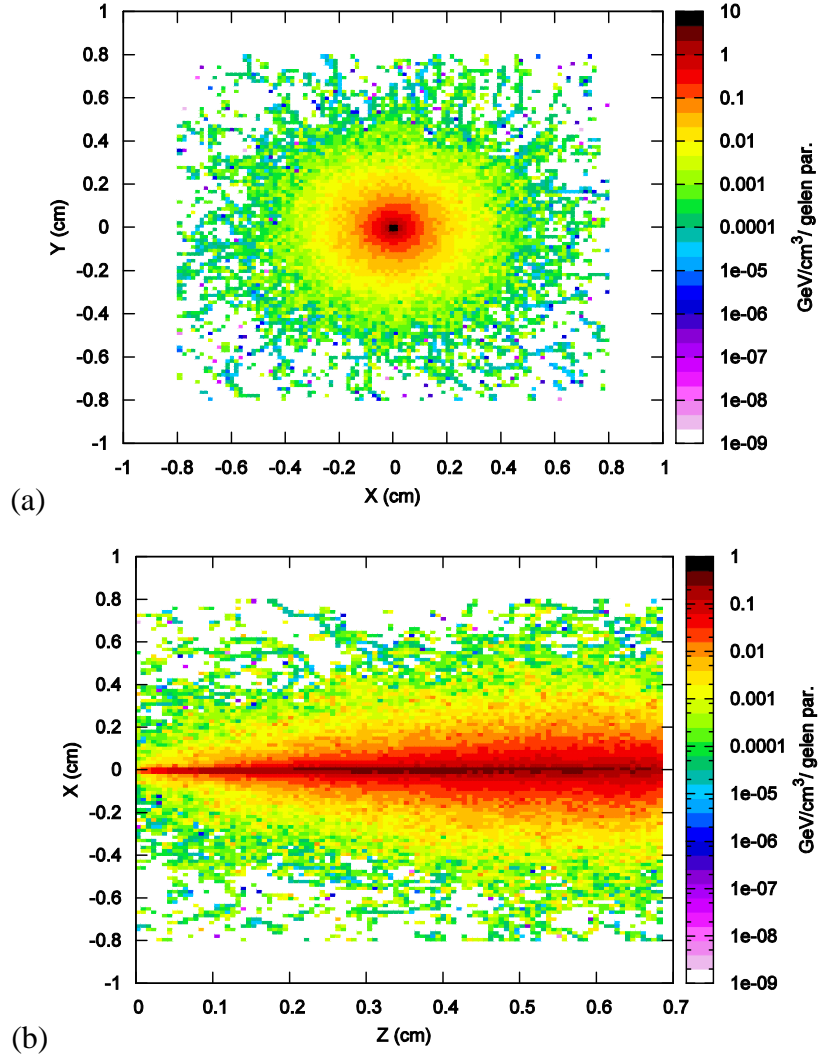


ekil 7.4. (a) CM ve $W_{75}Re_{25}$ için enine enerji depolanması ve (b) x-z boyutunda enerji depolanması

CBS metot için 2.37 GeV enerjili elektronların $W_{75}Re_{25}$ hedef üzerindeki enine ve x-z boyutundaki enerji depolanması sırasıyla ekil 7.5’de görülmektedir.

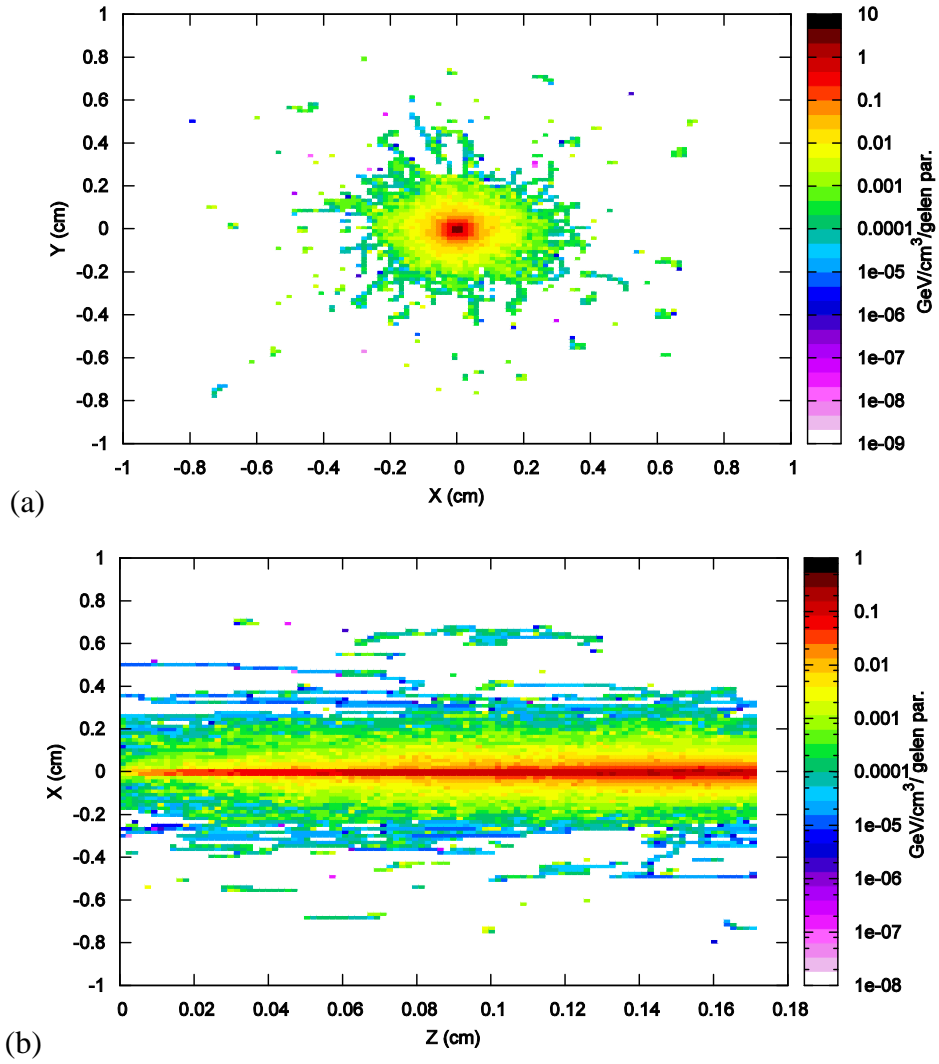
Hem hedef üzerine gelen demetlerin enerjilerinin düşük olması hem de Bölüm 4.4’de de bahsedildiği gibi foton-madde etkileşiminde tesir kesitinin küçük olması ve belirli bir

kalınlı a kadar enerji kaybetmemeleri nedeniyle enine ve boyuna enerji depolanması CM’da kıyasla daha az olacaktır.



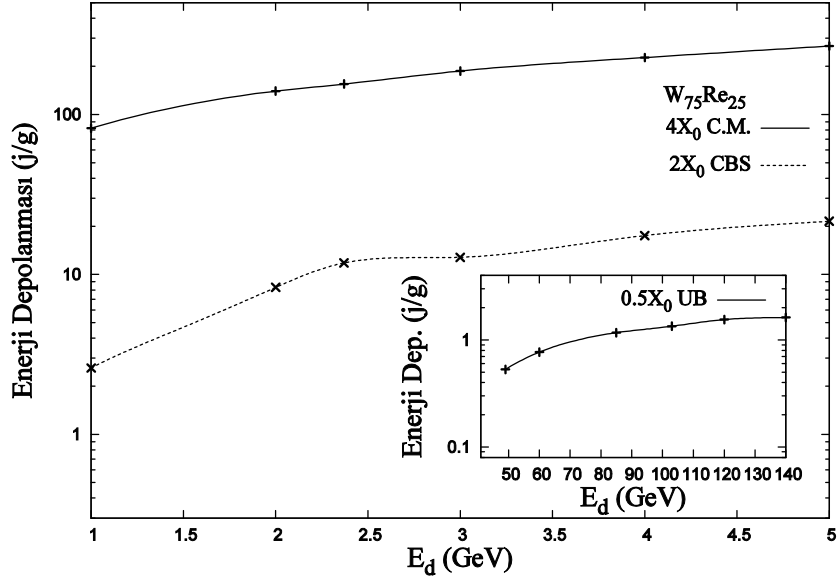
ekil 7.5. CBS metot ve $W_{75}Re_{25}$ için (a) enine enerji depolanması ve (b) x-z boyutunda enerji depolanması

UB metot için 55 MeV enerjili elektronların $W_{75}Re_{25}$ hedef üzerindeki enine ve x-z boyutundaki enerji depolanması sırasıyla ekil 7.6’da görülmektedir.



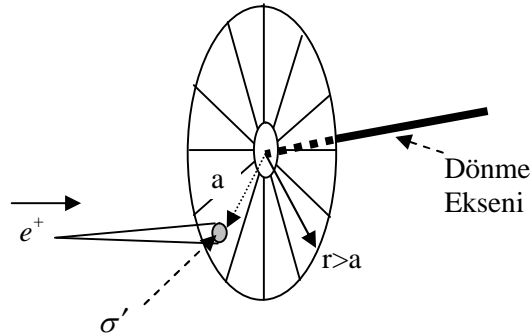
ekil 7.6. UB metot ve $W_{75}Re_{25}$ için (a) enine enerji depolanması ve (b) x-z boyutunda enerji depolanması

Yine üç metot için optimum kalınlıktaki $W_{75}Re_{25}$ hedefte enerji depolanmasının elektron demeti enerjisine göre de i imi ekil 7.7'de görülmektedir. Bölüm 5.2'de anlatıldı 1 gibi hedefteki zarar durumununundan sakınmak için enerji depolanması de eri 35 j/g de erini altında tutulmalıdır (Rinolfi, 2012). ekilden de anla ılaca 1 gibi CBS ve UB durumları için zarar de erleri e ik de erinin altındadır fakat CM için zarar de eri e ik de erini a ar. Bu nedenle CM için dönme hızı 50 m/s olan dönen hedef önerilmi tir.



ekil 7.7. Üç metot için atma baına enerji depolanmasının demet enerjisine göre de i imi

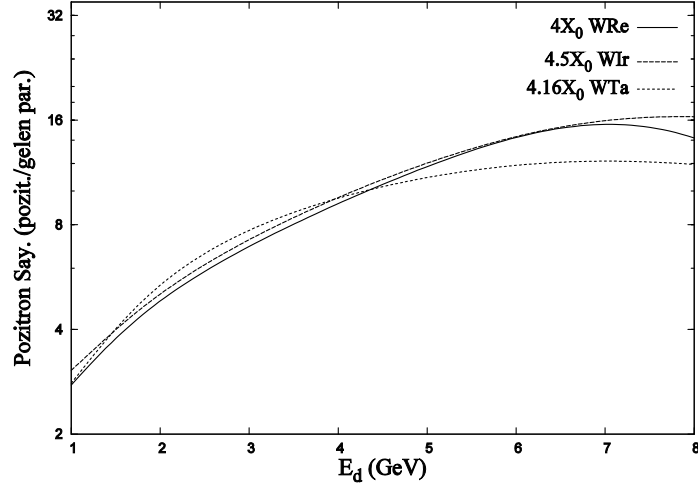
ekil 7.8’de dönen hedef resmedilmi tir. ekilde üst üste binme olmaksızın pozitron demetlerinin çarptı ı nokta dönme ekseninden $a=0.56$ mm uzaklıkta oldu u ve hedefe çarpan pozitronların diverjansı σ' olarak gösterilmi tir. Dönen hedef kullanılması durumda CM için zarar de eri bu öneri için 1404 defa azaltılabilir. Yani üst üste 1404 defa aynı noktaya çarpmak yerine birbirinden farklı 1404 noktaya çarpması sa lanır. Böylece zarar de eri CM için 0.11 j/g olarak elde edilmi tir.



ekil 7.8. Dönen hedef görünümü

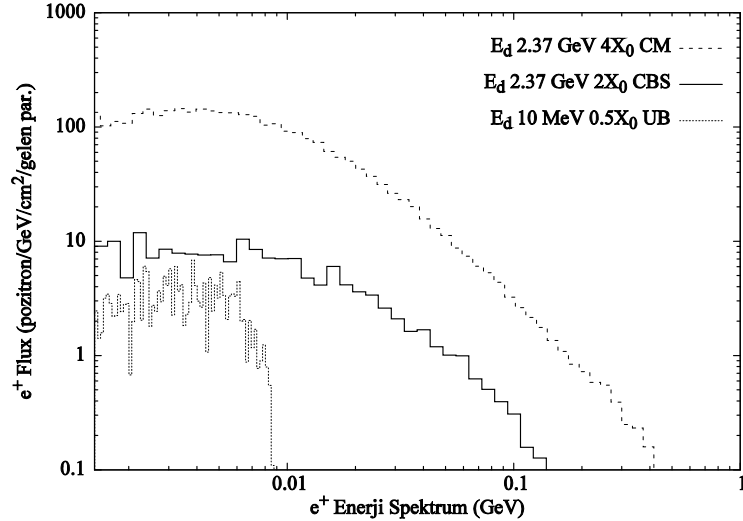
$W_{75}Re_{25}$ materyaline ek olarak $W_{75}Ta_{25}$ ve $W_{75}Ir_{25}$ hedefleri de önerilmi olup CM için pozitron sayısının elektron demet enerjisine göre de i imi incelenmi tir. ekil 7.9’te görüldü ü gibi artan enerjilerde hedefin yo unluk etkisinden dolayı pozitron sayısı doyuma sahiptir. Bu durumda gelen elektron demet enerjisine göre hedef seçimi

yapılabilir. ekil 7.9'dan da anlaşılacağı gibi $W_{75}Ta_{25}$ hedef diğer hedeflere kıyasla düşük enerjilerde yüksek enerjidekinden daha fazla pozitron sayısına sahiptir fakat yüksek enerjilerde $W_{75}Ir_{25}$ diğer hedeflere kıyasla daha iyi bir tercih olabilir.



ekil 7.9. CM için farklı hedefler için pozitron sayısının demet enerjisine göre değişimi

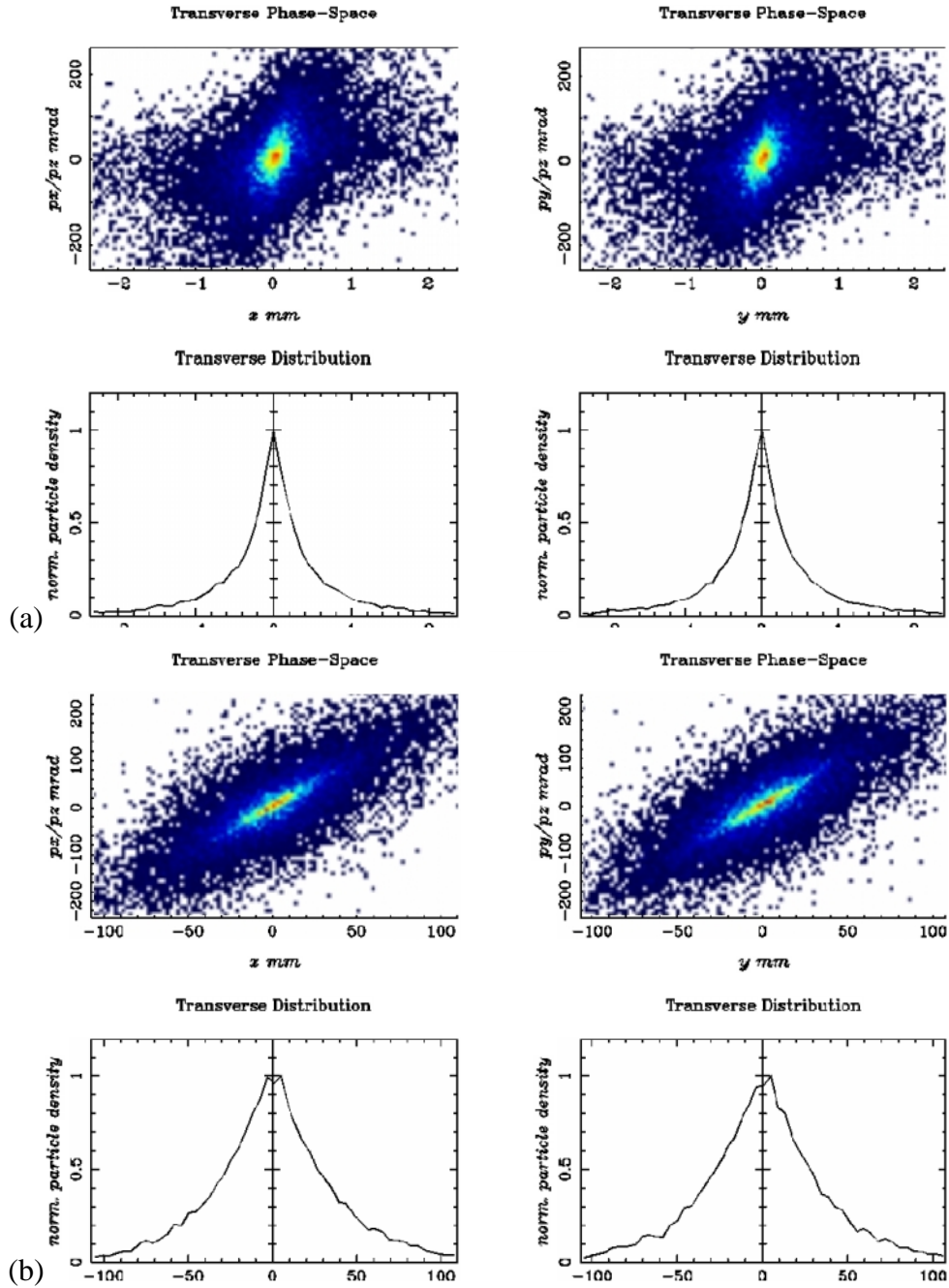
ekil 7.10'da üç metod için üretilen pozitron spektrumu görülmektedir. Pozitronların enerji spektrumu enerjileri ile ters orantılı olarak değişmektedir. Pozitron spektrumunun düşük enerjili kısmında birkaç MeV'lik (<0.002 GeV) üretilen pozitronlar da bulunur fakat soğurumdan dolayı spektrumda düşük enerjili kısmın spektrumun 0.002 GeV'lik kısmından sonrası çizdirilmidir.



ekil 7.10. Farklı hedef kalınlıklarındaki pozitron flux enerji spektrumu

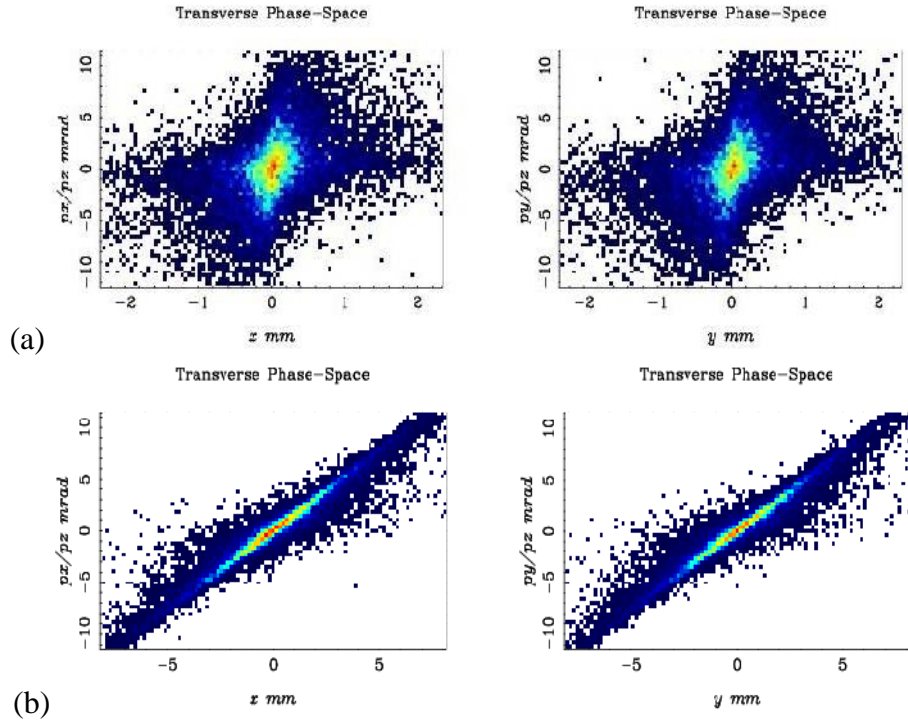
Bilindiği üzere pozitronları üretmek yeterli değildir aynı zamanda çarpı tırıcıda kullanılacak olan pozitron sayısının en yüksek yerde olmasını sağlamalıyız. Bu

nedenle Bölüm 5.6’da da verildi i gibi AMD kullanılarak bu pozitronları toplamak gereklidir. Önerilen çarpı tırıcı için tasarlanan AMD aynı bölümde verilmi tir. ekil 7.11a ve 7.11b’de 2.37 GeV’lik elektron demetinin $W_{75}Ir_{25}$ hedefi üzerine dü ürlmesiyle elde edilen pozitronların AMD’den önceki ve sonraki faz-uzayı da ılımı verilmi tir. Burada ASTRA kodunda enine emitans “cut” 0.2π m rad ve boyuna demet ebad uzunluk “cut” ise 10 mm olarak seçilmi tir. Ek-B’de AMD dizaynı için kullanılan ASTRA koduna ait örnek girdi dosyası verilmi tir.

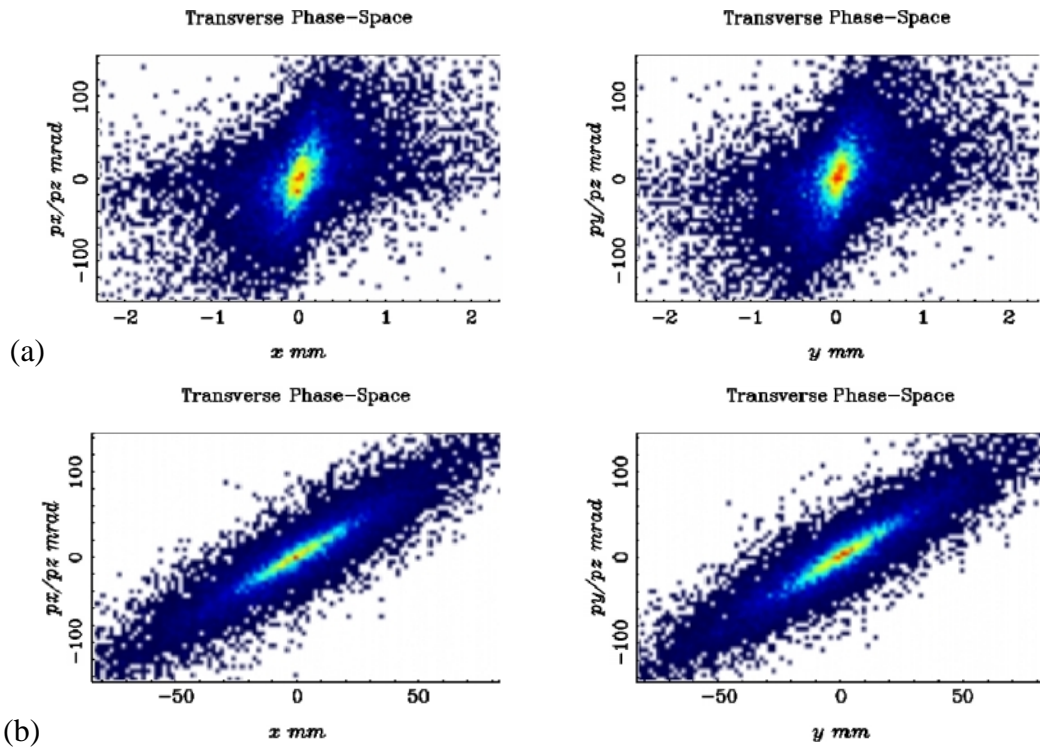


ekil 7.11. CM için 2.37 GeV’lik demet enerjisinde $W_{75}Ir_{25}$ için faz uzayı da ılımı (a) AMD’den önce (b) AMD’den sonra.

Aynı i lemler $W_{75}Re_{25}$ ve $W_{75}Ta_{25}$ içinde yapılarak AMD'den önceki ve sonraki pozitronların faz-uzayı dağılımı sırasıyla ekil 7.12 ve 7.13'de verilmiştir.



ekil 7.12. CM için 2.37 GeV'lik demet enerjisinde $W_{75}Ta_{25}$ için faz uzayı dağılımı (a) AMD'den önce (b) AMD'den sonra.



ekil 7.13. CM için 2.37 GeV'lik demet enerjisinde $W_{75}Re_{25}$ için faz uzayı dağılımı (a) AMD'den önce (b) AMD'den sonra.

Hedeften çıkan pozitron demetinin emitansı demet diverjansı ile belirlenir. Pozitronların büyük diverjansa sahip olmalarının nedeni hedef içerisinde çoklu saçılmalardır. Bölüm 5.6’da verildiği gibi demet diverjansı dolayısıyla çoklu saçılmalar yakalama verimini etkileyecektir. Ayrıca düşük enerjili fotonlarla üretilen pozitronların faz-uzayı daha yüksek yakalama verimine neden olur. Bu nedenle CBS ve UB metodlarında yakalama veriminin düşük enerjilerde daha yüksek olacağı eklenerek bakıp söylenebilir.

Yakalama verimi hedeften sonra yakalanan pozitronların üretilen pozitron sayısına oranıdır ve ASTRA ile üç metod ve üç farklı hedef için elde edilen yakalama verimleri Çizelge 7.1’de verilmiştir. Çizelgede verilen E_d CM ve CBS için elektron demeti (sürücü demet) enerjisi ve UB metod için undulatöre giren elektron demeti enerjisidir.

Çizelge 7.1. Üç hedef ve üç metod için sürücü demet enerjileri ve yakalama verimi

E_d (GeV)	Metod	Hedef	Yakalama verimi
2.37	CBS	$W_{75}Re_{25}$	0.76
		$W_{75}Ta_{25}$	0.98
		$W_{75}Ir_{25}$	0.21
2.37	CM	$W_{75}Re_{25}$	0.90
		$W_{75}Ta_{25}$	0.96
		$W_{75}Ir_{25}$	0.33
140	UB	$W_{75}Re_{25}$	0.87
		$W_{75}Ta_{25}$	0.60
		$W_{75}Ir_{25}$	0.38

Çizelge 7.2’de üç metod ve optimum kalınlıktaki üç hedef için depolanan enerji yoğunluğu ($GeV/cm^3/prim$) ve enerji depolanması (j/g) değerleri FLAIR kullanılarak elde edilmiştir ve FLUKA’ya ait USRBDX kartı kullanılarak üretilen pozitronların sayıları verilmiştir.

Çizelge 7.2’de verilen pozitron sayıları ile Çizelge 7.1’de verilen yakalama verimleri çarpılırsa AMD’yi geçen yani LHC protonlarıyla çarpıtırılacak olan pozitron sayılarını elde etmiş oluruz. Örneğin CBS metod ve $W_{75}Ta_{25}$ hedef için LHC protonlarıyla çarpıtırılacak olan paketçik başına düşük enerjili pozitron sayısını yukarıda hesaplarız;

$0.443 \times 0.98 \times 1.2 \times 10^{10} = 0.521 \times 10^{10}$ pozitron/paketçik. Elde edilen bu değerler Çizelge 7.3’de görülmektedir.

Çizelge 7.2. Üretim metotları için kıyaslama parametreleri

		CM	CBS	UB
Hedefe gelen demet enerjisi (GeV)		2.37	0.339 ^a	0.010 ^b
Hedefe gelen gama sayısı (elektron)/paketçik (10^{10})		(5.25)	1.2 ^c	2.92 ^d
Hedef üzerindeki demet enine ebadı x/y (FWHM [*])		32.8/32.8	1.5/1.5	2.44/2.44
Hedef kalınlığı (X_0)	W ₇₅ Re ₂₅	4	2	0.500
	W ₇₅ Ta ₂₅	4.16	2.03	0.555
	W ₇₅ Ir ₂₅	4.5	2.05	0.598
Pozitron sayısı/gelen parçacık	W ₇₅ Re ₂₅	5.791	0.447	0.03146
	W ₇₅ Ta ₂₅	5.945	0.443	0.03180
	W ₇₅ Ir ₂₅	6.208	0.446	0.03205
Hedef üzerindeki Depolanan Enerji (GeV/cm ³ /gelen parçacık)	W ₇₅ Re ₂₅	0.291	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$2.6 \cdot 10^{-3}$
	W ₇₅ Ta ₂₅	0.237	$1.6 \cdot 10^{-2}$	$2.3 \cdot 10^{-3}$
	W ₇₅ Ir ₂₅	0.247	$1.7 \cdot 10^{-2}$	$2.41 \cdot 10^{-3}$
Enerji depolanması (j/g/atma)	W ₇₅ Re ₂₅	158	10.78	0.86
	W ₇₅ Ta ₂₅	150	10.15	0.81
	W ₇₅ Ir ₂₅	145	10.02	0.79
^a CBS’de 2.37 GeV’lik elektron demeti enerjisi ile üretilen geri saçılan foton enerjisi.				
^b UB metotta undulatöre giren 60 GeV’lik elektron demeti enerjisi ile üretilen SEL enerjisi.				
^c CAIN spektrumu ile elde edilen değer				
^d Burada $2.92 \cdot 10^{10} = 6.49 \cdot 0.45 \cdot 10^{10}$ (6.49 gama/elektron UB metotta verilmiştir)				
[*] Yarı yükseklik full genişlik				

Çizelge 7.3. Üç hedef ve üç metot için AMD’yi geçen pozitron değerleri

Parametre	Hedef	CM	CBS	UB
Pozitron sayısı/paketçik (10^{10})	W ₇₅ Re ₂₅	27.362	0.408	0.0799
	W ₇₅ Ta ₂₅	29.962	0.521	0.0557
	W ₇₅ Ir ₂₅	10.755	0.112	0.0356

Önerilen çarpıcı tırıcı için 1 mlik değerleri CAIN kodu kullanılarak elde edilmiştir. Ek-C’de 60 GeV’lik pozitron demeti ve WRe hedef için 1 mlik hesabında kullanılan CAIN girdi

dosyası örneği verilmiştir. Çizelge 7.4'te linak ve LHC-demet parametreleri verilmiştir. Ayrıca 60 ve 140 GeV'lik Linak opsiyonu kullanılarak bahsedilen metodlar ve hedefler için hesaplanmış olan ınlık değerleri de aynı çizelgede verilmiştir.

Çizelge 7.4. Linak ve LHC-demet parametreleri (Gruppen ve Shwartz, 2008) ve ınlık değerleri

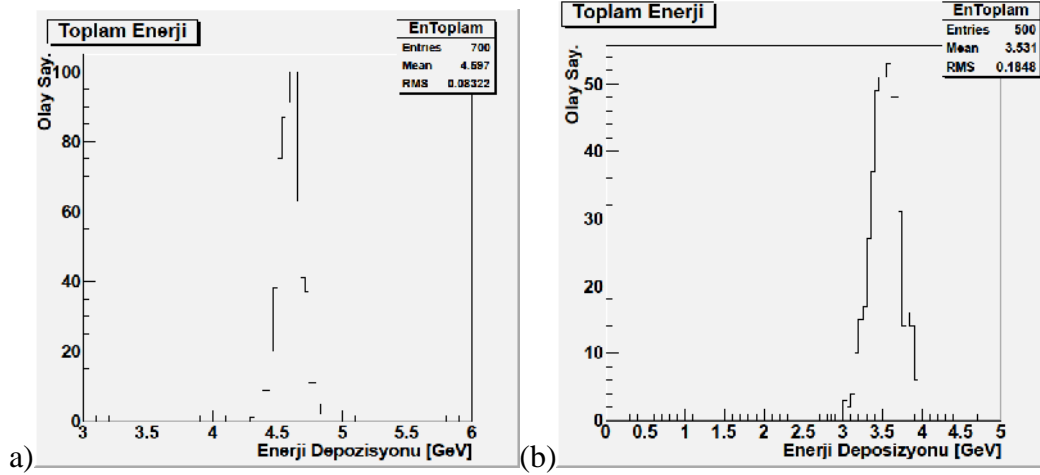
Hızlandırıcı Parametreleri		Linak (p-60&p-140)	LHC	
Demet enerjisi (GeV)		60	7000	
Enine demet ebadı (μm)		7	7	
Paketçik uzunluğu (mm)		0.3	75	
Parçacık sayısı/paketçik (10^{10})		0.45	17	
Paketçik sayısı		2808	1404	
Emitans $\epsilon_x(\epsilon_y)$ (μm)		50	3.75	
Tekrarlama oranı (Hz)		50	-	
Paketçik aralığı (ns)		50	50	
Çarpılma açısı ($^\circ$)		0	0	
e⁺ enerjisi	Hedef	ınlık ($cm^{-2} s^{-1}$)		
		CM (10^{33})	CBS (10^{31})	UB (10^{30})
60 GeV-linak	W ₇₅ Re ₂₅	2.688	4.007	7.847
	W ₇₅ Ta ₂₅	2.943	5.116	5.471
	W ₇₅ Ir ₂₅	1.056	1.099	3.496
140 GeV-linak	W ₇₅ Re ₂₅	2.89	4.310	8.438
	W ₇₅ Ta ₂₅	3.164	5.502	5.883
	W ₇₅ Ir ₂₅	1.136	1.183	3.759

Yapılan çalışmada elde edilen pozitron sayıları ile hedeflenen $10^{33} cm^{-2} s^{-1}$ 'lik ınlık değerlerine ulaşılabilmektedir. İndi önerilen LHeC detektörünün EMC ve HAC kısımları ile ilgili elde edilen sonuçlara geçelim.

Detektör bulguları: Enerji çözünürlüğü detektörün performansını belirleyen önemli bir parametredir, bu nedenle amaca uygun detektör dizayn edilirken dikkate alınmalıdır. Yapılan çalışmada tüm enerji çözünürlüğü değerleri FLUKA kodundaki EVENTBIN kartı kullanılarak elde edilmiştir ve Uludağ Üniversitesi Fizik bölümü öğretim

üyelerinden İhan TAPAN ve ekibinin yardımları sayesinde bu de erlerin GEANT4 olan uyumlulu u incelenmi tir. EMC için yazılımlı örnek FLUKA girdi dosyası Ek-D’de verilmi tir.

EVENTBIN kartı ile sadece aktif ortamlar yani sintilatörler üzerinde depolanan enerji de erleri bulunmu tur. Daha sonra EVENTBIN kartının çıktısını okuması için bir ROOT dosyası yazılımlı tir. Böylece ROOT dosyası kullanılarak sintilatörlerdeki enerji da ılımı elde edilmi tir (Veenhof, 2011). Bu enerji da ılım grafi inden faydalanarak RMS/Mean yani enerji çözünürlü ü de erleri (σ / E) belirlenmi tir. Örnek verecek olursak ekil 7.14’de EMC-fıçı için 100 GeV enerjili elektronun ve HAC-fıçı için 100 GeV enerjili elektronun sintilatörler üzerindeki enerji da ılımları görölmektedir. Bu grafiklerdeki RMS/Mean de erleri bize EMC-fıçı ve HAC-fıçı için 100 GeV enerjili elektronların enerji çözünürlü ü de erlerini vermektedir.

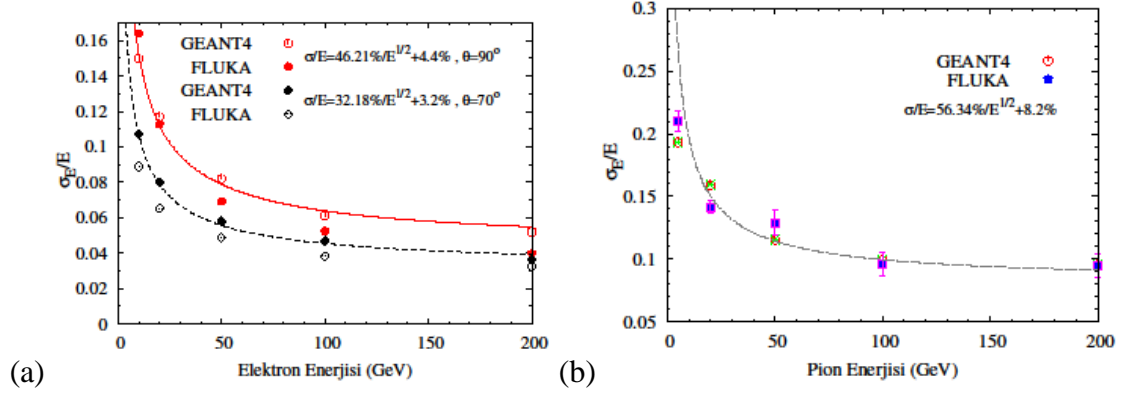


ekil 7.14. 90^0 ’lik açıyla (a) EMC-fıçı ve (b) HAC-fıçı kalorimetreye gelen elektron için ROOT kullanılarak elde edilen sintilatörler üzerindeki enerji da ılımı

Bu i lemler HAC-fıçı kalorimetreye 70^0 ve 90^0 ’lik açılarla gelen 3-200 GeV enerjili aralı ındaki elektron ve 90^0 ’lik açıyla gelen 3-200 GeV enerjili aralı ındaki π^- mezonu için tekrarlanarak HAC-fıçı kalorimetredeki enerji çözünürlü ü de erleri (noktalar) belirlenmi tir. Bu de erleri fit⁶ edilerek ve ekil 7.15a ve 7.15b’deki enerji çözünürlü ü grafikleri elde edilmi tir.

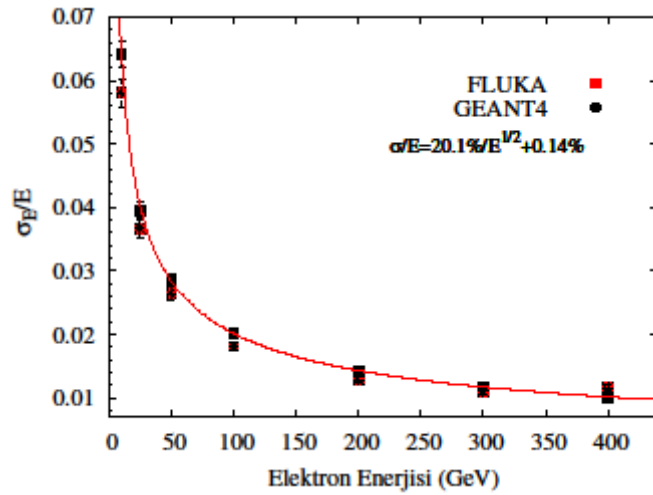
⁶ Enerji çözünürlü ü fit fonksiyonu (kuadratik toplam) $(\sigma/E) = \sqrt{(a^2/E) + c^2}$ ile verilir.

ekilde 7.15a'da siyah e ri 70⁰,lik ve kırmızı e ri 90⁰,lik açıda gelen elektron için enerji çözünürlü ü e risini göstermektedir. ekilden de anla ı laca ı gibi demetin plakalara çarpma açısı azaldıkça enerji çözünürlü ü ifadesindeki a ve c de erlerinin de azaldı ı açıkça söylenebilir. Her iki grafikde de FLUKA ve GEANT sonuçları birbiri ile oldukça uyumludur. Ayrıca elde edilen bu grafikler ATLAS-Fıçı kalorimetrenin enerji çözünürlü üyle de tutarlıdır.



ekil.7.15. a) Elektron için 70⁰ (kırmızı) ve 90⁰ (siyah)'de Fıçı kalorimetre enerji çözünürlü ü (b) Pion için 90⁰'deki enerji çözünürlü ü

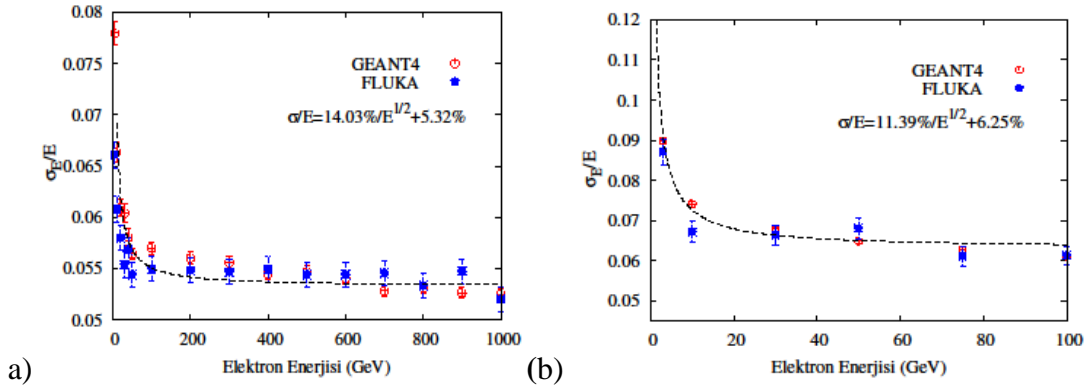
ekil 7.16'da ise 90⁰'lik açı ile gelen 10-400 GeV enerji aralı ındaki elektronun EMC-fıçı'deki enerji çözünürlü ü grafi i görülmektedir. Elde edilen enerji çözünürlü ü de eri GEANT4 ile oldukça uyumlu sonuçlar vermi tir.



ekil 7.16. 90⁰'de EMC enerji çözünürlü ü

A a ıdaki ekillerde ise farklı enerjili gelen parçacıklar için leri/Geri EMC ve HAC'deki enerji çözünürlükleri gösterilmektedir. ekil 7.17a ve 7.17b'de sırasıyla 1-

1000 GeV enerjili elektronun FEC_{W-Si} kalorimetresindeki ve 3-100 GeV enerjili elektronun BEC_{Pb-Si} kalorimetresindeki enerji çözünürlüğü grafikleri görülmektedir. Elde edilen enerji çözünürlüğü de erleri istenen aralıkta olup GEANT4 ile uyumlu sonuçlar vermiştir.



ekil 7.17. a) FEC_{W-Si} 1 GeV-1 TeV enerji aralığında elektron için enerji çözünürlüğü (b) BEC_{Pb-Si} 3-100 GeV enerji aralığında elektron için enerji çözünürlüğü

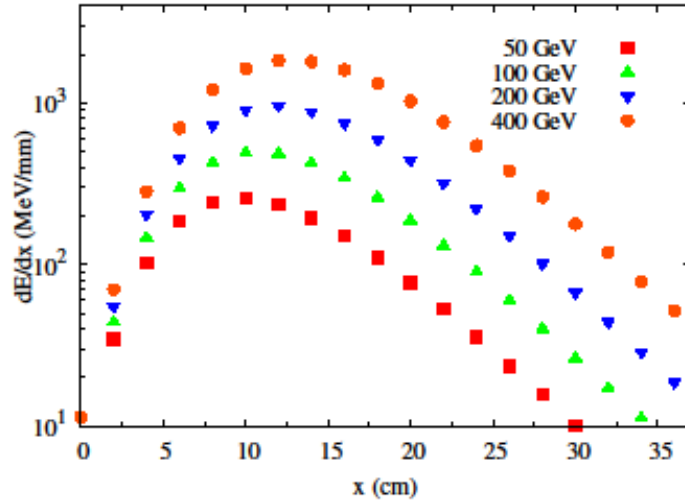
Farklı açılarda EMC ve HAC'ye gelen parçacıklar için elde edilen enerji çözünürlüğü de erleri Çizelge 7.5'de verilmiştir. Bölüm 5.7.3.1'de verildiği gibi EMC için enerji çözünürlüğü $\%5 - \%20/\sqrt{E(GeV)}$ aralığında ve Bölüm 5.7.3.2'de verildiği gibi HAC için enerji çözünürlüğü $\%35/\sqrt{E(GeV)}$ civarında olduğu undan bahsetmiştir. Çizelge 7.5'ten de görüldüğü gibi hemen hemen tüm de erleri istenen aralıktadır.

Çizelge 7.5. EMC ve HAC için enerji çözünürlüğü de erleri

Birim	Gelen Parçacık	Açı	Enerji çözünürlüğü
EMC-fıçı	e	90°	$\frac{\sigma}{E} = \frac{\%20.1}{\sqrt{E}} + \%0.14$
HAC-Fıçı	e	70°	$\frac{\sigma}{E} = \frac{\%32.8}{\sqrt{E}} + \%3.2$
		90°	$\frac{\sigma}{E} = \frac{\%46.21}{\sqrt{E}} + \%4.4$
HAC-Fıçı	π^-	90°	$\frac{\sigma}{E} = \frac{\%56}{\sqrt{E}} + \%8.2$
BEC (FEC)	e	90°	$\frac{\sigma}{E} = \frac{\%11.39(14)}{\sqrt{E}} + \%6.25(5.32)$

Fakat sadece HAC-Fıçı için 90°'lik gelen elektronun enerji çözünürlüğü istenen de erden yüksek çıkmasına rağmen ATLAS-fıçı kalorimetre ($\%42/\sqrt{E}(GeV)$) ile çok yakın sonuçlara sahiptir.

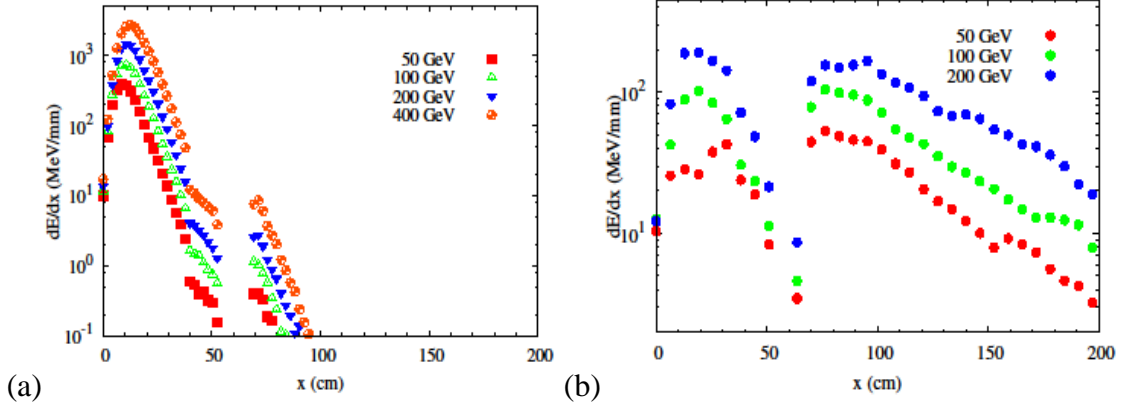
Kalorimetreler için önemli olan bir diğer önemli parametre de enerji depolanmasıdır. Bu çalışmada farklı boyuna ve enine sınırlı alan görünüşleri farklı enerjili pionlar ve elektronlarla çalışılmıştır. Şekil 7.18'de ise 40 cm uzunluğundaki EMC'de farklı enerjili elektronun boyuna enerji depolanması incelenmiştir. Şekilde de görüldüğü gibi düşük enerjili gelen demetler enerjilerinin tamamını, yüksek enerjili demetler ise neredeyse tamamını kalorimetrede bırakmaktadır. Bölüm 5.7.3.1'de anlatıldığı gibi sınırlı alan enerjisinin %95'ini içeren kalorimetre kalınlığını belirlemek için denklem 5.10 kullanılır. Örneğin 400 GeV enerjili elektron ve Z=82 olan Pb için $\varepsilon = 7.33$ MeV ve $t_{maks} = 10.4$ bulunur. Böylece sınırlı alan enerjisinin %95'ini $t_{\%95} = 26.56X_0$ olarak hesaplanır. Yapılan çalışmada EMC $30X_0$ kalınlığında seçilmiştir.



Şekil 7.18. Farklı enerjilerde EMC'de elektronun boyuna enerji depolanması

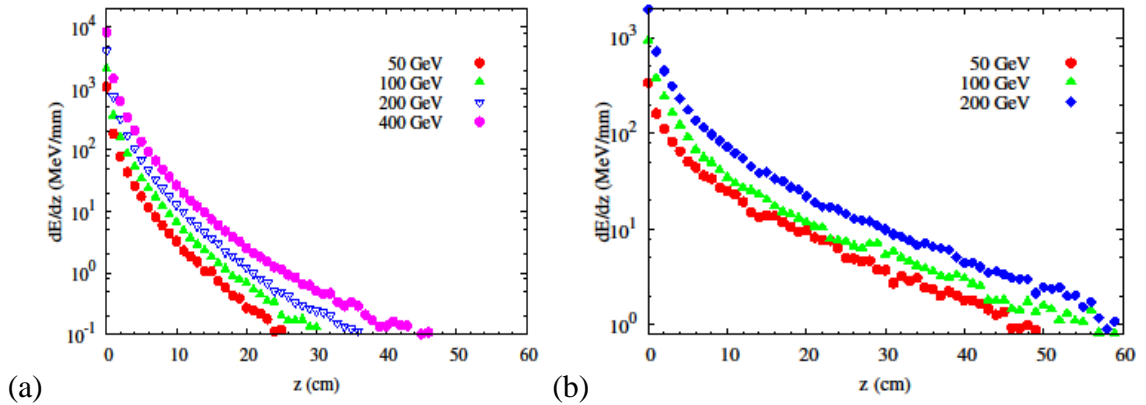
Şekil 7.19a ve 7.19b'de ise EMC&Al&HAC'de sırasıyla farklı enerjili elektronun ve pionun boyuna enerji depolanması incelenmiştir. Şekilde de görüldüğü gibi 50-400 GeV enerjili elektronlar enerjilerinin tamamını yaklaşık 50 cm'lik bir kısımda bırakmaktadır. Düşük enerjili pionlar enerjilerinin tamamını bırakırken yüksek enerjili pionlar enerjilerinin büyük bir kısmını sistemde bırakmaktadır ve maksimum enerji depolanması hadronik kalorimetre kısmında gerçekleşmektedir. Şekilden pionların elektronlara nazaran kalorimetrenin daha derinliğine nüfuz ettiğini söyleyebiliriz. Ayrıca 40 ile 70 cm

arasında solenoid, dipol magnet ve kriyostatin bulundu u alüminyum tabakası bulundu undan daha az enerji depolanması meydana gelmektedir.



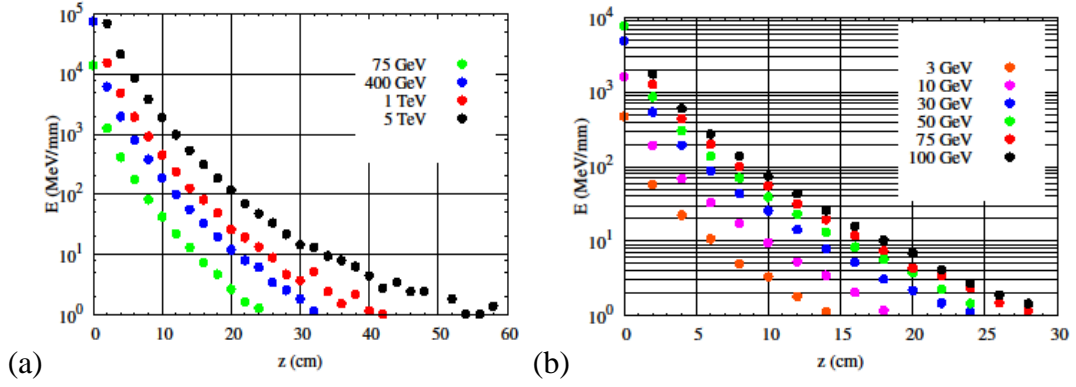
ekil 7.19. EMC&Al&HAC’de (a) elektron (b) pion boyuna enerji deposizyonu

ekil 7.20a ve 7.20b’de ise EMC&Al&HAC’de sırasıyla farklı enerjili elektron ve pionun dikine enerji depolanması görülmektedir. Gelen parçacıkların (dikine) enerjilerinin tamamını sistemde bırakabilmesi için sistemin dikine (transverse) kesiti 400 GeV’lik elektron için yaklaşık 50 cm ve 200 GeV’lik pion için yaklaşık 60 cm olması yeterlidir.



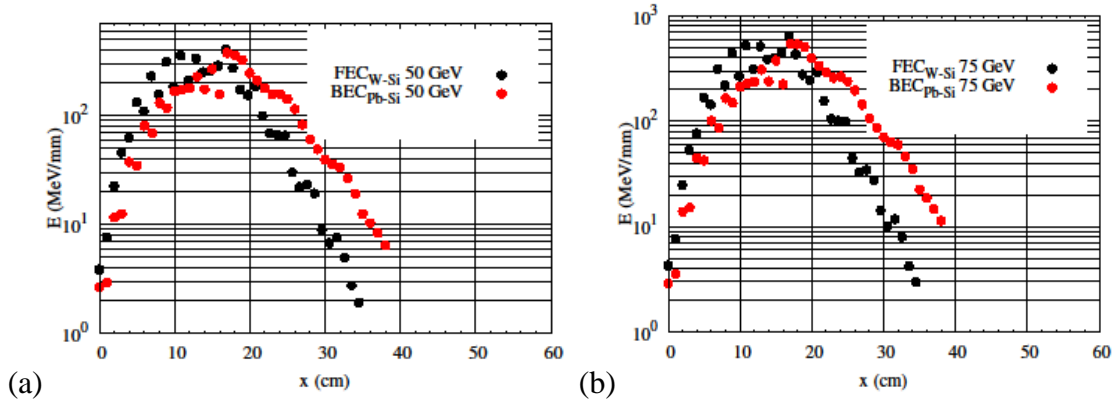
ekil 7.20. EMC&Al&HAC için (a) Elektron (b) Pion enerji deposizyonu ve dikine sa anak

Elektromanyetik sa anak dar oldu undan dolayı enerji depolanması sa ana n merkezine daha yakındır. Beklendi i gibi hadronik sa anak ise daha geni dikine sa ana a sahiptir. Bu durum beklendi i gibi ekil 7.21’de görülmektedir. ekil 7.21a ve 7.21b’de sırasıyla farklı enerjili elektronların FEC ve BEC kalorimetrelerdeki dikine enerji depolanması görülmektedir. ekillerde hangi enerji de erindeki parçacıklar için ne kadar dikine uzunlukta kalorimetre kullanılması gerekti ini görebiliriz.

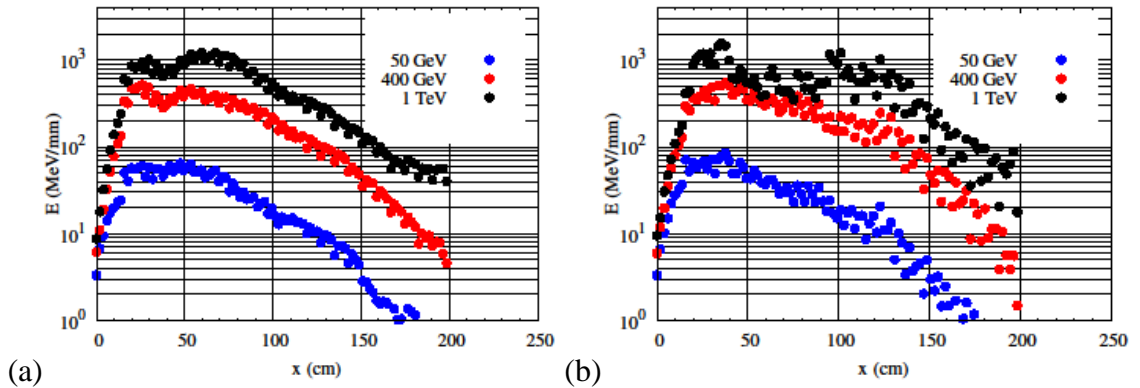


ekil 7.21 a)75 GeV-5 TeV enerji aralı ndaki elektronlar için FEC_{W-Si} 'de dikine enerji depolanması (b) 3 GeV-100 GeV enerji aralı ndaki elektronlar için BEC_{Pb-Si} 'deki dikine logaritmik enerji depolanması

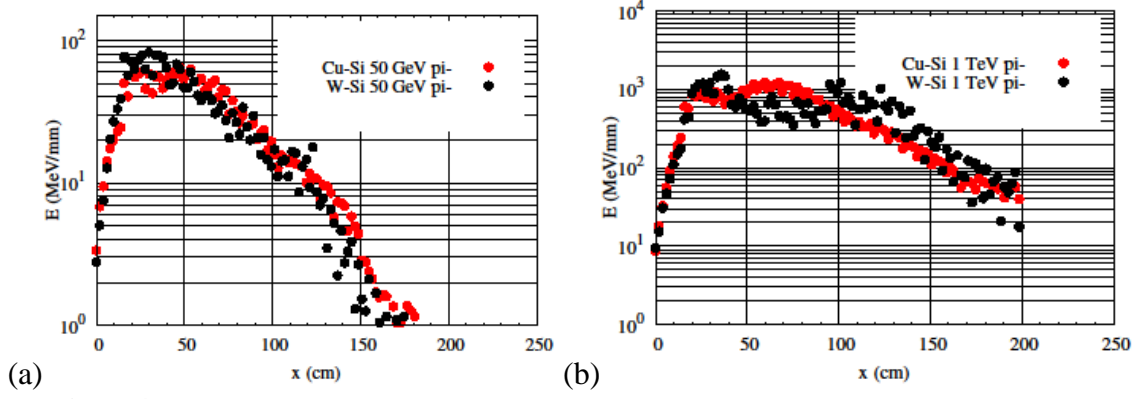
ekil 7.22a ve 7.22b'de ise 50 GeV ve 75 GeV enerjili elektronlar için FEC (siyah) ve BEC (kırmızı) bölgesindeki boyuna maksimum enerji depolanması görülmektedir.



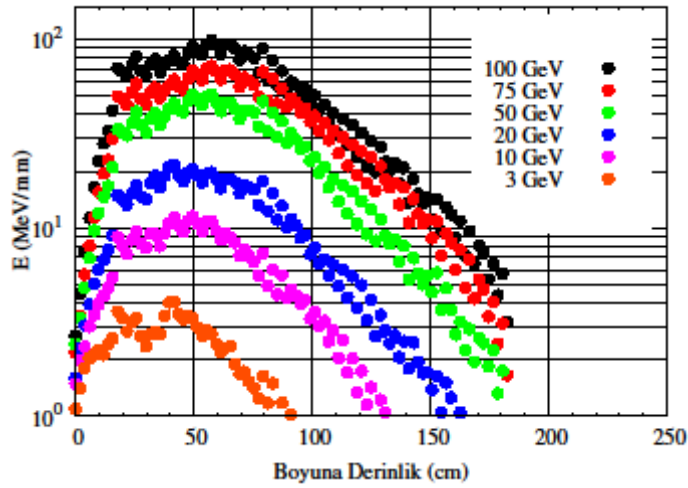
ekil 7.22. (a) 50 GeV (b) 75 GeV enerjili elektronlar için boyuna uzunlu un fonksiyonu olarak FEC_{W-Si} (siyah) ve BEC_{Pb-Si} (kırmızı)'deki enerji depolanması



ekil 7.23. (a) 50 GeV-1 TeV enerjili pionlar için FEC_{W-Si} & FHC_{Cu-Si} (b) FEC_{W-Si} & FHC_{W-Si} (sa)'deki enerji depolanması



ekil 7.24. (a)50 GeV (b) 1 TeV (sa) enerjili pionlar için FEC_{W-Si} & FHC_{Cu-Si} (kırmızı) ve FEC_{W-Si} & FHC_{W-Si} 'deki (siyah) enerji depolanması



ekil 7.25 BEC_{Pb-Si} & BHC_{Cu-Si} sisteminde 3-100 GeV enerji aralı nda pionlar için ortalama enerji depolanması

ekil 7.22-7.25'ten de anlaşılabildiği üzere FEC_{W-Si} için 1 - 1000 GeV ve BEC_{Pb-Si} için 3-100 GeV enerji aralı ndaki elektronlar enerjilerinin yaklaşık %99'unu EMC'de bırakmaktadır. FEC için enine uzunluğu $30X_0$ ve BEC için enine uzunluğu $25X_0$ seçilmesi yeterlidir. Pionlarda enerjilerinin ortalama %98-99'unu ilgili kalorimetre kısımlarında bıraktığı görülmektedir. Böylece LHeC elektromanyetik ve hadronik kalorimetre geometrileri ve seçilen kalorimetre materyalleri son derece uygun olduğu söylenebilir.

LHeC'de tüm kalorimetre kısımları için örneklem kalorimetrenin seçimi ancak LHC deneyleri ve geçmişte yapılan deneylere ait detektör boyutları, fiyatı ve teknolojilerinden faydalanarak uygun şekilde rotasyon sağlanabilir.

BÖLÜM VIII

SONUÇ

Yüksek enerjili e^+p çarpı masının gerçekleştirilebilmesi için birçok sistem tasarlanabilir. LHeC'te bunlardan biridir.

Bu doktora çalışmasında e^+p çarpı tırıcısında kullanılacak olan pozitron üretimi için modifiye edilmiş CLIC sürücü linaktan gelen elektronların CM ve CBS metodlarında kullanılması önerilerek incelenmiştir. Fakat üretilen pozitronların LHC protonları ile uygun paketçik emesine ulaşması için CLIC sistemi üzerinde bazı modifikasyonlar yapılması önerilmiştir. Bu modifikasyonlarla paketçik aralığı 50 ns'den 2 ns'ye düşürülmüştür ve atma başına düşen paketçik sayısı 70128'den 2808'e indirilmiştir. Pozitron üretim metodlarından olan UB metodu ise elektron hızlandırıldıktan ve undulatörden geçtikten sonra aynı linak pozitronları hızlandırmak için kullanılmaktadır.

Hedefe gelen demet ebadının pozitron sayısı, yakalama verimi, hedefteki zarar, pozitronların emittansı ve diverjansı üzerinde etkisi vardır. Bu nedenle optimum emine demet ebadı için e^+ üretim mekanizmalarının öncesinde Son Odaklama Sistem (FFS) önerilmiştir.

Pozitron üretim amacıyla ise en büyük engellerden birisi hedefe zarar veren enerji depolanmasıdır. Yapılan çalışmada CBS ve UB metodu böyle bir problemle karşılaşmamaktadır fakat CM'ta hedef üzerindeki enerji depolanması emine de emine üzerine çıkmaktadır. Bu nedenle 50 m/s'lik dönme hızına sahip dönen hedef önerilmiştir. Böylelikle CM için enerji depolanması 0.11 j/g'a kadar indirilebilir. Ayrıca dönen hedef kullanılması enerji depolanması problemini gidermek dışında pozitron sayısı, emine, hedef ömrü ve sistemin fiyatı bakımından bazı avantajlara sahiptir.

UB ve CBS sistemleri pozitron üretmek için oldukça umut vericidir, çünkü sadece hedef üzerindeki termal yük ve stres (ısıtma, bozma ve azaltılmış çoklu saçılma) gibi problemleri hafifletmez aynı zamanda polarize pozitron demetlerinin üretimi için de imkan sağlar. CBS ve CM'un UB kaynaklara göre avantajı vardır. Bunlar (CBS ve CM) ana linaktan bağımsızdır. UB sistem e^- ve e^+ linakı ve birkaç sistem kısıtlaması

arasında sistemde ba ımlılı ına neden olur. Bununla birlikte üretilen pozitronların sayısı oldukça dü ük olur.

CM'da $W_{75}Ta_{25}$ dü ük enerjilerde di er hedeflerden daha fazla pozitron üretimine sa larken yüksek enerjilerde $W_{75}Ir_{25}$ en uygun hedef olmaktadır. Ayrıca 60 GeV ve 140 GeV'lik linak opsiyonu için CLIC sürücü demeti enerjisinde pozitron sayısı ve ı nlık hesabı bakımından CM ve CBS metotlarında $W_{75}Ta_{25}$, UB metotta ise $W_{75}Re_{25}$ en uygun hedef olarak önerilmi tir. LHeC için elde edilen ı nlık de erleri HERA gibi benzer çarpı tırıcıların ı nlık de erlerini a makta ve planlanan fizik aralı ı için umutları arttırmaktadır.

Tabi ki ı nlık de eri tek ba ına bir anlam ta ımamaktadır ayrıca LHeC detektörünün performansı da önemlidir. Bu nedenle çalı mada ayrıca LHeC detektörü için önerilen kalorimetre kısımlarının enerji çözünürlük de erleri, boyuna ve dikine enerji depolanması incelenmi tir. Elde edilen enerji depolanması grafiklerine ve nümerik hesaplamalara baktı ımızda EMC, HAC, EMC&Al&HAC, ileri/Geri EMC&HAC'nin kalorimetre derinli inin uygun de erlerde oldu u görülebilir. Ayrıca elde edilen enerji çözünürlük de erleri istenen aralıkta olup GEANT4 ile yapılan kıyaslamada benzer de erler elde edilmi ve LHeC fıçı kalorimetrenin enerji çözünürlü ü de eri ATLAS-fıçı ile de uyumlu oldu u görülmü tür.

Sonuç olarak yapılan çalı mayla LHeC projesine önerilen hızlandırıcı, pozitron üretim metotları ve kalorimetre kısımları için seçilen parametrelerin son derece özgün ve uygun oldu u gözlenmi olup LHeC'i LHC'den sonra yapılabilecek fizik motivasyonu en yüksek çarpı tırıcı olma yolunda bir adım daha ileriye ta ımı tır.

leriki çalı malarda yüksek sayıda ve verimde pozitron üretimi için yeni hedef materyal, detektör için enerji çözünürlü ü daha iyi olan yeni bir sintilatör ara tırmalarının yapılması planlanmaktadır.

KAYNAKLAR

Aad, G., Abat, E., Abdallah, J., Abdelalim, A. A., Abdesselam, A., Abidinov, O., Abi, B. A., Abolins, M., Abramowicz, H., Acerbi, E., Acharya, B. S., et al., (ATLAS Collaboration), The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, *Journal of Instrumentation*, 3 S08003, s. 1-5, 2008.

Aarons, G., International Linear Collider Reference Design Report, *SLAC-R-975*, California, s. 7-8, 2007.

Adolphsen, C., Aiello, R., Alley, R., Assmann, R., Bane, K. L., Barklow, T., Bharadwaj, V., Bogart, J., Bowden, G. B., Breidenbach, M., Brown, K. L., Burke, D. L., Cai, Y., et al., Zero Order Design Report for Next Linear Collider, *LBNL-5424, SLAC-474, UCRL-ID-124161*, s. 640, 1996.

Adriani, O., Bonechi, L., Bongi, M., Castellini, G., Alessandro R., Faus, D. A., Fukui, K., Grandi, M., Haguennauer, M., Itow, Y., Kasahara, K., Macina, D., et al. (LHCf Collaboration), “The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider”, *Journal of Instrumentation*, 3 S08006, s. 1-5, 2008.

A -1 www.clic-study.web.cern.ch/clic-study/, 15 ubat 2013.

A -2 www.root.cern.ch/drupal, 25 ubat 2013.

A -3 www.geant4.cern.ch, 25 ubat 2013.

A -4 www.wolfram.com/mathematica/, 28 ubat 2013.

Ahmad, T., Aziz, I., Irfan, M., Siddiqui K. A., Zafar, M., Antoniou, N., Kapogiannis, A., Panagiotou, A. D., Vassiliadis, G., Cantatore, E., et al. (ALICE Collaboration), ALICE Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC, *CERN /LHCC/95-71 LHCC / P3*, Switzerland, 1995.

Aicheler, M., Burrows, P (ed.) (Oxford U.) ; Draper, M., Garvey, T., Lebrun, P., Peach, K., Phinney, N., Schmickler, H., Schulte, D., Toge, N., Ioannisian, A., et al., A Multi-TeV Linear Collider Based on CLIC Technology, CERN, **SLAC-R-985, KEK Report 2012-1, ISBN 978-92-9083-379-6**, 2012

Aksakal H., CLIC-LHC'ye dayalı gama proton çarpı tırıcısının incelenmesi, Doktora Tezi, **Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Ankara, 2007.

Aksakal, H. and Arıkan. E., A Feasibility Study of TAC IR-FEL Project, **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research-A**, 620, 155-158, 2010.

Aksakal, H., “LHeC QCD Explorer: Nasıl ve Niçin” <http://indico.cern.ch/getFile.py/access?resId=1&materialId=slides&confId=63983>, Aralık 2012.

Albrow, M., and Raja R., **American Institute of Physics Conference Proceeding**, 896, 31-49, 2007.

Amato, S., Ajaltouni, Z., Aslanides, E., Alemi, M., Beigbeder, C., Breton, D., Braun, J., Bauer, C., Bock, C., Bertin, A., Bruschi, M., et al. (LHCb Collaboration), “LHCb Technical Proposal, ”, CERN LHC, **CERN / LHCC / 98-4 LHCC / P4**, ISBN 92-9083-123-5, CERN, Geneva, Switzerland, 1998.

Beringer, J., Arguin, J. F., Barnett, R. M., Copic, K., Dahl, O., Groom, D. E., Lin, C. J., Lys, J., Murayama, H., Wohl, C. G., Yao, W. M., Zyl, P. A., *et al.*, Particle Data Group, **Review of Particle Physics**, D86, 010001, Geneva, Switzerland, 2012.

Anelli, G., Antchev, G., Aspell, P., Avati, V., Bagliesi, M. G., Berardi, V., Berretti, M., Boccone, V., Bottigli, U., Bozzo, M., Brücken, E., Buzzo, A., et al. (TOTEM Collaboration), The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider, **Journal of Instrumentation**, 3 S08007, s. 1-8, 2008.

Arkan E. ve Aksakal, H., “Positron source investigation by using CLIC drive beam for Linac-LHC based e^+p collider”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research-A*, 683, s. 63-70, 2012.

Arthur, J., Anfinrud, P., Audebert, P., Bane, K., Ben-Zvi, I., Bharadwaj, V., Bionta, R., Bolton, P., Borland, M., Bucksbaum, P. H., et al, “FEL Physisc”, *LCLS Conceptual Design Report*, Chapter 4, s. 3-6, www.ssl.slac.stanford.edu/lcls/cdr/lcls_cdr-ch04.pdf, 2012.

Battistoni, G., Muraro, S., Sala, P.R., Cerutti, F., Ferrari, A., Roesler, S., Fasso A. and Ranft, J., "The FLUKA code: Description and benchmarking", *Proceedings of the Hadronic Shower Simulation Workshop*, Fermilab 6--8 September 2006

Bayatian, G. L., Chatrchyan, S., Hmayakyan, G., Sirunyan, A. M., Adam, W., Bergauer, T., Dragicevic, M., Erö, J., Friedl, M., Fruehwirth, R., Ghete, V., Glaser, P., et al, “CMS Physics Technical Design Report, Volume II: Physics Performance”, *IOP Publishing, Journal of Physics G, Nuclear and Particle Physics*, 34, s. 955-1579, 2007.

Bazarov, I., “Synchrotron Radiation Representation in Phase space”, *Arxiv:1112.4047v1, Cornell University Library*, 2011.

Bharadwaj, V. K., Batygin, Y. K., Sheppard, J. C., Schultz, D. C., Bodenstein, S., Gallegos, J., Gonzales, R., Ledbetter, J., Lopez, M., Romero, R., Romero, T., et al., “Analaysis of Beam-Induced Damage to the SLC positron Production Target”, *Proceeding of 2001 Particle Accelerator Conference*, 0-7803-7191-7/01, s. 2123-2125, Chicago, 2001.

Braibant, S., Giacomelli, G. and Spurio, M., Particles and Fundamental Interactions: An Introduction to Particle Physics. *Springer*, ISBN 978-94-007-2463-1, s. 313–314, 2009.

Braun, H., Corsini, R., Delahaye, J. P., de Roeck, A., Döbert, S., Ferrari, A., Geschonke, G., Grudiev, A., Hauviller, C., Jeanneret, B., et al., CLIC 2008 Parameters, *CLIC-Note-764*, CERN-Genova, Switzerland, 2008.

Castro, P., Introduction to Accelerator Physics, DESY, 19.07.2011.

Chao, A., W., Handbook of Accelerator Physics and Engineering, ISBN 9810235003, Editörler, A.W. Chao, California M. Tigner, *World Scientific*, Singapur, 1998.

CLIC Parametreleri,

<http://clic-meeting.web.cern.ch/clic-meeting/clictable2010.html>, 2010.

Cousineau, S., Holmes, J. and Zhang, Y., Transverse Beam Optics-PartI, USPAS, January 2011.

Çakır, O., Hızlandırıcı ve Parçacık Fizi inde Bilgisayar Uygulamaları, *Çukurova Üniversitesi*, Adana, 26-30.01.2009.

Çapalı, V., Yüksek Enerji Fizi i Parçacık Detektörlerinde Silikon erit Detektörün Geant4 Simülasyonu ve Root Nesneye Yönelik Veri Analiz Yapısı, Yüksek Lisans Tezi, *Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, 2011.

Das, A. and Ferbel, T., Introduction to Nuclear and Particle Physics, ISBN 981-238-744-7, 2nd ed., *World Scientific*, USA, 2005.

Dendooden, P., Detection of Energetic Particles and Gamma Rays/Scintillation Detectors, Basic Detection Techniques, s. 21-22, 2010.

Dozen, C., M Tabakası X Işınları Üretim Tesir Kesitlerinin Hesaplanması, Yüksek Lisans Tezi, *Kahramanmara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Kahramanmara , s. 14-15, 2006.

Dumano lu, ., Introduction to Calorimeters, *Accelerator Scholl*, Bodrum, 2006

Ertürk, S. ve Boztosun, ., “Nükleer Fizik Ara tirmalarında Kullanılan Hızlandırıcıları ve Uygulamaları”,
http://thm.ankara.edu.tr/uphuk/2/kongre_program1/program.htm, Ankara, 7-9 Haziran 2004.

Fabjan, C. W. ve Gianotti F., “Calorimetry for Particle Physics”, *Review of Modern Physics*, 0034-6861/2003/75, 1243-1286, 2003.

Fasso, A., Ferrari, A.,Ranft, J., and Sala, P.R., "FLUKA: a multi-particle transport code", *CERN-2005-10, INFN/TC 05/11, SLAC-R-773*, (2005).

Fernandez J. L. A., Adolphsen, C., Adzic, P., Akay, A. N., Aksakal, H., Albacete, J. L., Allanach, B., Alekhin, S., Allport, P., Andreev, V., Appleby, R. B., Arikan, E., et al. (LHeC Collaboration), “A large Hadron Electron Collider at CERN Report on the Physics and Design Concepts for Machine and Detector”, *Journal of Physics G*, 39, 1-633, 2012.

FLAIR, Vlachoudis, V., <http://www.fluka.org/flair/index.html>, Copyright (C) 2006.

Floettmann K., “Positron Source Options for Linear Colliders”, *Proceedings of EPAC-2004* , Lucerne, Switzerland, s. 69-73, 2004.

Floettmann K., A space Charge Tracking Algorithm V3.0, **DESY**, Hamburg, October, 2011.

FLUKA, Fasso, A., Ferrari, A.,Ranft, J., and Sala, P.R.,
<http://www.fluka.org/fluka.php>, Copyright (C) 2000-2013.

Gasiorowicz S. And Langacker, P., Elementary Particles in Physics,
<http://www.physics.upenn.edu/~pgl/e27/E27.pdf>, Haziran, 2013.

Groom, D., “Atomic and Nuclear Properties of Materials for More Than 300 Materials”, <http://pdg.lbl.gov/2012/AtomicNuclearProperties/>, 2012.

Gruppen, C. and Shwartz B., Particle Detectors, ISBN-13 978-0-511-38866-8, 2nd ed. Genel Editörler, Ericson, T. and Landshoff, P.V., *Cambridge University Press*, New York, 2008.

, E., Hızlandırıcılar, *Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, s. 1-30, 2007.

Karadeniz, H., LHC ve VLHC Bazında Lepton-Hadron Çarpıştırıcıları: e-Linak ile -Halka Karsılaştırılması, Doktora Tezi, *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, s. 1-40, 2007.

Katimani, T. and Rinolfi, L., Positron Production for CLIC, *CLIC Note 465*, CERN, Geneva, Switzerland, 2001.

Kawamura, Y., Li, D., Ruschin, S., Tanabe, T. and Toyoda, K., “Laser Undulator Radiation”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 445, s. 241-246, 2000.

Knoll, G. F., Radiation Detection and Measurement, 4th ed., ISBN 978 0-470-13148-0, *John Wiley & Sons*, 2010.

Langeveld, W., “MatProp”,
<http://www.slac.stanford.edu/comp/physics/matprop.html>, 2004.

Lee, S.Y., Accelerator Physics, ISBN 981-256-182-X, 2nd ed. *World Scientific*, Singapur, 2004.

Leo, W. R., Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiment, ISBN 3-540-17386-2, *Springer-Verlag*, New York, 1987.

Liang, Y. W., “Excitons”, *Physics Education*, s. 226-228, 1970.

Martin, B. R. ve Shaw, G., Particle Physics, 2nd ed., Editörler; Loebinger, F. K., Mandl, F. ve Sandiford, D. J., ISBN 978-0-470-03293-0, *John Wiley & Sons*, İngiltere 2008.

Massalski T. B., Binary Alloy Phase Diagrams, ASM International, Materials Park, Ohio, 1990.

McMahon, D., Quantum Field Theory, Doi: 10.1036/0071543821, *The McGraw-Hill Companies*, USA, 2008.

Mikhailichenko, A. A., /<http://www.lns.cornell.edu/public/CBN/2003/CBN03-2pdf>, 2012.

Nakamura, K., Hagiwara, K., Hikasa, K., Murayama, H., Tanabashi, M., Watari, T., Amsler, C., Antonelli, M., Asner, D. M., Baer, H., et al., (Particle Data Group), Review of Particle Physics, *Journal of Physics G: Nuclear Particle Physics*, 37 075021, 2010.

Omori, T., Aoki, T., Dobashi, K., Hirose, T., Kurihara, Y., Okugi, T., Sakai, I., Tsunemi, A., Urakawa, J., Washio, M., Yokoya, K., “Design of a Polarized Positron Source for Linear Collider”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 500, s. 232-252, 2003.

Önengüt, G., “Büyük Hadron Çarpı tırıcısı’nda Gözlemeyi Umdu umuz Yeni Fizik”, *Ça da Fizik Dergisi*, <http://nucleus.istanbul.edu.tr/~cfe/birinci/mak1/index.html>, 2004.

Özkurt, H., LHC Hızlandırıcısındaki CMS deneyinin HF kalorimetresinin test verilerini kullanarak HF’in temel özelliklerinin ara tırılması, Doktora Tezi, *Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, s. 1-20, 2007.

Perkins, D. H., Introduction to High Energy Physics, ISBN-0-521-621968, 4th ed., *Cambridge University Press*, United Kingdom, 2000.

Piliçer, E., Yüksek Enerji Detektörleri

<http://www20.uludag.edu.tr/~epilicer/detektor.html>, 2012

Pinfold, J., “MoEDAL becomes the LHC’s magnificent seventh”, *CERN Courier*, Geneva, Switzerland, 2010,

Powsner R. A. ve Powsner E. R., Essential Nuclear Medicine Physics, ISBN-13: 978-1-4051-0484-5 2nd ed., Editör; Martin Sugden, *Blackwell Publishing*, Replika Press, Hindistan, 2006.

Riegler, W. Particle Physics Instrumentation/Calorimetry, Particle ID, Trigger, DAQ, *The 2011 CERN-Latin-American School of High Energy Physics*, Natal, Brazil, 23 March-5 April 2011.

Rinolfi, L., Report on the Workshop on positron sources for the International Linear Collider, *EU Contract Number RII3-CT-2003-506395, CARE/ELAN Document-2005-019*, 11-13 April 2005.

Rinolfi, L., “Brief History of The CLIC and Other Brilliant Positron Sources”, 5th. *International Conference, Charged & Neutral Particles Channeling Phenomena*, Algero, Italy, 28 Sept. 2012.

Robinson, M. B., A Simple Introduction to Particle Physics, “Foundations and the Standard Model”, *Arxiv: 0810.3328v1*, BU-HEPP-08-20, 2008.

Robson, B., Particle Physics, ISBN 978-953-51-0481-0, 1st ed., Editör: Eugene Kennedy, *InTech*, Croatia, 2012.

Shiltsev, V. D., Collider-Quo Vadis?: Tomorrow and After Tomorrow, FNAL, 26 April 2012.

Stein, W., and Bharadwaj, V. K., Thermal Shock Structural Analyses of A Positron Target, *SLAC-pub 9437*, August, 2001.

Sultansoy, S., “Parçacık Hızlandırıcıları: Dün, Bugün, Yarın”, *I. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi*, TAEK, Ankara, 25-26 Ekim, 2001.

Sultansoy, S., Linac-Ring Type Colliders: Second Way to TeV Scale, *Arxiv: hep-ex/0306034v2*, 2003.

Sultansoy, S., Linak-Halka Tipli Çarpıtıcılar: İmlık ve Fizik, Ankara YEF Günleri, 30 Aralık 2011.

Sultansoy, S., The fourth generation, linac-ring type colliders, preons and so on, <http://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1208/1208.3127.pdf>, Haziran 2013.

Tapan, ., “yonizasyon ve Sintilasyon Detektorleri”, *VI. Parçacık Hızlandırıcıları ve Detektörleri Yaz Okulu*, Bodrum, 2-7 Eylül, 2007.

Telnov, V. I., Principles of Photon Colliders, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 355, 3-18, 1995.

Telnov, V. I., “Photon Collider at the LHC”, *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 179-180, s. 81-93, 2008.

Telnov, V. I., “Gamma-Gamma, Gamma-Electron Colliders: Accelerator, Laser and Interaction Region Issue”, www.cds.cern.ch/record/402360/files/9910011.pdf, 2013.

Thompson A. Attwood, D., Gullikson, E., Howells, M., Kim, K. J., Kirz, J., Kortright, J., Lindau, I., Liu, Y., Piennate, P., Robinson, A., Scofield, J., Underwood, J., Williams, G., X-Ray Data Booklet, LBNL/PUB-490 Rev.3, <http://xdb.lbl.gov/xdb-new.pdf>, 2009

Türk Çakır, ., Parçacık Hızlandırıcıları ve Detektörler, *III. Uluslar arası Parçacık Hızlandırıcıları ve Detektörleri Yaz Okulu*, Bodrum, 24.09.2007.

Veenhof, R., Kar ılıklı görü me, CERN, 2010.

Wiedemann H., Synchrotron Radiation, ISBN 3-540-43392-9, *Springer-Verlag*, Berlin Heidelberg New York, 2003.

Wiedemann H., Particle Accelerator Physics, ISBN-13 978-3-540-49043-2, 3rd ed., *Springer-Verlag*, New York, 2007.

Williams, T. and Kelly, C., et all, www.gnuplot.info/docs_4.6/gnuplot.pdf, Copyright (C) 2013.

Wilson, E., Particle Accelerator, ISBN 19 850829, 1st ed., *Oxford University Press*, New York, USA, 2001.

Yava , Ö., “Parçacık Hızlandırıcıları”, *II. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi*, <http://thm.ankara.edu.tr/uphuk/2/linkler/parcacik.htm>, Ankara, 7-9 Haziran 2004.

Yava , Ö., “Parçacık Hızlandırıcılarının Tipleri ve Fiziği”, *II. Uluslararası Parçacık Hızlandırıcıları ve Detektörleri Yaz Okulu*, Bodrum, 18-24 Eylül, 2006.

Yava , Ö., “Dairesel ve Doğrusal Hızlandırıcılar”, *V. Uluslararası Parçacık Hızlandırıcıları ve Detektörleri Yaz Okulu*, Bodrum, 29.08-03.09 2009.

Zimmermann, F., “Large Hadron electron Collider-LHeC”, *IV. Uluslararası Katılımlı Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi*, 30 Ağustos 2010.

EKLER

EK-A 2.37 GeV'lik elektron demeti ve WRe hedef için CM ile pozitron üretiminde kullanılan FLUKA girdi dosyası

```
TITLE
Positron Production for Xo=3.43 mm # Written by Ertan ARIKAN #
GLOBAL          1.    1.
DEFAULTS                      EM-CASCA
BEAM      -2.37 .00237 -0.0223-.00328091-.00328091  1.0ELECTRON
BEAMPOS    0.0   0.0  -0.61
GEOBEGIN                      COMBNAME
  0  0  Bench Test Geometry
RPP exVoid -10000.0 10000.0 -10000.0 10000.0 -10000.0 10000.0
RPP inVoid -100. 100. -100. 100. -5.0 30.
RPP box    -0.8 0.8 -0.8 0.8 0.0 20.0
XYP cutZ   1.372
END
blkHole    5 +exVoid -inVoid
expHole    5 +inVoid -box
target     5 +box+cutZ
vacuum     5 +box -cutZ
END
GEOEND
MATERIAL          0.0012048          AIR
COMPOUND  1.24E-4  CARBON .755267  NITROGEN .231781  OXYGENAIR
COMPOUND  0.012827  ARGON          0.0      AIR
MATERIAL   75. 186.207  21.02          RHENIUM
ASSIGNMA  BLCKHOLE blkHole
ASSIGNMA  VACUUM  expHole
ASSIGNMA  WRe25  target
ASSIGNMA  VACUUM  vacuum
SCORE     POSITRON  ENERGY Y-MOMENT X-MOMENT
USRBIN    10. ENERGY  -50.   0.8   0.8  1.35endepbin
USRBIN    -0.8 -0.8   0.0  32.0  32.0  13.0&
USRBIN    10. POSITRON -51.   3.    3.   20.posdep2
USRBIN    -3.  -3.   1.35  60.   60.   15.&
USRBIN    10. ENERGY -51.   3.    3.   20.endep3
USRBIN    -3.  -3.   1.35  60.   60.   15.&
USRBDX    111. POSITRON -56.  target vacuum  2.56posflu
USRBDX     5.0 1E-4  100.          &
USRBDX    -1. POSITRON -54.  target vacuum  2.56poscur
USRBDX     2.37 1E-3  200.          &
RANDOMIZ    1.
START      2500.          0.0
STOP
```

EK-B AMD dizaynı için kullanılan ASTRA girdi dosyası

```
&NEWRUN
Head='Example 1 of ASTRA userâ€™s manual'
RUN = 1
DISTRIBUTION = '/home/ertan/documents/ASTRA_work_WRe_CM/pp237gev001_fort.ini'
TRACK_ALL=T, Auto_phase=T
PHASE_SCAN=T
H_max=0.1
H_min=0.0
/
& WIN_CONFIG FIXED = F
LINE_WIDTH = 2
CHARACTER_HEIGHT = 1.2000000
COLOR_MODE = 2
CONTRA = 1.0000000
BRIGHT = 0.5000000
PLOT_MODE = 2
WIN101_SCALE = 1.0000000
WIN102_SCALE = 1.0000000
/
&SCAN
LScan=F
/
&CHARGE
LSPCH=F
Nrad=10, Cell_var=2.0, Nlong_in=10
min_grid=0.0
Max_Scale=0.05
/
&APERTURE
LApert=T
Ap_Z1(1)=0.00
Ap_Z2(1)=0.61
Ap_R(1)=0.04
/
&SOLENOID
LBfield=T
File_Bfield(1)='/home/ertan/documents/ASTRA_work_WRe_CM/magfield.dat'
MaxB(1)=6
/
&OUTPUT
ZSTART=0.0, ZSTOP=0.61
Zemit=100, Zphase=1
RefS=T
TrackS=T
Local_emit=TRUE
EmitS=T, PhaseS=T
Tr_EmitS=T
Lproject_emit=TRUE
Lsub_cor=T
/
```

EK-C 60 GeV'lik pozitron demeti ve WRe hedef için 1 nlik hesabında kullanılan CAIN girdi dosyası

```
! -----  
! Template file to create CAIN input file  
! Prepared by H. Aksakal, 10-10-2010  
! -----  
ALLOCATE MP=1200000, MVPH=120000;  
SET mm=1E-3, micron=1E-6, nm=1E-9, nx=3.5, ny=3.5,ps=1E-12,  
    nt=4.5, ne=3.5, gev=1D9,Pmass=0.938*gev, mu0=4*Pi*1.E-7,  
    photon=1, electron=2, positron=3 ;  
! For LHeC ERL parameter  
SET ee=60.0E9,                ! nbunch=2808, nfreq=50,  
gamma=ee/Emass,  
! CM WRe  
an=27.362E10,  
! CBS WRe  
! an=0.408E10,  
! und WRe  
! an=7.99E8,  
! CM WTa  
! an=29.962E10,  
! CBS WTa  
! an=0.521E10,  
! und WTa  
! an=5.571E8,  
! CM WIr  
! an=10.755E10,  
! CBS WIr  
! an=0.112E10,  
! und WIr  
! an=3.56E8,  
sigz=300*micron, betax=0.12, betay=0.12,  
emitx=50*micron/gamma, emity=50*micron/gamma,  
sigx=.Sqrt(emitx*betax), sigy=.Sqrt(emity*betay),  
sigxes=sigx/betax, sigyes=sigy/betay,  
slopex=0.00, slopey=0.0, off=0.0*sigx, sigz=0.0001;  
SET incpair=0;  
SET noparts=50000;  
SET ep=7000*gev, gammap=ep/Pmass, anp=5.0D11, sigzp=75.5*mm,
```

EK-C (Devam) 60 GeV'lik pozitron demeti ve WRe hedef için 1 nlik hesabında kullanılan CAIN girdi dosyası

```

betaxp=0.10, betayp=0.10, emitxp=3.75*micron/gammap,
emityp=3.75*micron/gammap,
! alphaxp=0.0, alphayp=0.0,
sigxp=.Sqrt(emitxp*betaxp), sigyp=.Sqrt(emityp*betayp),
sigxps=sigxp/betaxp, sigyps=sigyp/betayp,
xanglep=0.0, sigep=0.00001;
! *** laser parameters
! Define electron/positron beams at IP
FLAG OFF SPIN;          ! Necessary for polarization effect to be taken into account in CFQED
! Define electron/positron beams at IP
BEAM RIGHT, KIND=positron, NP=noparts, AN=an, E0=ee,
SIGE=sige,
! TXYS=(0,0,off/2,0), ! for ep collision
TXYS=(0,0,off/2,0),
BETA=(betax,betay), EMIT=(emitx,emity),
SIGT=sigz,GCUT=(nx,ny), SPIN=(0,0,1),
GCUTT=nt,
! GCUTE=ne,
SLOPE=(slopex,slopey), CRAB=(slopex,slopey);
!*****
BEAM LEFT, KIND=positron, NP=noparts, AN=anp, E0=ep,
SIGE=sigep,
TXYS=(0,0,-off/2,0),
! TXYS=(0,0,-off/2,0), ! for ep collision
BETA=(betaxp,betayp), EMIT=(emitxp,emityp),
SIGT=sigzp,GCUT=(nx,ny),
GCUTT=nt,
! GCUTE=ne,
SLOPE=(slopex,slopey), CRAB=(slopex,slopey);
!*****
SET MsgLevel=0;
SET it=0;
SET FREP1=2808*50;
FLAG OFF ECHO;
SET Smesh=sigzp/5, wmax=1.004*2*sqrt(ee*ep);
LUMINOSITY KIND=(3,3), W=(0,wmax,50), WX=30*sigxp, WY=30*sigyp,
FREP=FREP1, E1=(0,1.001*ee,50), E2=(0,1.001*ep,50);

```

EK-C (Devam) 60 GeV'lik pozitron demeti ve WRe hedef için 1 nlik hesabında kullanılan CAIN girdi dosyası

```

PRINT DNUTIME;
PRINT STAT;
PLOT HIST, RIGHT, KIND=electron, H=En/1D9, HSCALE=
(0,1.04*ee/1e9,50),
TITLE='Right-Going Electron Energy Spectrum after DN;';
HTITLE='E0e1 (GeV); X X  ';
CLEAR CFQED, BEAMSTRAHLUNG;
! Longitudinal mesh size for luminosity and beam-field calculation.
! Turn off beamstrahlung
SET MsgLevel=0;
FLAG OFF ECHO;
SET it=0;
! FLAG OFF SPIN;
SET tmin=-2.5*(sigzp+sigz), tmax=2.5*(sigzp+sigz), nstep=220;
PUSH Time=(tmin,tmax,nstep);
IF Mod(it,20)=0;
PRINT it, FORMAT=(' +++ ',F5.0,'-th time step +++ ');
PRINT STAT, SHORT;
ENDIF;
SET it=it+1;
ENDPUSH;
! Define luminosities to be calculated
FLAG ON ECHO;
! Pull all particles back to the plane s=0
!=====
! PLOT LUMINOSITY, KIND=(3,3);
!*****
PRINT Lum(3,3),FORMAT=('luminosity_ep=',1pd15.8);
PRINT sigx,FORMAT=('sigmaxe=',1pd15.8);
PRINT sigxp,FORMAT=('sigmaxP=',1pd15.8);
PRINT FREP1,FORMAT=('frep=',1pd15.8);
! Write particle data onto file
! STORE FILE='ep.dat';
! WRITE BEAM, KIND=electron, FILE='01-off.dat'

```

EK-D EMC için yazılmış FLUKA girdi dosyası

```
TITLE
for EMC, 100 GeV e-beam # written by Ertan ARIKAN
GLOBAL                1.0    1.0
DEFAULTS
BEAM      -100.0    0.0    0.0          CALORIME
BEAMPOS   0.0    -70.1    0.0          -1.0ELECTRON
GEOBEGIN  0    0          1.          COMBNAME
* Black body
SPH blkbody 0.0 0.0 0.0 10000000.0
* Void sphere
SPH void 0.0 0.0 0.0 1000000.0
RPP emc -70. 70. -70. -30. -290. 290.
XZP elyr01 -69.15
XZP elyr02 -68.75
XZP elyr03 -68.
XZP elyr04 -67.15
XZP elyr05 -66.75
XZP elyr06 -66.
XZP elyr07 -65.15
XZP elyr08 -64.75
XZP elyr09 -64.
XZP elyr10 -63.15
XZP elyr11 -62.75
XZP elyr12 -62.
XZP elyr13 -61.15
XZP elyr14 -60.75
XZP elyr15 -60.
XZP elyr16 -59.15
XZP elyr17 -58.75
XZP elyr18 -58.
XZP elyr19 -57.15
XZP elyr20 -56.75
XZP elyr21 -56.
XZP elyr22 -55.15
XZP elyr23 -54.75
XZP elyr24 -54.
XZP elyr25 -53.15
XZP elyr26 -52.75
XZP elyr27 -52.
XZP elyr28 -51.15
XZP elyr29 -50.75
XZP elyr30 -50.
XZP elyr31 -49.15
XZP elyr32 -48.75
XZP elyr33 -48.
XZP elyr34 -47.15
XZP elyr35 -46.75
XZP elyr36 -46.
XZP elyr37 -45.15
XZP elyr38 -44.75
XZP elyr39 -44.
XZP elyr40 -43.15
XZP elyr41 -42.75
XZP elyr42 -42.
XZP elyr43 -41.15
XZP elyr44 -40.75
```

Ek-D (Devam) EMC için yazılımı FLUKA girdi dosyası

```
XZP elyr45 -40.
XZP elyr46 -39.15
XZP elyr47 -38.75
XZP elyr48 -38.
XZP elyr49 -37.15
XZP elyr50 -36.75
XZP elyr51 -36.
XZP elyr52 -35.15
XZP elyr53 -34.75
XZP elyr54 -34.
XZP elyr55 -33.15
XZP elyr56 -32.75
XZP elyr57 -32.
XZP elyr58 -31.15
XZP elyr59 -30.75
XZP elyr60 -30.
END
* Black hole
BLKBODY 5 +blkbody -void
* Void aroundexit
VOIDemc 5 +void -emc
* lead
ereg1 5 +emc+elyr01
* scint
ereg2 5 +emc+elyr02-elyr01
* vacuum
ereg3 5 +emc+elyr03-elyr02
ereg4 5 +emc+elyr04-elyr03
ereg5 5 +emc+elyr05-elyr04
ereg6 5 +emc+elyr06-elyr05
ereg7 5 +emc+elyr07-elyr06
ereg8 5 +emc+elyr08-elyr07
ereg9 5 +emc+elyr09-elyr08
ereg10 5 +emc+elyr10-elyr09
ereg11 5 +emc+elyr11-elyr10
ereg12 5 +emc+elyr12-elyr11
ereg13 5 +emc+elyr13-elyr12
ereg14 5 +emc+elyr14-elyr13
ereg15 5 +emc+elyr15-elyr14
ereg16 5 +emc+elyr16-elyr15
ereg17 5 +emc+elyr17-elyr16
ereg18 5 +emc+elyr18-elyr17
ereg19 5 +emc+elyr19-elyr18
ereg20 5 +emc+elyr20-elyr19
ereg21 5 +emc+elyr21-elyr20
ereg22 5 +emc+elyr22-elyr21
ereg23 5 +emc+elyr23-elyr22
ereg24 5 +emc+elyr24-elyr23
ereg25 5 +emc+elyr25-elyr24
ereg26 5 +emc+elyr26-elyr25
ereg27 5 +emc+elyr27-elyr26
ereg28 5 +emc+elyr28-elyr27
ereg29 5 +emc+elyr29-elyr28
ereg30 5 +emc+elyr30-elyr29
ereg31 5 +emc+elyr31-elyr30
ereg32 5 +emc+elyr32-elyr31
ereg33 5 +emc+elyr33-elyr32
ereg34 5 +emc+elyr34-elyr33
```

Ek-D (Devam) EMC için yazılımı FLUKA girdi dosyası

```

ereg35 5 +emc+elyr35-elyr34
ereg36 5 +emc+elyr36-elyr35
ereg37 5 +emc+elyr37-elyr36
ereg38 5 +emc+elyr38-elyr37
ereg39 5 +emc+elyr39-elyr38
ereg40 5 +emc+elyr40-elyr39
ereg41 5 +emc+elyr41-elyr40
ereg42 5 +emc+elyr42-elyr41
ereg43 5 +emc+elyr43-elyr42
ereg44 5 +emc+elyr44-elyr43
ereg45 5 +emc+elyr45-elyr44
ereg46 5 +emc+elyr46-elyr45
ereg47 5 +emc+elyr47-elyr46
ereg48 5 +emc+elyr48-elyr47
ereg49 5 +emc+elyr49-elyr48
ereg50 5 +emc+elyr50-elyr49
ereg51 5 +emc+elyr51-elyr50
ereg52 5 +emc+elyr52-elyr51
ereg53 5 +emc+elyr53-elyr52
ereg54 5 +emc+elyr54-elyr53
ereg55 5 +emc+elyr55-elyr54
ereg56 5 +emc+elyr56-elyr55
ereg57 5 +emc+elyr57-elyr56
ereg58 5 +emc+elyr58-elyr57
ereg59 5 +emc+elyr59-elyr58
ereg60 5 +emc+elyr60-elyr59
erest 5 +emc-elyr60
END
GEOEND
* 216 Plastic Scint.(Vinyltoluene)
MATERIAL 1.032 Plastic_
COMPOUND -.085 HYDROGEN -.915 CARBON Plastic_
MATERIAL 24. 51.9961 7.18 CHROMIUM
* Stainless-Steel (typical)
* Stainless-Steel is produced with Cr content ranging from
* 4 - 19 Atomic Percent, and with C content from 0 - 4 percent.
MATERIAL 8.0 Stainles
COMPOUND 18.0 CHROMIUM 74.0 IRON 8.0 NICKELStainles
* ..+...1....+...2....+...3....+...4....+...5....+...6....+...7..
ASSIGNMA BLCKHOLE BLKBODY
ASSIGNMA VACUUM VOIDemc
ASSIGNMA LEAD ereg1
ASSIGNMA PLASCINT ereg2 ereg58 3.0
ASSIGNMA VACUUM ereg3 ereg59 3.0
ASSIGNMA LEAD ereg4 ereg60 3.0
ASSIGNMA VACUUM erest
SCORE ENERGY ALL-PART
EVENTBIN 12.0 ENERGY 32. ereg60 ertevnt
EVENTBIN ereg2 3. &
USRBIN 10. ENERGY -21. 100. -30. 290.
USRBIN -100. -70. -290. 200. 40. 580.&
RANDOMIZ 1.0
START 700. 1.
STOP

```

ÖZ GEÇM

Ertan ARIKAN 24.04.1980 tarihinde Ceyhan'da do du. İlk orta ve lise öğrenimini Ceyhan'da tamamladı. 1999 yılında girdi i Ni de Üniversitesi Fizik Bölümü'nden Haziran 2003'de mezun oldu. 2003-08 yılları arasında Çukurova Üniversitesi Fizik Bölümünde yüksek lisansını tamamlayarak 2008 yılında Çukurova Üniversitesi'nde doktora e itimine başladı. 2009 yılı başından itibaren Ni de Üniversitesi'nde Ara tırma Görevlisi olarak göreve başlaması sebebiyle doktora öğrenimine burada devam etmektedir. Bilim dalındaki ilgi alanı yüksek enerjili parçacık hızlandırıcıları ve detektörleridir. Evli ve bir çocuk babasıdır.

Tez Çalışmasından Üretilen Eserler:

Bu tez çalışmasından, 2 (iki) adet uluslararası makale ile 1 (bir) adet ulusal poster-bildiri üretilmiştir. Bu üretilen çalışmalar aşağıda sunulmuştur.

SCI

1) Arıkan, E., Aksakal H., “Positron source investigation by using CLIC drive beam for Linac-LHC based e^+p collider”, **Nucl. Instr. and Meth. A**, 683, 63-70, 2012.

2) J L Abelleira Fernandez, C Adolphsen, A N Akay, H Aksakal, J L Albacete, S Alekhin, P Allport, V Andreev, R B Appleby, E Arıkan et al, “A Large Hadron Electron Collider at CERN Report on the Physics and Design Concepts for Machine and Detector”, **J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.**, 39, 075001, 2012.

Poster

Aksakal H., Arıkan E., “A proposal of e^+p collisions at LHeC”, **UPHDYO**, Bodrum, 010.

