

TOBB EKONOMİ VE TEKNOLOJİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**ÇARPIŞMA BÖLGESİ SİMÜLASYONU YAPILARAK PARÇACIK
ÇARPIŞTIRICILARININ OLASI ÇARPIŞMA VERİMLİLİĞİNİN
VE SÜRDÜRÜLEBİLİRLİĞİN BELİRLENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Burak DAĞLI

Mikro ve Nanoteknoloji Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Saleh SULTANSOY

ARALIK 2022



TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, alıntı yapılan kaynaklara eksiksiz atıf yapıldığını, referansların tam olarak belirtildiğini ve ayrıca bu tezin TOBB ETÜ Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlandığını bildiririm.



Burak Dağlı

İMZA



ÖZET

Yüksek Lisans

ÇARPIŞMA BÖLGESİ SİMÜLASYONU YAPILARAK PARÇACIK ÇARPIŞTIRICILARININ OLASI ÇARPIŞMA VERİMLİLİĞİNİN VE SÜRDÜRÜLEBİLİRLİĞİN BELİRLENMESİ

Burak DAĞLI

TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Mikro ve Nanoteknoloji Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Saleh SULTANSOY

Tarih: Aralık 2022

İlk örnekleri 1960’larda kurulan parçacık çarpıştırıcılarının yüksek enerji fiziği araştırmalarındaki önemi katlanarak artmaktadır. 1970’lerden itibaren Standart Modelin öngördüğü ağır fermiyonlar (c-kuark, t-kuark ve tau-lepton), ara bozonlar (gluon, W, Z ve Higgs bozonu) parçacık çarpıştırıcılar sayesinde keşfedilmiştir. Parçacık çarpıştırıcıları çarpışan parçacıklar açısından üç türe ayrılabilir: lepton, hadron ve lepton-hadron. Çarpıştırıcılara tasarımlarına göre bakıldığında ise dairesel, doğrusal ve linak-halka olmak üzere üç farklı seçenek mevcuttur. Yüksek enerji fiziği açısından çarpıştırıcılarının en önemli parametreleri kütle merkezi enerjisi ve ışınıktır. Bununla birlikte kontrol altında tutulması gereken çok sayıda demet parametreleri vardır. Bunların en önemlileri halkadaki demet için demet-demet ayar kayması ve linaktaki demet için bozulmadır.

TOBB ETÜ YEF grubu tarafından geliştirilen AloHEP yazılımı farklı tip ve türlerdeki çarpıştırıcıların ana parametrelerini hesaplamaya imkân sağlamaktadır.

Çarpıştırıcı önerilerinde bulunan çeşitli yayınlardaki demet parametreleri AloHEP yazılımına girilerek analitik ve numerik hesaplamalar ile çarpıştırıcıların temel

parametreleri elde edilmiş ve bazı yayınlarda verilen değerlerin yanlış olduğu görülmüştür. Bu durumun önüne geçmek için önerilen çarpıştırıcıların parametreleri öncelikle AloHEP yazılımıyla denenerek temel parametreleri kontrol edilebilir ve böylece daha gerçekçi tasarımların ortaya konulması sağlanabilir.

Anahtar Kelimeler: Parçacık çarpıştırıcılar, Işınlık, Çarpışma bölgesi simülasyonu, Asimetrik çarpıştırıcılar, Lepton-hadron çarpıştırıcıları, Gelecek Dairesel Çarpıştırıcı



ABSTRACT

Master of Science

DETERMINING POSSIBLE COLLISION EFFICIENCY AND SUSTAINABILITY OF PARTICLE COLLIDERS BY SIMULATION OF INTERACTION REGION

Burak DAGLI

TOBB University of Economics and Technology
Institute of Natural and Applied Sciences
Department of Micro and Nanotechnology

Supervisor: Prof. Dr. Saleh SULTANSOY

Date: December 2022

The importance of particle colliders, the first examples of which were established in the 1960s, in high energy physics research is increasing exponentially. Since the 1970s, heavy fermions (c-quark, t-quark, and tau-lepton), intermediate bosons (gluon, W, Z and Higgs boson) predicted by the Standard Model have been discovered by particle colliders. Particle colliders can be divided into three types in terms of colliding particles: lepton, hadron, and lepton-hadron. As for collider types, there are three different options: circular, linear and linac-ring. In terms of high energy physics, the most important parameters of colliders are center of mass energy and luminosity. However, there are many beam parameters that need to be controlled. The most important of these are beam-beam tunes for the beam in the ring and disruption in the linac.

AloHEP software developed by TOBB ETU YEF group allows to calculate the main parameters of different types and options of colliders.

The beam parameters in various publications suggesting a new design of a collider were entered into the AloHEP software, and the basic parameters of the colliders were obtained with analytical and numerical calculations, and it was seen that the values given in some publications were incorrect. In order to prevent this situation, the

parameters of the proposed colliders can be entered into the AloHEP software, and their basic parameters can be checked. Therefore more realistic designs can be provided.

Keywords: Particle colliders, Luminosity, Interaction region simulation, Asymmetric colliders, Lepton-hadron colliders, Future Circular Collider (FCC)



TEŞEKKÜR

Çalıőmalarım boyunca değerli yardım ve katkılarıyla beni yönlendiren danıőmanım Prof. Dr. Saleh Sultansoy'a, kıymetli tecrübelerinden faydalandığım Dr. Ahmet Nuri Akay'a, Yüksek Enerji Fiziği Laboratuvarı çalışma arkadaşlarım Osman Emre Delialioğlu, Feyza Baőpehlivan ve Arif Öztürk'e teşekkür ederim. Destekleriyle her zaman yanımda olan aileme ve arkadaşlarıma çok teşekkür ederim. Son olarak, yüksek lisans eğitimim boyunca burs sağladığı için TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi'ne teşekkür ederim.





İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET	vii
ABSTRACT	ix
TEŞEKKÜR	xi
İÇİNDEKİLER	xiii
ŞEKİL LİSTESİ	xv
ÇİZELGE LİSTESİ	xvii
KISALTMALAR	xix
SEMBOL LİSTESİ	xxi
1. GİRİŞ	1
1.1 Tezin Amacı.....	2
1.2 Literatürde Çarpışma Bölgesi Simülasyonu.....	2
1.3 Tez Taslağı.....	3
2. PARÇACIK ÇARPIŞTIRICILARI	5
2.1 Çarpıştırıcıların Temel Parametreleri	9
2.1.1 Kütle merkezi enerjisi.....	9
2.1.2 Parçacık demetinin boyutları	13
2.1.3 Işınlık	16
2.1.4 Demet kararlılığı.....	18
2.1.4.1 Demet-demet ayar kayması.....	18
2.1.4.2 Bozulma parametresi.....	19
2.2 Çarpıştırıcı Türleri	19
2.2.1 Çarpışan parçacıklar	19
2.2.1.1 Lepton çarpıştırıcıları	20
2.2.1.2 Hadron çarpıştırıcıları	23
2.2.1.3 Lepton-hadron çarpıştırıcıları.....	24
2.2.2 Çarpıştırıcı şemaları	25
2.2.2.1 Dairesel çarpıştırıcılar	26
2.2.2.2 Doğrusal çarpıştırıcılar.....	26
2.2.2.3 Linak-halka tipi çarpıştırıcılar.....	27
2.3 Enerji Ön-cephesi Çarpıştırıcıları.....	27
3. ÇARPIŞMA BÖLGESİ ANALİZİ	29
3.1 Kum Saati Etkisi.....	32
3.2 Çarpışma Açısının Etkisi	33

3.3 Demet-demet Etkileşimleri.....	35
4. ÇARPIŞMA BÖLGESİ SİMÜLASYONU.....	37
4.1 Simülasyonda Kum Saati Etkisi	42
4.2 Simülasyonda Çarpışma Açısı	44
4.3 Simülasyonda Demet-Demet Etkileşimleri	45
5. AloHEP YAZILIMI	49
5.1 Kullanım Kılavuzu	49
5.2 Literatür ile Karşılaştırma.....	52
6. SONUÇ VE ÖNERİLER	57
KAYNAKLAR.....	59
ÖZGEÇMİŞ.....	65

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 2.1: Temel parçacıkların Standart Modeli.....	7
Şekil 2.2: Lorentz faktörünün hıza bağlı değişim grafiği	9
Şekil 2.3: Parçacık paketçığının şematik gösterimi	13
Şekil 2.4: Faz uzayının grafiği	14
Şekil 2.5: Dairesel çarpıştırıcıların şematik gösterimi	25
Şekil 2.6: Doğrusal çarpıştırıcıların şematik gösterimi.....	25
Şekil 2.7: Linak-halka çarpıştırıcıların şematik gösterimi	26
Şekil 3.1: Çarpışan paketçiklerin etkileşiminin şematik görünümü.....	29
Şekil 3.2: Normal dağılım fonksiyonu	31
Şekil 3.3: Boşluktaki demetin Twiss parametrelerindeki değişim grafiği	32
Şekil 3.4: Kum saati etkisinden dolayı paketçığın enine boyutlarındaki değişimin şematik gösterimi	33
Şekil 3.5: Belirli bir açı ile çarpışan iki demetin şematik görünümü.....	34
Şekil 3.6: Belirli bir açı ile gelen iki demetin yengeç geçişi ile çarpışmalarının şematik görünümü.....	35
Şekil 4.1: Parçacık paketçığını temsil eden makro parçacıkların dağılım şeması	38
Şekil 4.2: Simetrik ve kafa-kafaya çarpışan paketçikler için çarpışma bölgesinin şematik gösterimi	39
Şekil 4.3: Makro parçacıklardan oluşan paketçığın hareket yönündeki dilimlere bölünmesinin şematik gösterimi	39
Şekil 4.4: Paketçiklerin dilimlerinin adım adım ilerleyişinin şematik gösterimi.....	40
Şekil 4.5: Paketçik diliminin iki boyuta indirilmesinin (solda) ve bu dilimdeki makro parçacıkların hücrelere dağıtılmasının (sağda) şematik gösterimi.....	41

Şekil 4.6: Bir makro parçacığı temsil eden boyalı dikdörtgenin hücelere göre örnek dağılımının şematik gösterimi.....	41
Şekil 4.7: Boşlukta hareket eden paketçik içerisinde bulunan bir parçacık için gerçek ve faz uzay grafiği	43
Şekil 4.8: Bir paketçığın faz uzayının boşlukta hareketi süresince yaşadığı şekil değişimin şematik gösterimi.....	44
Şekil 4.9: Paketçığın çarpışma noktasındaki faz uzayı	44
Şekil 4.10: 5×5 hücreye bölünmüş paketçik dilimi üzerinde yük, potansiyel ve kuvvet matris elemanlarının şematik gösterimi	48
Şekil 4.11: 2D doğrusal interpolasyonun şematik gösterimi.....	48
Şekil 4.12: Bir ve iki boyutlu kübik interpolasyonun şematik gösterimi.....	49
Şekil 5.1: AloHEP yazılımı arayüzünün ana paneli	51
Şekil 5.2: AloHEP yazılımının grafik arayüzü	52
Şekil 5.3: AloHEP yazılımının sonuç paneli	53
Şekil 5.4: u_y değerine göre ışınlık değişim oranının grafiği.....	54
Şekil 5.5: Çarpışma açısına karşılık ışınlık değerindeki değişim.....	55

ÇİZELGE LİSTESİ

Sayfa

Çizelge 2.1 : ILC elektron-pozitron çarpıştırıcısının iki farklı opsiyonu için temel parametreler.....	21
Çizelge 2.2 : CLIC elektron-pozitron çarpıştırıcısının temel parametreleri	22
Çizelge 2.3 : Müon Çarpıştırıcısı tasarımlarının ana parametreleri	22
Çizelge 2.4 : Tevatron proton-antiproton çarpıştırıcısına ait temel parametreler	23
Çizelge 2.5: LHC'nin pp opsiyonuna ait temel parametreler	24
Çizelge 2.6 : FCC'nin pp opsiyonuna ait temel parametreler.....	24
Çizelge 2.7: Enerji ön-cephesi çarpıştırıcıları: Çarpışan demetlere karşılık çarpıştırıcı tipleri	27



KISALTMALAR

BEPC	: Beijing Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısı (Beijing Electron–Positron Collider)
BSM	: Standart Model Ötesi (Beyond Standard Model)
CLIC	: Kompakt Doğrusal Çarpıştırıcı (Compact Linear Collider)
DESY	: Alman Elektron Senkrotronu (Deutsches Elektronen-Synchrotron)
FCC	: Gelecek Dairesel Çarpıştırıcısı (Future Circular Collider)
FNAL	: Fermi Ulusal Hızlandırıcı Laboratuvarı (Fermi National Accelerator Laboratory)
HE-LHC	: Yüksek Enerjili LHC (High Energy LHC)
HL-LHC	: Yüksek Işımlıklı LHC (High Luminosity LHC)
ILC	: Uluslararası Doğrusal Çarpıştırıcı (International Linear Collider)
KEK	: Yüksek Enerji Hızlandırıcı Araştırma Organizasyonu (Kō Enerugī Kasokuki Kenkyū Kikō)
LEP	: Büyük Elektron Pozitron Çarpıştırıcısı (Large Electron Positron Collider)
LHC	: Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (Large Hadron Collider)
LHeC	: Büyük Hadron Elektron Çarpıştırıcısı (Large Hadron Electron Collider)
MC	: Müon Çarpıştırıcısı (Muon Collider)
MuIC	: Müon İyon Çarpıştırıcısı (Muon Ion Collider)
PDF	: Parton Dağılım Fonksiyonu (Parton Distribution Function)
PETRA	: Pozitron Elektron Tandem Halka Hızlandırıcısı (Positron-Electron Tandem Ring Accelerator)
PWFA-LC	: Plazma Uyarılmış Alan Hızlandırıcısı – Doğrusal Çarpıştırıcı (Plasma Wakefield Accelerator – Linear Collider)
QED	: Kuantum Elektrodinamiği (Quantum Electrodynamics)
RHIC	: Göreli Ağır İyon Çarpıştırıcısı (Relativistic Heavy Ion Collider)
SLAC	: Stanford Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi (Stanford Linear Accelerator Center)
SM	: Standart Model
SPEAR	: Stanford Pozitron Elektron Hızlandırıcı Halkası (Stanford Positron Electron Accelerating Ring)
SppC	: Super proton proton Çarpıştırıcısı (Super proton proton Collider)
SPS	: Super Proton Senkrotron (Super Proton Synchrotron)
TAC	: Türk Hızlandırıcı Kompleksi (Turkic Accelerator Complex)



SEMBOL LİSTESİ

Bu çalışmada kullanılmış olan simgeler açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
e^-	Elektron
e^+	Pozitron
p	Proton
μ^-	Müon
γ	Foton, Lorentz Faktörü
A	Çekirdek
m	Kütle
c	Işık hızı
\sqrt{s}	Kütle merkezi enerjisi
\mathcal{L}	Işınlık
D	Bozulma (Disruption)
ξ	Demet-demet ayar kaynaması (Beam-beam tuneshift)
MeV	Mega elektron Volt
GeV	Giga elektron Volt
TeV	Tera elektron Volt
σ	Paketçik boyutları
ϵ_N	Normalize Yayınım
β	Beta fonksiyonu



1. GİRİŞ

Einstein'in ünlü $E = mc^2$ denkleminde sonra insanlık kütlenin aslında enerjinin bir formu olduğu sonucuna varmış ve kütlenin enerjiye, enerjinin de kütleyle çevrilmesi konusunda birçok deney ve gözlem yapmıştır. Uzaydan dünyaya sürekli olarak ulaşmakta olan kozmik ışınlar kullanılmış, bu ışınların sabit bir hedefe çarpması ile ortaya çıkan enerjinin bir kısmının kütleyle dönüşerek yeni parçacıklar oluşturduğu gözlemlenmiştir. Daha çok sayıda parçacığı kontrollü bir şekilde elde etme ihtiyacı parçacık hızlandırıcı teknolojilerinin geliştirilmesini zorunlu kılmıştır. Geliştirilen hızlandırıcılarda ivmelendirilen parçacıkların durgun hedefe çarptırılma deneyleri gerçekleştirilmiş ve bu deneyler parçacıklar hakkındaki yeni bilgiler edinmemize olanak sağlamıştır. Hızlandırıcı teknolojilerini farklı hızlandırıcılardan gelen parçacık demetlerinin kontrollü çarpışmaların gerçekleştirildiği parçacık çarpıştırıcı teknolojileri izlemiştir. Parçacıkların hızlandırıcılardaki göreceli hareketlerinden dolayı parçacık çarpıştırıcıları ile durgun hedef deneylerinin ulaşabildiğinden çok daha yüksek enerjilere ulaşılmış böylelikle çok daha yüksek kütleli parçacıkları gözleme olanağı elde edilmiştir [1].

1960'lerden günümüze kadar birçok parçacık çarpıştırıcı inşa edilmiştir. CERN'de bulunan Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) [2] başta olmak üzere, hızlandırıcı teknolojileri diğer birçok teknolojinin gelişmesine öncülük etmiş, çevresini teknoloji merkezlerine dönüştürmüş ve bulunduğu ülkenin ekonomisine büyük katkılar sağlamıştır. Örnek olarak 1962 yılında ABD'de kurulan SLAC [3], 1959 yılında Almanya'da kurulan DESY [4] ve 1964 yılında Japonya'da kurulan KEK [5] Ulusal Hızlandırıcı Laboratuvarları gösterilebilir. Mevcut çarpıştırıcılara ilaveten önümüzdeki on yıllar içerisinde inşa edilmesi planlanan başta Gelecek Dairesel Çarpıştırıcısı (FCC) [6] olmak üzere farklı projeler bulunmaktadır.

Parçacık hızlandırıcılarda çarpıştırılan parçacıklar çarpışma öncesi enerjilerine bağlı olarak ortaya serbest enerji çıkarırlar. Kütle merkezi enerjisi adı verilen bu serbest enerji yeni ağır parçacıkların üretimine imkân sağlar. Kütle merkezi enerjisinin yanı sıra çarpışma yoğunluğunun olabildiğince yüksek olması hedeflenir, çünkü daha çok parçacığın çarpışması daha çok verinin elde edilmesi anlamına gelmektedir. Kütle

merkezi enerjisi, ışıklık ve demet saçılma değerleri çarpıştırıcı tasarlanırken dikkat edilmesi gereken temel parametrelerdendir [7]. Bu temel parametreler çarpışma bölgesinde demetin şeklinde değişikliğe neden olabilen bazı özel durumların ihmali ile analitik olarak hesaplanabilmektedir. Bu etkileri işin içine katarak daha doğru bir sonuç elde etmek istiyorsak, hesaplamayı bir simülasyon yardımı ile numerik olarak yapmak gerekir [8].

Bu tez çalışmasında, çeşitli hızlandırıcılardan gelen parçacık demetlerinin çarpışma bölgesinin simülasyonunu gerçekleştirmemizi sağlayan, TOBB ETÜ Yüksek Enerji Fiziği Grubu tarafından geliştirilen AloHEP (A Luminosity Optimizer for High Energy Physics) yazılımından [9] bahsedilecektir ve bu yazılım kullanılarak elde edilen sonuçların üzerinde durulacaktır.

1.1 Tezin Amacı

Simetrik lepton çarpıştırıcıların çarpışma bölgesi simülasyonu için literatürde çeşitli yazılımlar olmasına rağmen lepton-hadron çarpıştırıcılarının çarpışmalarını simüle etmek için bir yazılım bulunmamaktaydı. Bu doğrultuda linak-halka tipli elektron-proton çarpışmalarının simülasyonunu gerçekleştirmek için AloHEP yazılımı geliştirildi. Bu tez kapsamında AloHEP yazılımının daha detaylı bir simülasyon yöntemi ile farklı parçacık türleri (e^+ , e^- , μ^+ , μ^- , p , \bar{p} , A) ve çarpıştırıcı tiplerini (doğrusal, halka ve linak-halka) içerecek şekilde genişletilmesi amaçlanmıştır.

1.2 Literatürde Çarpışma Bölgesi Simülasyonu

Parçacık fiziği açısından çarpıştırıcıların en önemli parametreleri kütle merkezi enerjisi ve ışıklık değerleridir. Çarpışma bölgesinin tasarımı açısından ise bunların yanı sıra demet-demet ayar kayması (tune-shift) ve bozulma (disruption) parametreleri de göz önünde tutulmalıdır. Çarpıştırıcı parametreleri analitik olarak hesaplanabilmektedir (ilgili denklemler Bölüm 2.1’de verilmiştir). Çarpıştırıcıların ana parametrelerini daha hassas bir şekilde elde etmek için hesaplamayı bir simülasyon yardımı ile numerik olarak yapmak gerekir. AloHEP yazılımı elektron-pozitron çarpıştırıcıları için geliştirilen CAIN [10] ve GUINEA-PIG [11] yazılımlarına benzer olarak hesaplamalı işlemler ile bu parametreleri elde etmek için geliştirilmiştir.

CAIN yazılımı yüksek enerjili elektron, pozitron ve foton parçacık demetlerinin birbiri üzerinde oluşturduğu elektromanyetik alan kaynaklı etkileşimleri hesaplamak için geliştirilmiştir. Simülasyonda parçacıkların (e^+ , e^- , γ) yüksek enerjilere ($\gg m_e c^2$) sahip olduğu ve parçacık demetlerinin z ekseni boyunca zıt yönlerde hareket ettikleri varsayılmıştır. Gerçek parçacıklar, yazılımda üç boyutta ve üç momentum koordinatlı makro parçacıklar ile temsil edilmiştir. CAIN yazılımında elektron, pozitron ve foton çarpışmalarını içeren doğrusal çarpıştırıcılar üzerinde durulmuştur.

GUINEA-PIG yazılımı elektron-pozitron çarpışmaları için CAIN yazılımını örnek olarak geliştirilmiştir. GUINEA-PIG yazılımı elektron-pozitron çarpıştırıcıları için demet-demet etkileşimlerinin yanı sıra çift oluşumu ve hadronik ardalın hesaplarını da yapmaktadır.

1.3 Tez Taslağı

Bu tez şu şekilde organize edilmiştir:

- 2. Bölümde parçacık çarpıştırıcılarından, parçacık çarpıştırıcılarının temel parametrelerinden ve çarpıştırıcı türlerinden örnekler ile bahsedilmiştir.
- 3. Bölümde çarpışma bölgesinin analizi yapılmış, çarpışma bölgesinde demetlerin şeklini değiştiren bazı etkiler ve bu etkilerin çarpıştırıcıların ışınlık değerinde neden olduğu değişiklikler incelenmiştir.
- 4. Bölümde çarpışma bölgesinin modellenmesi ve demetin şeklini değiştiren etkilerin hangi yöntemler ile simülasyona entegre edilebileceği üzerinde durulmuştur.
- 5. Bölümde çarpışma bölgesi modellenmesi yapılmıştır. Ayrıca simülasyonun gerçekleştirildiği AloHEP yazılımı tanıtılmış, yazılımının kullanımı ve örnek çarpışmalarda elde ettiği sonuçlar verilmiştir.
- 6. Bölümde yapılan tez çalışması özetlenerek sonuca bağlanmış, AloHEP yazılımının kullanılmasının avantajlarından ve olası hataları önlemede ne gibi katkılar sağlayabileceğinden bahsedilmiştir. Ayrıca yazılımı geliştirmek için yapılabilecekler hakkında öneriler ortaya atılmıştır.



2. PARÇACIK ÇARPIŞTIRICILARI

Temel parçacık fiziğinin 1897 yılında elektronun J. J. Thomson tarafından keşfedilmesi ile başladığı söylenebilir. Thomson, sıcak filamadan çıkan katot ışınlarının mıknatıs altında hareketlerini inceleyerek bu ışınların negatif yüklü parçacıklar olması gerektiğini düşündü. Katot ışınlarına net sapma sıfır olacak şekilde birbirine dik elektrik ve manyetik alan uygulayarak daha sonrasında elektron adı verilecek olan bu parçacıkların yük/kütle oranlarını hesapladı (1909 yılında Millikan tarafından gerçekleştirilen yağ damlası deneyi sonucunda elektronların yükü dolayısıyla kütlesi de hesaplanmış oldu). Atomların elektriksel olarak yüksüz olduğunu bilen Thomson, elektronların pozitif yüklü bir bulamacın içinde asılı durumda olduğu üzümlü kek modeli olarak anılan bir model ortaya attı. Fakat bu model atomların içerisindeki pozitif yük yoğunluk dağılımlarını incelemek amacıyla Rutherford ve öğrencileri tarafından 1910 yılında gerçekleştirilen ünlü saçılma deneyinden sonra kesin olarak çürütülmüş oldu. Rutherford deneyinde pozitif yüklü alfa parçacıklarından oluşan demeti ince bir altın levha üzerine göndererek alfa parçacıklarının levhadan saçılmalarını inceledi. Thomson atom modeline göre küçük açılarla sapması beklenen alfa parçacıklarının beklenenin aksine büyük bir çoğunluğu hiç sapsmaya uğramazken çok az sayıda alfa parçacığı büyük açılar ile geri tepti. Alfa parçacıklarının kütlelerinin elektrona göre çok daha büyük olmasından dolayı elektronların bu saçılmada rolü yok denecek kadar az olmalıydı, yani bu saçılma atom içerisindeki pozitif yük nedeniyle gerçekleşmeliydi. Bu deneyin sonucuna bakarak Rutherford atom içerisinde pozitif yükün ve kütlenin hemen hepsinin merkezde yani çekirdekte yoğunlaştığının sonucuna vardı ve en hafif atom olan hidrojenin çekirdeğini proton olarak adlandırdı.

Atomun, güneşin etrafında dönen gezegenler gibi çekirdeğin etrafında dönen elektronlardan oluştuğunu düşünen Niels Bohr 1914'te kuantum kuramının ilkel bir versiyonunu kullanarak hidrojen spektrumunu matematiksel olarak hesaplamayı başardı. Bu başarımın üzerine daha ağır olan atomların çekirdekte yoğunlaşmış birden fazla protondan oluştuğu ve atomlar nötr olduğuna göre bir o kadar da elektronun çekirdek etrafında döndüğü düşünüldü. Fakat kütlenin çekirdekte yoğunlaşmış olmasına karşın hidrojenden sonra gelip iki elektron içeren helyum atomunun kütlesi

hidrojenden dört kat, üç elektron içeren lityum ise yedi kat daha ağırdı. Benzer farklılıklar periyodik cetvelin diğer atomları için de geçerliydi. Bu problem Chadwick tarafından alfa parçacıklarının berilyumdan saçılmasının incelenmesi sonucunda *protonun yüksüz ikizi* olan nötronun 1932 yılında keşfedilmesi ile çözüme kavuştu.

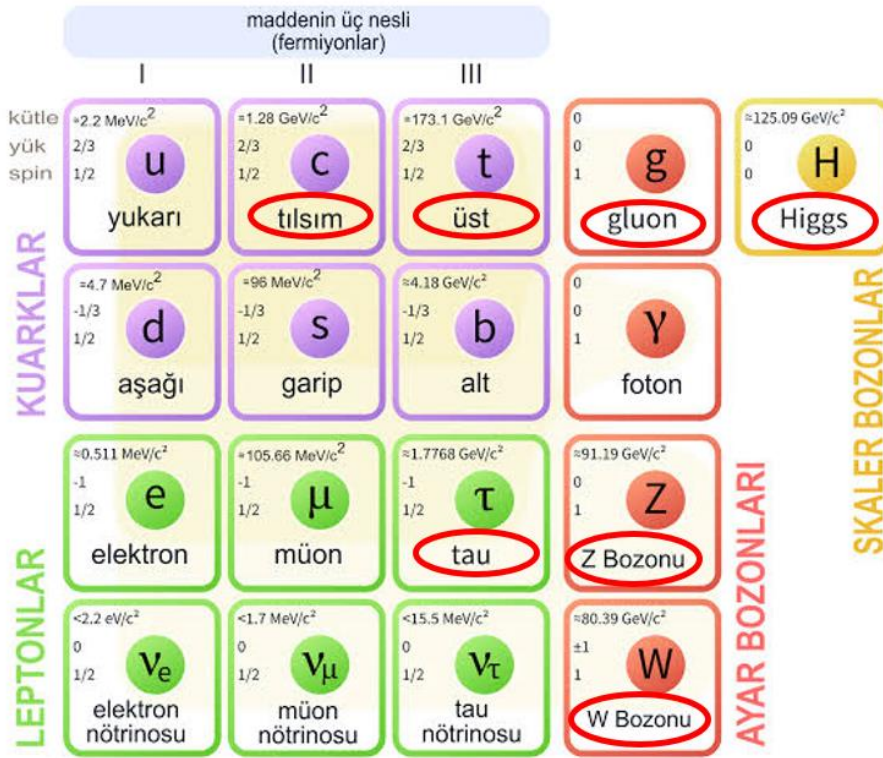
Proton ve nötronun keşfi temelde radyoaktif bir atom çekirdeğinin parçalanmasının doğrudan ya da dolaylı olarak kullanılmasına dayanır. Radyoaktif atom çekirdeği zamanla bozunarak alfa, beta ve gama ışınları yayarlar. Biz bugün biliyoruz ki aslında alfa ışınları, iki proton ve iki nötron içeren helyum atom çekirdeklerine; beta ışınları, elektron veya pozitronlara; gama ışınları ise yüksek enerjili fotonlara karşılık gelmektedir. Bu bozunumların sonucunda sözü edilen parçacıklara ek olarak görece gözlemlenmesi yüksüz olduğu için daha zor olan nötronlar ve hem yüksüz olduğu için elektromanyetik etkileşimlere hem de lepton olduğu için kuvvetli etkileşimlere girmemeleri nedeniyle gözlenmesi çok daha zor olan nötrinolar oluşmaktadır. Geçmişten günümüze yukarıda verilen parçacıkların eldesi için nükleer reaktörler parçacık kaynakları olarak kullanılmaktadır.

Nükleer reaktörler, parçacık elde etmenin tek yolu değildir. Proton ve elektronun elde edilmesi görece kolaydır. Elektronları elde etmek için bir parça metali ısıtmak ve elektronları çekebilmek için ortası delik pozitif yüklü bir plaka kullanmak yeterlidir. Delikten geçen elektronlar bir elektron demeti oluştururlar. Proton demeti elde etmek için ise hidrojen atomunu iyonlaştırmak ve elektrik alan uygulayarak hızlandırmak yeterlidir. Aynı mantıkla çekirdek demetleri de elde edilebilir. Fakat diğer parçacıkları elde etmek bu kadar kolay değildir. Üretilmesi görece daha zor olan parçacıkları elde etmenin bir yolu kozmik ışınları kullanmaktır. Dünya, sürekli olarak kozmik ışınlar olarak adlandırılan uzaydan gelen yüksek enerjili parçacıkların (özellikle protonların) bombardımanı altındadır. Bu parçacıkların kaynaklarının ne olduğu tam olarak bilinmemekle birlikte bu yüksek enerjili parçacıklar üst atmosferde bulunan atomlar ile çarpışarak ikincil parçacıkları üretirler. Genellikle pi-mezon, müon ve nötrino olan bu ikincil parçacıkların bir kısmı kozmik ışınlarla birlikte yer küreye kadar ulaşır. Kozmik ışınlar, günümüz teknolojisi ile bile laboratuvar ortamında elde edilebilecek enerjilerden çok daha yüksek enerjilere sahip parçacıkları barındırırlar. Fakat sayıları enerjileri ile eksponansiyel olarak azalan bu parçacıkları yakalayabilmek için hem sabra hem de şansa gerek vardır. Ayrıca şansımızı artırabilmek için hacmi çok büyük algıçların kurulması gerekmektedir, buna karşın parçacıkların algıçlara kontrollü bir

şekilde düşürülmesi sağlanamamaktadır. Örneğin Amundsen–Scott Güney Kutbu istasyonunda yüksek enerjili nötrinoları gözlemek amacıyla kurulan IceCube Nötrino Gözlemevi, yaklaşık 1 km³ hacme sahiptir. Bu gözlemevinde yıllık yaklaşık yüz bin kadar nötrino gözlemlenmektedir. Bu gözlemevinin ICECUBE-GEN2 projesi kapsamında 2032 yılına kadar 8 km³ hacme ulaşması ve yılda bir milyon nötrino gözlemlenmesi hedeflenmektedir [12]. Kozmik ışınlar geçmişten günümüze birçok parçacığın gözlemlenmesine olanak sağlamıştır. Kozmik ışınlardan gelen parçacıkların algıçlar tarafından yakalanarak incelenmesi ile 1932 yılında elektronun antiparçacığı olan pozitron, 1936 yılında elektronun ağır ikizi olan müon temel parçacıkları ve 1946 yılında pion, 1947 yılında ise kaon mezonları keşfedilmiştir [1].

Günümüzde en sık kullanılan temel parçacık üretim yöntemi ise parçacık hızlandırıcılarıdır. Hızlandırıcılar yüklü parçacıkları çok yüksek enerjilere ulaşana kadar ivmelendiren ve bu parçacıkları sınırlanmış demetler içinde tutmak için elektromanyetik alanları kullanan makinelerdir. Hızlandırıcılarda elektrik alan parçacıkları hızlandırmak için kullanılırken manyetik alan parçacıkları demet içerisinde dağılmadan tutmak ve yönlendirmek için kullanılır. Hızlandırıcılar kullanılarak elektronlar, protonlar ve atom çekirdekleri elektrik alan altında yüksek enerjilere ulaşana kadar ivmelendirilir. Bu parçacıklar daha sonra durgun bir hedefe çarpıtılabilir ve ortaya çıkan parçacıklardan incelenmek istenilenler mıknatıslar kullanılarak algıçlara yönlendirilip incelenebilir. Öte yandan yoğun müon, pozitron, antiproton, pion, kaon ve nötrino demetlerini bu yöntem ile üretilip başka bir hedef ile çarpıtmak da mümkündür. Hızlandırıcıların 1950'lerde etkin bir şekilde devreye girmesi çok sayıda yeni parçacık gözlemlenmesine imkân sağlamıştır. Fakat parçacık hızlandırıcıları kullanılarak elde edilen yüksek enerjili demetleri durgun bir hedef ile çarpıtmak yerine, parçacıkların göreceli hareketinden dolayı çok daha yüksek bir kütle merkezi enerjisi elde etmek için bu demetleri zıt yönde hareket eden başka bir yüksek enerjili demet ile çarpıtmak tercih edilir (bakınız Bölüm 2.1). Zıt yönde hareket eden yüksek enerjili parçacıkları çarpıtmak için tasarlanan ve birden fazla hızlandırıcı içerebilen makinalara parçacık çarpıtıcılar adı verilir. Bu çarpışmanın gerçekleştiği bölgelere çarpışma bölgesi adı verilir ve bu bölgeler büyük dedektörler tarafından çevrili bir şekilde tasarlanır. 1960'lardan itibaren parçacık çarpıtıcılar ön plana çıkmaktadır. Standart Model'in (SM) öngördüğü ağır temel parçacıkların neredeyse tamamı (b-kuark hariç) parçacık çarpıtıcılarında gözlemlenmiştir. SM'nin öngörüp

parçacık çarpıştırıcılar tarafından keşfedilen temel parçacıklar Şekil 2.1’de işaretlenmiş şekilde verilmiştir.



Şekil 2.1: Temel parçacıkların Standart Modeli

Parçacık çarpıştırıcıları tarafından keşfedilen temel parçacıklar kronolojik sırayla aşağıda verilmiştir [13]:

- Tılsım (charm) kuark ve tau-lepton 1974 yılında SLAC (ABD) ulusal laboratuvarındaki SPEAR elektron-pozitron çarpıştırıcısında,
- Gluon 1979 yılında DESY (Almanya) ulusal laboratuvarındaki PETRA elektron-pozitron çarpıştırıcısında,
- W ve Z bozonları 1983 yılında CERN’deki SPS (Super Proton Synchrotron) proton-antiproton çarpıştırıcısında,
- Üst (top) kuark 1995 yılında FNAL (ABD) ulusal laboratuvarındaki Tevatron proton-antiproton çarpıştırıcısında,
- Son olarak Higgs Bozonu 2012 yılında CERN’deki Büyük Hadron Çarpıştırıcısında (LHC) keşfedilmiştir.

Parçacık hızlandırıcılarının ve çarpıştırıcılarının başta temel parçacık fiziği ve nükleer fizik deneyleri olmak üzere malzeme biliminden yüzey fiziğine, X-Işınlarından hadron

terapisine, iyon implantasyonundan gıda sterilizasyonuna, nükleer atıkların temizlenmesinden toryuma dayalı nükleer santrallere, polimerizasyondan arkeolojiye, proteinlerden DNA'ya, biyoteknolojiden nanoteknolojiye, kristalografiden minerolojiye, gen biliminden savunma sanayisine kadar çok çeşitli kullanım alanları mevcuttur [14]. Ayrıca yüklü parçacık demetlerinin özel yapıları çok kutuplu magnetlerden geçirilmesi ile sinkrotron ışınımı ve serbest elektron lazeri elde edilerek çok geniş bir çerçevede araştırma ve uygulama alanı bulunmaktadır. Standart Model Ötesi (BSM) modellerin önerdikleri parçacıkların araştırılması için parçacık çarpıştırıcıları ayrıca önem arz etmektedir.

Parçacık çarpıştırıcılarının verimini ve sürdürülebilirliğini belirleyen temel parametreler Bölüm 2.1'de; hızlandırıcıda kullanılan parçacıkların türüne ve hızlandırıcıların şekline bağlı olarak sınıflandırılması ise Bölüm 2.2'de verilmiştir.

2.1 Çarpıştırıcıların Temel Parametreleri

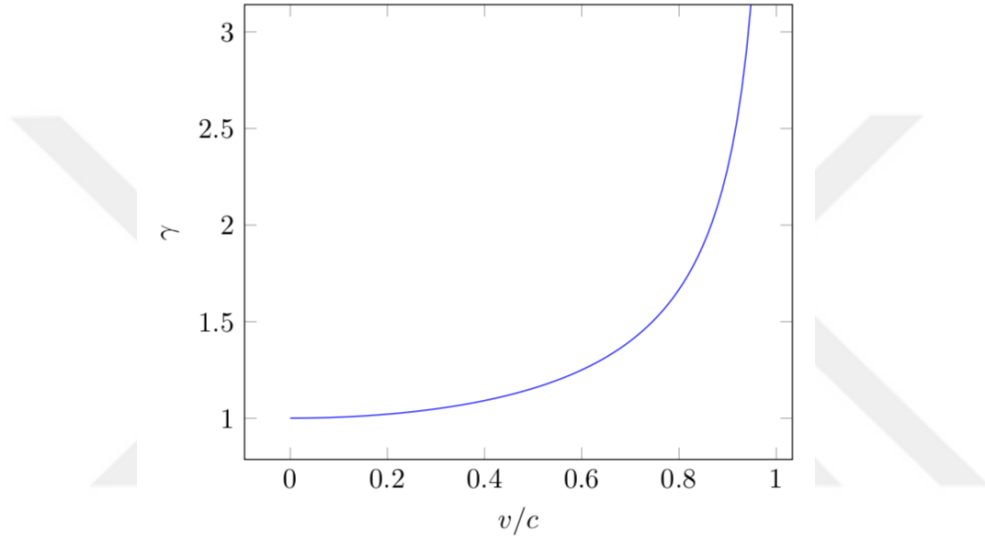
Parçacık çarpıştırıcılar tasarlanırken öncelikli olarak dikkat edilen parametrelere temel parametreler adı verilir. Bu temel parametreler arasında çarpışmada oluşabilecek parçacıkların kütlelerini doğrudan sınırlayan kütle merkezi enerjisi (\sqrt{s}), hızlandırılan parçacık demetlerinin boyutları ve çarpışmada gözlemlenebilecek olay sayısı ile doğrudan bağlantılı olan çarpıştırıcının ışınlık (\mathcal{L}) değeri yer alır. Bunların yanı sıra çarpışma sonunda demet içerisinde parçacıkların saçılmalarından kaynaklı olarak halkadaki demetlerin çarpışmada tekrar kullanılabilirliğini belirleyen demet-demet ayar kayması (beam-beam tune shift, ξ) ve doğrusaldaki demetlerin yeni demetlere enerji aktarımı için kullanılabilirliğini belirleyen bozulma (disruption, D) değerleri yer almaktadır. Bu parametreler hakkında daha ayrıntılı bilgiler aşağıda verilmiştir.

2.1.1 Kütle merkezi enerjisi

Kütle merkezi enerjisi çarpışma sonucunda oluşabilecek parçacıkların kütlelerini doğrudan sınırladığı için çarpıştırıcıların en önemli parametrelerinden biridir. Kütle merkezi enerjisi çarpışan demet içerisindeki parçacıkların enerjilerine bağlı olarak değişmektedir. Parçacığın enerjisi ile kütlesi arasındaki bağlantı aşağıdaki gibidir:

$$E = \gamma mc^2, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2.1)$$

Burada γ değeri Lorentz faktörünü vermektedir. Lorentz faktörünün hıza bağlı değişim grafiği Şekil 2.2’de verilmiştir. Grafikte görüldüğü gibi $v \ll c$ durumunda Lorentz faktörünün yaklaşık olarak 1’e eşit olduğu, ışık hızına yaklaştıkça γ değerinin sonsuza doğru gittiği dolayısıyla kütleli bir parçacığı ışık hızına ulaştırmak için sonsuz enerjiye ihtiyaç duyulduğu görülmektedir.



Şekil 2.2: Lorentz faktörünün hıza bağlı değişim grafiği

Bu duruma örnek verecek olursak 7 TeV enerjili proton demetleri elde edilen Büyük Hadron Çarpıştırıcısı için protonunun kütesinin $938 \text{ MeV}/c^2$ olduğunu göz önüne aldığımızda ulaşılan enerjinin protonun kütesinin yaklaşık 7500 katına karşılık geldiğini söyleyebiliriz. Lorentz faktörü kullanılarak hesaplandığında Büyük Hadron Çarpıştırıcısında protonların hızlarının $0.999999991c$ 'ye kadar ulaştığı görülmektedir.

Einstein'in özel göreliliğinde uzay ve zamanı birleştirerek dört boyutlu uzay-zaman kavramını oluşturması ile üç boyutta momentum korunumu yüksek hızlarda yetersiz kalmaktaydı. 1928'de Paul Dirac, Einstein'ın kütle-enerji denklemini momentumu içerecek şekilde genişletti. Enerji-momentum ilişkisini içeren denklemin tam formu $E^2 = (mc^2)^2 + (\vec{p}c)^2$ şeklindedir. Bu denklemi $(mc)^2 = (E/c)^2 - \vec{p}^2$ şeklinde de yazabiliriz. Eşitliğin sol tarafı durgun kütle ve ışık hızını içerdiği için tüm eylemsiz referans sistemlerinde aynıdır, dolayısıyla eşitliğin sağ tarafının da tüm eylemsiz

referans sistemlerinde aynı olması gerektiğini söyleyebiliriz. Bu değişmezliği temel alan momentum dört vektörleri aşağıda verilmiştir:

$$p^\mu = (p^0, p^1, p^2, p^3) = \left(\frac{E}{c}, \vec{p}\right) = \left(\frac{E}{c}, p_x, p_y, p_z\right) \quad (2.2)$$

$$p_\mu = (p_0, -p_1, -p_2, -p_3) = \left(\frac{E}{c}, -\vec{p}\right) = \left(\frac{E}{c}, -p_x, -p_y, -p_z\right)$$

Bu momentum dört vektörünün karesi ise şu şekilde tanımlanmıştır:

$$p^2 = p^\mu p_\mu = (E/c)^2 - \vec{p}^2 \quad (2.3)$$

Bu eşitlikten yola çıkarak söyleyebiliriz ki tüm eylemsiz referans sistemleri için dört momentumun karesi değişmezdir [15].

Hızlandırılan parçacıklar çarpışma öncesi enerjilerine bağlı olarak çarpışma sonucunda ortaya serbest enerji çıkarırlar. Kütle merkezi enerjisi (\sqrt{s}) adı verilen bu serbest enerji başka parçacıkların oluşumuna imkân sağlar. Çarpışma sonucunda kütle merkezi enerjisinden daha büyük kütleli parçacıkların oluşumu kinematik açıdan yasaktır. Dolayısıyla yüksek kütleli yeni parçacıkları keşfetmek için yüksek kütle merkezi enerjisine sahip çarpıştırıcıların tasarlanması gerekir.

Farklı hızlandırıcılardan gelen demetlerin çarpışma bölgesinde çarpıştırıldığını ve bu sırada farklı demetler içerisinde bulunan A ve B parçacıklarının çarpıştığını düşünelim. Bu durumda kütle merkezi enerjisi aşağıdaki şekilde hesaplanır:

$$\sqrt{s} = c\sqrt{(p_A + p_B)^2} \quad (2.4)$$

Burada p_A ve p_B değerleri çarpışan parçacıkların dört momentumlarıdır. Enerji-momentum ilişkisini içeren denklem kullanılarak aşağıdaki eşitlik elde edilir (parçacık fizikçileri hesaplarda doğal birim olan $c = 1$ birim sistemini kullanırlar):

$$s = (E_A + E_B)^2 - (\vec{p}_A + \vec{p}_B)^2 \quad (2.5)$$

$$= E_A^2 - \vec{p}_A^2 + E_B^2 - \vec{p}_B^2 + 2E_A E_B - 2\vec{p}_A \cdot \vec{p}_B$$

Burada $E_i^2 - \vec{p}_i^2 = m_i^2$ dönüşümü kullanılabilir. Ayrıca çarpıştırıcılarda parçacıkların yaklaşık 180 derecelik açı ile çarpıştıklarını varsaydığımızda $\vec{p}_A \cdot \vec{p}_B =$

$|\vec{p}_A||\vec{p}_B| \cos 180 = -|\vec{p}_A||\vec{p}_B|$ olduğunu söyleyebiliriz. Bu durumda kütle merkezi enerjisi aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$\sqrt{s} = \sqrt{m_A^2 + m_B^2 + 2E_A E_B + 2|\vec{p}_A||\vec{p}_B|} \quad (2.6)$$

Yüksek enerjili parçacıklardan bahsettiğimize göre $E_i \gg m_i$ olduğunda dolayı $m_i \cong 0$ ve $|\vec{p}_i| \cong E_i$ şeklinde alabiliriz. Bu durumda kütle merkezi enerjisini aşağıdaki formül ile ifade edebiliriz:

$$\sqrt{s} = 2\sqrt{E_A E_B} \quad (2.7)$$

Eğer hızlandırılan demetler durgun bir hedef ile çarpıştırılacak olursa durgun hedefin sahip olduğu enerji sadece kütle enerjisi olacağından dolayı $E_B = m_B$ olur ve ayrıca $|\vec{p}_B| = 0$ olduğundan momentumları içeren terim 0 olur. Böylece kütle merkezi enerjisi aşağıdaki hali alır:

$$\sqrt{s} = \sqrt{2E_A m_B} \quad (2.8)$$

A ve B parçacıklarının çarpışmaları sonucunda oluşan yeni parçacıkların kütlelerinin kütle merkezi enerji ile olan bağlantıları aşağıdaki gibidir:

$$A + B \rightarrow 1 + 2 + \dots + n, \quad \sqrt{s} \geq \sum_{i=1}^n m_i \quad (2.9)$$

Çarpıştırıcılar kütle merkezi enerjisi açısından durgun hedefli hızlandırıcılara göre çok daha avantajlıdır. Örneğin Büyük Elektron Pozitron Çarpıştırıcısı (LEP) [16] kullanılarak gerçekleştirilen elektron pozitron çarpışmasında yaklaşık 90 GeV kütleyle sahip olan Z bozonunu elde etmek için elektron ve pozitron demetinin sahip olması gereken enerji aşağıda verilmiştir:

$$E_{e^+} = E_{e^-} = 45 \text{ GeV} \rightarrow \sqrt{s} = 90 \text{ GeV} \quad (2.10)$$

Z bozonunu elde edebilmek için sadece pozitronları hızlandırıp durgun halde bulunan elektron demetine çarptırmak isteseydik, pozitronların sahip olması gereken enerji aşağıdaki gibi olmalıydı:

$$E'_{e^+} = \frac{2E_e^2}{m_e} \cong 8 \times 10^6 GeV \quad (2.11)$$

Görüldüğü üzere bu seviyede bir enerjiyi günümüz hızlandırıcı teknolojisini kullanarak elde etmek mümkün değildir.

Bir diğer örnek olarak Büyük Hadron Çarpıştırıcısı verilebilir. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı içerisinde hızlandırılan protonlar 7 TeV enerjilere ulaşabilmektedirler. Dolayısıyla şunu rahatlıkla söyleyebiliriz:

$$E_p = 7 TeV \rightarrow \sqrt{s} = 14 TeV \quad (2.12)$$

Eğer hızlandırılan protonları durgun protonlara çarptırmak sureti ile aynı kütle merkezi enerjisine ulaşmak isteseydik gereken enerjinin aşağıdaki gibi olması gerekirdi:

$$E'_p = \frac{2E_p^2}{m_p} \cong 10^5 TeV \quad (2.13)$$

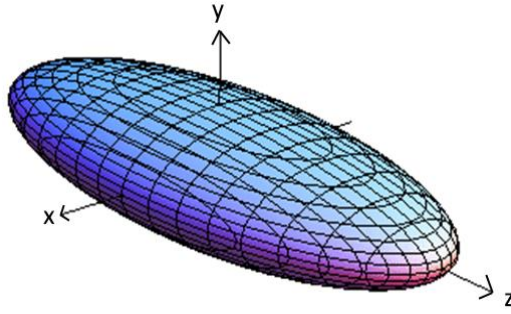
Görüldüğü üzere ilk örneğe benzer bir şekilde bu seviyede bir enerjiyi günümüz hızlandırıcı teknolojisi ile elde etmek mümkün değildir.

2.1.2 Parçacık demetinin boyutları

Hızlandırıcılar tarafından ivmelendirilen aynı tipte parçacıklar içeren yaklaşık olarak aynı enerjiye ve yöne sahip olan parçacık topluluğuna parçacık demeti adı verilir. Parçacık demetleri paketlenmiş demetler ve paketlenmemiş demetler olmak üzere iki ana başlık altında incelenebilir. Paketlenmemiş demetlerdeki parçacıklar hareket yönündeki eksen üzerinde herhangi bir altyapı içermeyecek şekilde dağılım gösterirler. Paketlenmiş demetlerdeki parçacıklar ise hareket yönündeki eksen üzerinde nabız atışına benzer paketçik adı verilen altyapılar içerisinde bulunurlar. Paketlenmiş parçacık demetleri kullanılarak parçacıkları ivmelendirmek modern hızlandırıcılarda yaygın olarak kullanılan yöntemdir. Bu yöntem sayesinde çarpışan parçacık demetleri arasındaki açı büyük oranda küçültülebilir ve demetlerin neredeyse kafa kafaya çarpışmaları sağlanabilir.

Bir demet içerisinde bulunan paketçikler birbirine benzer oldukları için tek bir paketçiği ele alarak demetin özellikleri hakkında bilgi edinebiliriz. Paketçik içerisinde parçacık sayınının merkezde yoğun olduğu ve merkezden uzaklaştıkça yoğunluğunun

azaldığı düşünülecek olursa, paketçiğin şeklinin uzaktan bakıldığında elipsoide benzediğini söyleyebiliriz [17]. Bu elipsoit şeklindeki paketçiğin her bir boyuttaki uzunluğunu temsil etmede ‘ σ ’ sembolü kullanılır. Parçacık paketçiğinin şematik gösterimi Şekil 2.3’te verilmiştir. Paketçiğin boyutlarını incelediğimizde Şekil 2.3’te verilen şematik gösterimden farklı olarak paketçiğin hareket yönündeki (z eksen) uzunluğu, x ve y eksenindeki boyutlarından çok daha fazla olacak şekilde tasarlanır. Örneğin LHC için σ_x ve σ_y değerleri μm mertebelerindeyken σ_z değeri cm mertebesindedir.



Şekil 2.3: Parçacık paketçiğinin şematik gösterimi

Hızlandırıcılarda demetin hareket yönündeki uzunluğu ile demetin enine kesitleri farklı parametrelere bağlı olduklarından dolayı birbirinden ayrı olarak incelenir. Paketçiğin hareket yönündeki uzunluğuna boyuna uzunluk denir ve σ_z ile gösterilirken, σ_x ve σ_y değerleri x ve y eksen üzerindeki enine kesit boyutlarının yarısına karşılık gelecek şekilde tanımlanmışlardır. Demetlerin çarpışma noktasındaki enine kesitleri çarpıştırıcıya göre birbirine eşit ya da farklı değerlerde tasarlanabilir. Enine kesitleri eşit tasarlanan demetler yuvarlak demetler, farklı tasarlanan demetler ise yassı demetler olarak isimlendirilir.

Enine kesitleri ifade eden σ_x ve σ_y değerleri paketçiğin hareketi boyunca kullanılan mıknatıslara bağlı olarak değişim göstermektedir. Bu değişimi anlamak için demet içerisindeki parçacıkların konum ve hız dağılımlarını incelemek gerekir. Bir demetteki her parçacığın tek bir boyut boyunca konumları ve bu boyut boyunca hızları kullanılarak bir faz uzayı çizilebilir [18], bu faz uzayı parçacıkları çevreleyen bir elips denklemi ile verilebilir:

$$\varepsilon = \gamma u^2 + 2\alpha u u' + \beta u'^2 \quad (2.14)$$

Demetlerin çarpışma noktasındaki σ_x ve σ_y değerleri ışınlık değeri ile doğrudan bağlantılı oldukları için çarpıştırıcıların önemli parametreleri arasında yer alırlar. Işınlık kavramı bir sonraki alt bölümde ayrıntılı olarak anlatılmaktadır.

2.1.3 Işınlık

Parçacık çarpıştırıcılarında çarpışma yoğunluğunun olabildiğince yüksek olması hedeflenir çünkü daha çok parçacığın çarpışması daha çok verinin elde edilmesi anlamına gelmektedir. Birim zamanda ve alandaki çarpışma yoğunluğunu ifade etmek için *ışınlık* (\mathcal{L}) kavramı kullanılır ve birimi “ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ”dir. Örneğin Büyük Hadron Çarpıştırıcısında gerçekleştirilen proton-proton (pp) çarpışmalarındaki ışınlık yaklaşık $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ’dir. Işınlık değeri, hızlandırıcıların özelliklerine ve parçacık demetlerinin çarpışma bölgesindeki şekillerine bağlı olarak kabaca hesaplanabilir [20]. Çarpışan demetlerin enine kesitleri için $\sigma_{x_1} \cong \sigma_{x_2}$ ve $\sigma_{y_1} \cong \sigma_{y_2}$ durumu geçerliyse aşağıdaki formül kullanılabilir (formülün çıkarımı 3. Bölümde verilmiştir):

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2}{4\pi \sigma_x \sigma_y} f_c \quad (2.17)$$

Burada f_c paketçiklerin çarpışma frekansıdır.

Eğer demetlerin enine kesitleri için $\sigma_{x_1} \neq \sigma_{x_2}$ ve $\sigma_{y_1} \neq \sigma_{y_2}$ durumu geçerliyse ışınlık formülü aşağıdaki şekli alır:

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2}{4\pi \sqrt{\sigma_{x_1}^2 + \sigma_{x_2}^2} \sqrt{\sigma_{y_1}^2 + \sigma_{y_2}^2}} f_c \quad (2.18)$$

Fakat çarpıştırıcılarda genellikle odaklama ile ilgili sıkıntılar yaşamamak için $\sigma_{x_1} \cong \sigma_{x_2}$ ve $\sigma_{y_1} \cong \sigma_{y_2}$ durumundaki demet çarpışmaları gerçekleştirilir. Bu yüzden farklı parametrelere sahip hızlandırıcılar tarafından ivmelendirilen demetlerin çarpışmasının ışınlık değeri üzerinde tahmin yürütülürken çarpıştırıcı parametrelerinin $\sigma_{x_1} \cong \sigma_{x_2}$ ve $\sigma_{y_1} \cong \sigma_{y_2}$ durumunu sağlayacak şekilde düzenlendiği düşünülür ve ona göre hesap yapılır. Bu durumda ışınlık değerini hesaplamak için şu formülü kullanabiliriz[21]:

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2}{4\pi \max[\sigma_{x_1}, \sigma_{x_2}] \max[\sigma_{y_1}, \sigma_{y_2}]} \min [f_{c_1}, f_{c_2}] \quad (2.19)$$

Denklemden enine kesitleri (σ_x ve σ_y) daha büyük olan demetin enine kesitinin ışınlık hesaplarında kullanılması demet içerisindeki parçacıkların eşit dağıldığı varsayımına dayanır. Fakat normal dağılıma uyduğunu düşünerek hesaplamak daha doğru sonuç verir. Demet içerisindeki paketçiklerin tam olarak çarpışma bölgesinde çarpışmalarının gerçekleşirebilmesi için iki demetin de uyumlu frekans ile senkronize edilmesi gerekir. Doğrusal hızlandırıcılar için f_c değerleri, demetlerin atış frekansı (f_{rep}) ile demet içerisindeki paketçik sayısının (N_b) çarpımına karşılık gelmektedir. Halka hızlandırıcılarda ise çarpışma frekansının hesabı biraz farklıdır. Demetler kesişmesine rağmen parçacıklar arasında çok az sayıda çarpışma gerçekleşir ve parçacıkların büyük bir kısmı çarpışmadan yoluna devam eder. Halka hızlandırıcılarda demetler aynı noktadan defalarca geçtiklerinden bu durum bir avantaja çevrilir ve halka hızlandırıcılarda aynı demet birçok defa çarpıştırmak için kullanılabilir. Bu nedenle f_c değeri demetin saniyedeki tur sayısı (dönüş frekansı f_{rev}) ile demet içerisindeki paketçik sayısının (N_b) çarpımına eşittir. Halka uzunluğu arttıkça saniyedeki tur sayısı azalacak fakat halkanın alabileceği paketçik kapasitesi artacaktır. Dolayısıyla çarpışma frekansının halkanın çevresi ile ilişkili olduğunu söyleyebiliriz.

Işınlık kavramının önemi, gerçekleşen olay sayısı ile dolayısıyla çarpıştırıcıdan elde edilen bilgi ile olan bağlantısından kaynaklanmaktadır. Çarpıştırıcılarda yeni parçacıklar bir anda keşfedilmezler. Çarpıştırıcılardan elde edilen veriler toplanarak analiz edilir. Bu yüzden çarpıştırıcının çalışma süresi boyunca ne kadar veri toplayabileceği çarpıştırıcının parçacık fiziğine katkısı açısından önemli bir kriterdir. Toplam veri ile doğrudan ilişkili olan toplam ışınlık değeri çarpıştırıcının ışınlık değeri ile çarpıştırıcının çalışma süresinin çarpımıyla elde edilir:

$$\mathcal{L}_{toplamlam} = \mathcal{L} \times \Delta t \quad (2.20)$$

Toplam ışınlık değerinin birimi cm^{-2} 'dir. Bir sürecin gerçekleşme olasılığını ifade eden tesir kesiti, σ işareti ile gösterilir ve birimi $barn$ 'dir ($1 barn = 10^{-24} cm^2$ 'dir). Belirli bir olayın tesir kesiti Feynman cebiri kullanılarak matematiksel olarak hesaplanabilir. Böylece bir olayın çarpıştırıcının çalışma süreci boyunca kaç defa gözlemlenebileceğinin tahmini yapılabilir:

$$N_{olay} = \mathcal{L}_{toplama} \times \sigma \quad (2.21)$$

Herhangi bir süreç için ışınlık değerinin olay sayısı ile olan bu bağıntısı ışınlık değerinin çarpıştırıcı tasarlanırken bakılması gereken en önemli parametrelerden biri olmasına yol açar.

2.1.4 Demet kararlılığı

Çarpıştırıcının sürdürülebilirliği açısından demet kararlılığı dikkat edilmesi gereken bir faktördür. Demetlerin kararlılığı çarpıştırıcıda kullanılan hızlandırıcının doğrusal ya da halka olmasına bağlı olarak iki ayrı başlık altında incelenir. Dairesel hızlandırıcılar için demet-demet ayar kayması ξ , doğrusal hızlandırıcılar için bozulma (disruption) D parametreleri kontrol altında tutulmalıdır. Bu parametreler çarpışma sonrasında demetlerin ne kadarlık dağılmaya uğradıkları, şekillerini ne kadar koruyabildikleri ve çarpışma bölgesinin ilerisindeki mıknatıslar kullanılarak dağılan parçacıkları tekrar toplayarak bir araya getirmenin ne kadar mümkün olduğu ile ilgilidir. Bu değerlerin belli bir seviyenin altında olması sayesinde halka hızlandırıcılarda demetler çarpışma sonrası toparlanıp tekrar kullanabilmekte doğrusal hızlandırıcılarda ise enerji geri kazanım (energy recovery) yöntemi [22] ile yeni demetin hızlandırılmasında kullanılabilir.

2.1.4.1 Demet-demet ayar kayması

Halka hızlandırıcılar için tanımlanan demet-demet ayar kayması aşağıdaki şekilde ifade edilir (1 alt indisi çarpışma sırasında etkilenen demetin, 2 ise etkileyen demetin parametrelerini ifade eder):

$$\xi_{x_1} = \frac{Z_2 N_2 r_1 \beta_{x_1}^*}{2\pi\gamma_1 \sigma_{x_2} (\sigma_{x_2} + \sigma_{y_2})} \quad (2.22)$$

$$\xi_{y_1} = \frac{Z_2 N_2 r_1 \beta_{y_1}^*}{2\pi\gamma_1 \sigma_{y_2} (\sigma_{y_2} + \sigma_{x_2})}$$

Burada N paketçikteki parçacık sayısı, r parçacığın klasik yarıçapı, $\beta_{x,y}^*$ demetin çarpışma bölgesindeki beta fonksiyonu, $\sigma_{x,y}$ demetlerin enine kesitleri, γ Lorentz faktörünü, Z ise parçacığın veya çekirdeğin elektrik yükünün mutlak değerini ifade

eder. Deneysel veriler gösteriyor ki halkadaki proton demetinin kararlılığı için ξ değerinin 0.01'den küçük olması gerekmektedir.

2.1.4.2 Bozulma parametresi

Doğrusal hızlandırıcılar için tanımlanan bozulma parametresi aşağıdaki şekilde ifade edilir (1 alt indisi çarpışma sırasında etkilenen demetin, 2 ise etkileyen demetin parametrelerini ifade eder):

$$D_{x_1} = \frac{2Z_2 N_2 r_1 \sigma_{z_2}}{\gamma_1 \sigma_{x_2} (\sigma_{x_2} + \sigma_{y_2})} \quad (2.23)$$

$$D_{y_1} = \frac{2Z_2 N_2 r_1 \sigma_{z_2}}{\gamma_1 \sigma_{y_2} (\sigma_{x_2} + \sigma_{y_2})}$$

Burada N paketçikteki parçacık sayısı, r parçacığın klasik yarıçapı, $\sigma_{x,y}$ demetlerin enine kesitleridir; γ Lorentz faktörü, σ_z paketçik uzunluğu, Z parçacığın veya çekirdeğin elektrik yükünün mutlak değeridir. Deneysel veriler sonucunda doğrusal hızlandırıcıdaki elektron demetinin kararlılığını sürdürebilmesi için D değerinin 25'ten küçük olması gerektiği görülmüştür.

2.2 Çarpıştırıcı Türleri

Parçacık çarpıştırıcılarını:

- Çarpıştırılan parçacıkların çeşitlerine göre sınıflandırma
- Parçacıkların ivmelendirildiği hızlandırıcı tiplerine göre sınıflandırma

olmak üzere iki farklı başlıkta inceleyebiliriz.

2.2.1 Çarpışan parçacıklar

Çarpıştırıcılarda kullanılan parçacıkların yeterli sayıda elde edilmesi ve yeterince uzun ömürlü olması gerekmektedir. Çarpıştırıcılarda kullanılmak üzere görece kolay yöntemler ile elde edilebilecek parçacıklar elektronlar, protonlar ve atom çekirdekleridir. Buna ilaveten elektron ve proton hızlandırıcıları kullanılarak ikincil demetler elde edilebilir. Bunlardan pozitron ve antiproton kararlıdır. Kararlı olmayan müonlar ve antimüonlar (durgun haldeki yaşam müddeti 2,2 μ s'dir) proton hızlandırıcıları kullanılarak elde edilir. Müonlar ve antimüonlar kısa süre içerisinde toplanıp görelî enerjilere ulaştırılırsa laboratuvar sisteminde yaşam ömürleri

milisaniye mertebelerine kadar uzatılabilir. Bu sayede müon ve müon-hadron çarpıştırıcıları ($\mu^+\mu^-$, μp ve μA) hayata geçirilebilir. Bir diğer ikincil parçacıklar ise yüksek enerjili fotonlardır. Doğrusal elektron hızlandırıcılarında elde edilen elektron demetleri ile lazer fotonları çarpıştırılır. Bu çarpışma sonucunda lazer fotonları yüksek enerjili elektronların enerjisini alarak geliş yönlerine zıt hareket eden yüksek enerjili fotonları oluştururlar. Compton geri saçılması [23] adı verilen bu olay sayesinde elektronlar ile yaklaşık aynı enerjilere sahip foton demetleri oluşturulabilir ve bu demetler kullanılarak $\gamma\gamma$, γe (bak [24] ve içerisindeki referanslar), γp ve γA (bak [25] ve içerisindeki referanslar) çarpıştırıcıları kurulabilir. Dünyanın çeşitli bölgelerinde birçok hızlandırıcı ve çarpıştırıcı tesisleri bulunmaktadır [26]. Çalışmasını tamamlamış, mevcut ve önerilen parçacık çarpıştırıcıları örnekleri alt başlıklarda verilmiştir.

2.2.1.1 Lepton çarpıştırıcıları

Lepton çarpıştırıcıları iki kısma ayrılabilir: parçacık fabrikaları ve enerji ön cephesi çarpıştırıcılar. Dünyanın en ileri düzey parçacık fabrikası Japonya'nın Tsukuba kentinde bulunan KEK ulusal hızlandırıcı laboratuvarında çalışmaktadır. 1999'da kurulan KEK-B [27] b-kuarkı içeren mezonların özelliklerini belirlemek için kurulmuştur. 2010 yılında yapılan güncellemenin sonucunda KEK-B'nin (SuperKEK-B [28]) ana parametreleri: elektronun enerjisi 7 GeV, pozitronun enerjisi 4 GeV ve ışınlık değeri $3 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 'dir. Bu çarpıştırıcı sayesinde B-mezonların nadir bozunumları ve CP-asimetrisi ile ilgili önemli bulgular elde edilmiştir. 2030'larda ışınlık değerinin $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ çıkarılması planlanmaktadır.

Benzer şekilde c-kuarkı içeren mezonların özelliklerini incelemek için Çin'de 2008 yılından itibaren BEPC-II [29] çarpıştırıcısı kurulmuştur. Bu çarpıştırıcının ana parametreleri: elektron ve pozitronun enerjileri 189 GeV ve ışınlığı $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 'dir.

Önerilen parçacık fabrikalarına örnek olarak Türk Hızlandırıcı Kompleksi projesi çerçevesinde kurulması öngörülen TAC Super-Charm fabrikası [30] gösterilebilir. Linak-halka tipinde olan bu çarpıştırıcının ana parametreleri: linaktan elde edilen elektronların enerjisi 1 GeV, halkada döndürülen pozitronların enerjisi 3,56 GeV ve ışınlık değeri $10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ olacak şekilde tasarlanmıştır. TAC Super-Charm fabrikasının BEPC-II çarpıştırıcısına göre avantajları şunlardır: iki merteye daha

yüksek ışınlık değerine sahiptir ve SuperKEK-B gibi asimetric demet enerjilerine sahiptir.

Çarpışan parçacık demetlerine bağlı olarak maksimum kütle merkezi enerjisine ulaşmak için tasarlanan enerji ön-cephesi lepton çarpıştırıcılarını elektron-pozitron ve müon-antimüon çarpıştırıcıları olarak iki alt grupta inceleyebiliriz.

Bunlardan bir tanesi 1989-1998 yılları arasında ABD'nin SLAC ulusal hızlandırıcı merkezinde çalışan SLC [31] elektron-pozitron çarpıştırıcısıdır. SLC'nin ana parametreleri: elektron ve pozitronun enerjileri 50 GeV ve ışınlığı $2.5 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 'dir. Bu çarpıştırıcıda Z bozonun özellikleri ile ilgili önemli sonuçlar elde edilmiştir. Bir diğeri CERN'de 1989-2000 yılları arasında çalıştırılan LEP dairesel çarpıştırıcısıdır. LEP'de elektron ve pozitronların maksimum enerjisi 104.6 GeV ve ışınlık değerleri $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ değerlerindedir. Bu çarpıştırıcıda hem Z bozonun hem de W bozonun özellikleri hakkında ileri düzey sonuçlar elde edilmiştir. Fakat sinkrotron ışınından dolayı daha yüksek enerji skalasına sahip elektron-pozitron çarpıştırıcıları doğrusal olmak zorundadır. Japonya'da kurulması öngörülen Uluslararası Doğrusal Çarpıştırıcının (ILC) [32] farklı opsiyonları Çizelge 2.1'de [33] verilmiştir.

Çizelge 2.1 : ILC elektron-pozitron çarpıştırıcısının iki farklı opsiyonu için temel parametreler

Seçenekler	I	II
Demet enerjisi [GeV]	250	500
Paketçikteki parçacık sayısı (N) [10^{10}]	2,00	1,74
Tekrarlama frekansı (f_{rep}) [Hz]	5,00	4,00
Normalize yayılım ($\epsilon_{N_x} - \epsilon_{N_y}$) [μm]	10,0 – 0,035	10,0 – 0,030
Beta fonksiyonu ($\beta_x^* - \beta_y^*$) [mm]	11,0 – 0,48	11,0 – 0,23
Enine demet kesit uzunluğu ($\sigma_x - \sigma_y$) [nm]	474 – 5,90	335 – 2,70
Paketçik uzunluğu, σ_z [cm]	0,300	0,225
Demet başına paketçik sayısı	1312	2450

CERN’de tasarlanan CLIC elektron-pozitron çarpıştırıcısı [34] ile birlikte kütle merkezi enerjisinin 3 TeV’e ve ışınlık değerinin $6 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ’e çıkarılmasına imkân sağlanacaktır. CLIC elektron-pozitron çarpıştırıcısına ait temel parametre aşağıdaki Çizelge 2.2’de verilmiştir.

Çizelge 2.2 : CLIC elektron-pozitron çarpıştırıcısının temel parametreleri

Demet enerjisi [GeV]	1500
Paketçikteki parçacık sayısı (N) [10^{10}]	0,37
Tekrarlama frekansı (f_{rep}) [Hz]	50
Normalize yayılım ($\epsilon_{Nx} - \epsilon_{Ny}$) [nm]	660 – 20
Enine demet kesit uzunluğu ($\sigma_x - \sigma_y$) [nm]	40 – 1
Paketçik uzunluğu, σ_z [μm]	44
Demet başına paketçik sayısı	312

1,5 TeV, 3 TeV ve 6 TeV kütle merkezi enerjisine ve sırasıyla $1,25 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, $4,4 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ve $1,2 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ortalama ışınlık değerlerine sahip önerilen müon çarpıştırıcı (MC) [35] opsiyonları Çizelge 2.3’de verilmiştir.

Çizelge 2.3 : Müon Çarpıştırıcısı tasarımlarının ana parametreleri

Seçenekler	I	II	III
Demet enerjisi [TeV]	0,75	1,5	3,0
Paketçikteki parçacık sayısı (N) [10^{12}]	2	2	2
Tekrarlama frekansı (f_{rep}) [Hz]	15	12	6
Normalize yayılım (ϵ_N) [μm]	25	25	25
Çarpışma bölgesindeki beta fonksiyonu (β^*) [cm]	1	0,5	0,25
Enine paketçik kesitleri (σ) [μm]	5,9	3,0	1,48
Paketçik uzunluğu, σ_z [cm]	1	0,5	0,2
Demet başına paketçik sayısı	1	1	1

Müon parçacığının kütesinin elektrona oranla yaklaşık 200 kat daha ağır olmasından dolayı halka hızlandırıcılarda ihmal edilebilir düzeyde sinkrotron ışınımı yapmaktadır. Dolayısıyla halka hızlandırıcılar müon demetlerini yüksek enerjilere ulaştırmak için tercih edilmektedir.

2.2.1.2 Hadron çarpıştırıcıları

Tarihteki ilk süperiletken sinkrotron olan Tevatron [36] 1985'te bir proton-antiproton çarpıştırıcısına dönüştürüldü. Kütle merkezi enerjisi 1,96 TeV'e kadar ulaşan Tevatron 25 yıl boyunca en yüksek enerjili çarpıştırıcısıydı (2009 yılında LHC devreye girdi). Bugüne dek bulunan en ağır temel parçacık olan t-kuark 1995 yılında Tevatron'da keşfedildi. Tevatron'a ait parametreler Çizelge 2.4'te verilmiştir.

Çizelge 2.4 : Tevatron proton-antiproton çarpıştırıcısına ait temel parametreler

Demet enerjisi [TeV]	0,980
Paketçikteki parçacık sayısı (N) [10^{10}]	$p: 26, \bar{p}: 9$
Devir frekansı (f_{rev}) [Hz]	47800
Enine yayılım (ϵ) [nm]	$p: 3, \bar{p}: 1$
Beta fonksiyonu (β^*) [m]	0,28
Demet kesit uzunluğu (σ) [μm]	$p: 28, \bar{p}: 16$
Paketçik uzunluğu, σ_z [cm]	$p: 50, \bar{p}: 45$
Demet başına paketçik sayısı	36

CERN'de bulunan 6,8 TeV'lik bir demet enerjisiyle, süper iletken Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) [27] şu anda dünyanın en yüksek enerjili çarpıştırıcısıdır ve ulaşılan ışınık değeri $2.1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 'dir. Higgs bozonunu keşfetmek amacıyla tasarlanan ve hayata geçirilen LHC 2012 yılında çarpıştırıcı üzerine kurulan ATLAS ve CMS dedektörlerinde Higgs bozonunu keşfetmesinin ardından hala çalışmakta olup Yüksek Enerji Fiziği alanındaki çalışmalara katkı sağlamaya devam etmektedir. LHCnin proton-proton çarpışma opsiyonuna ait temel parametreleri Çizelge 2.5'te verilmiştir.

Çizelge 2.5: LHC'nin pp opsiyonuna ait temel parametreler

Demet enerjisi [TeV]	6,8
Paketçikteki parçacık sayısı (N) [10^{10}]	11
Devir frekansı (f_{rep}) [Hz]	11240
Enine yayınım (ϵ) [nm]	0,3
Enine demet kesit uzunluğu (σ) [μm]	8,5
Paketçik uzunluğu, σ_z [cm]	8,0
Demet başına paketçik sayısı	2556

Son olarak 2040'larda kurulması planlanan ve 100 km çevreye sahip olacak Gelecek Dairesel Çarpıştırıcısı (FCC) [37] örnek verilebilir. Bu çarpıştırıcı üç opsiyon içermektedir: e^+e^- , hh (h = p, Pb) ve eh. Proton-proton opsiyonunda $\sqrt{s} = 100 \text{ TeV}$ ve ışınlık değeri $\mathcal{L} = 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ mertebesinde olması planlanmaktadır. Çarpıştırıcının pp opsiyonunun parametreleri Çizelge 2.6'da verilmiştir.

Çizelge 2.6 : FCC'nin pp opsiyonuna ait temel parametreler

Demet enerjisi [TeV]	50
Paketçikteki parçacık sayısı (N) [10^{10}]	10
Devir frekansı (f_{rep}) [Hz]	2998
Normalize Enine yayınım (ϵ_N) [μm]	2,2
Enine demet kesit uzunluğu (σ) [μm]	6,7
Paketçik uzunluğu, σ_z [cm]	8,0
Demet başına paketçik sayısı	2556

2.2.1.3 Lepton-hadron çarpıştırıcıları

İlk lepton-proton çarpıştırıcısı, Almanya'da DESY'de bulunan 6,4 km uzunluğundaki HERA elektron-hadron çarpıştırıcısı [23], 1992-2007 yılları arasında çalıştırıldı.

HERA $\sqrt{s} \approx 320 \text{ GeV}$ kütle merkezi enerjisine ve $L_{\text{int}} \approx 1 \text{ fb}^{-1}$ toplam ışınlık değerine ulaştı. HERA'da elde edilen parton dağılım fonksiyonları (parton distribution functions, PDF) Tevatron'da ve LHC'de elde edilen sonuçların yorumlanması için istisnai öneme sahiptir.

Bir diğer lepton-hadron çarpıştırıcı ise daha plan aşamasında bulunan LHC halkalarına teğet bir doğrusal hızlandırıcı (LC) eklenerek inşa edilmesi planlanan Büyük Hadron-elektron Çarpıştırıcısıdır (LHeC). Kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} \approx 1.3 \text{ TeV}$ ve $L \approx 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ışınlık değerine sahip olması planlanan LHeC'nin [38] 2030'lu yıllarda kurulması öngörülmektedir. Bu çarpıştırıcı Kuantum Renk Dinamiğinin (QCD) temellerinin aydınlatılması ile birlikte HL-LHC, HE-LHC, FCC-pp ve SppC için parton dağılım fonksiyonlarını temin edecektir.

FCC ve Çin'de inşa edilmesi planlanan Super proton-proton Çarpıştırıcısı (SppC) temelli ep ve eA çarpıştırıcılarının LHeC'e benzer şekilde halkaya teğet LC eklenmesi ile inşa edilmesi planlanmaktadır. Elektron-hadron çarpışmalarında daha yüksek kütle merkezi enerjilerine ulaşmayı temin edecek LC-FCC ve LC-SppC çarpıştırıcıları Referans [39]'da ve [40, 41]'de önerilmiştir.

Elektron-hadronun yanısıra muon-hadron çarpışmalarını gerçekleştirmek için planlanan çarpıştırıcılar bulunmaktadır. Müon çarpıştırıcılarının veya özel müon halkalarının RHIC, LHC, FCC ve SppC hadron çarpıştırıcılarına teğet olarak kurulması müon-hadron çarpışmalarının incelenmesine olanak sağlayacaktır. Müon-hadron çarpışmalarını gerçekleştirmek için μ -RHIC [42], μ -LHC [43], μ -FCC [39] ve μ -SppC [41] dairesel çarpıştırıcılar önerilmiştir.

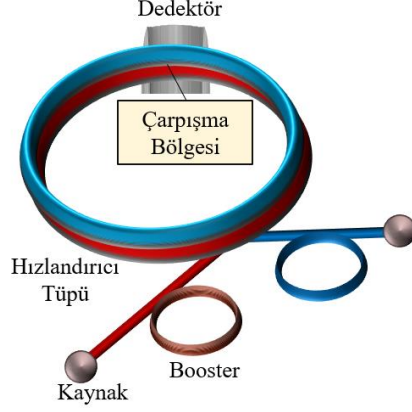
2.2.2 Çarpıştırıcı şemaları

Çarpıştırıcı teknolojilerinde, parçacıkların bir doğru üzerinde hızlandırıldığı doğrusal hızlandırıcılar ve parçacıkların bir halka içerisinde döndürüldüğü halka hızlandırıcılar olmak üzere sık kullanılan iki farklı hızlandırıcı tipinden bahsedebiliriz. Bu nedenle üç farklı çarpıştırıcı tipinden söz edebiliriz:

- Dairesel çarpıştırıcılar
- Doğrusal çarpıştırıcılar
- Linak-halka tipli çarpıştırıcılar

2.2.2.1 Dairesel çarpıştırıcılar

Bu çarpıştırıcı türünde her iki demet halka şeklinde tasarlanmış olan tünellerde hızlandırılmaktadır. Şematik gösterimi Şekil 2.5'te verilmiştir.

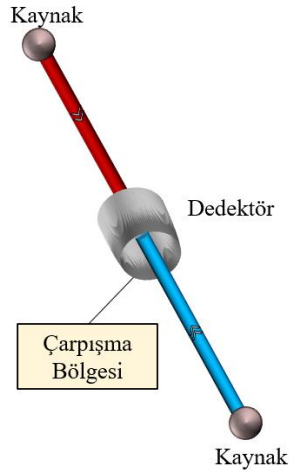


Şekil 2.5: Dairesel çarpıştırıcıların şematik gösterimi

Günümüze kadar kurulan büyük çarpıştırıcıların hepsi dairesel tiptedir (SLC hariç).

2.2.2.2 Doğrusal çarpıştırıcılar

Bu çarpıştırıcı türünde her iki demet doğrusal şekilde tasarlanmış olan tünellerde hızlandırılmaktadır. Şematik gösterimi Şekil 2.6'da verilmiştir.

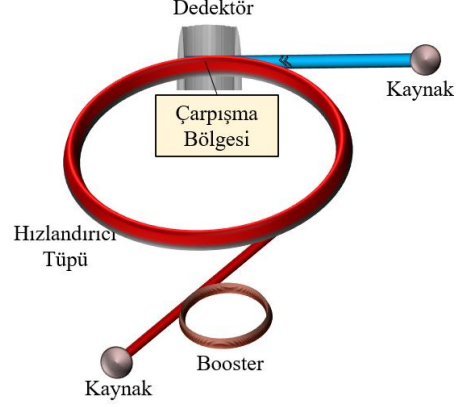


Şekil 2.6: Doğrusal çarpıştırıcıların şematik gösterimi

Elektron-pozitron çarpışmalarında TeV enerji skalasına ulaşmanın tek gerçekçi yolu doğrusal çarpıştırıcılardır. Örneğin Japonya'da ve CERN'de yapılması ve TeV enerjilere ulaşması planlanan ILC ve CLIC elektron-pozitron çarpıştırıcıları doğrusal olarak tasarlanmıştır. Compton geri saçılması kullanılarak bu tip çarpıştırıcılarda $\gamma\gamma$ ve γe çarpışmaları TeV enerji skalasında gerçekleştirilebilir.

2.2.2.3 Linak-halka tipi çarpıştırıcılar

Bu çarpıştırıcı türünde demetlerden biri doğrusal diğeri halka şeklinde tasarlanmış olan tünellerde hızlandırılmaktadır. Şematik gösterimi Şekil 2.7’de verilmiştir.



Şekil 2.7: Linak-halka çarpıştırıcıların şematik gösterimi

Bu tür çarpıştırıcılar elektron-hadron çarpışmalarında maksimum kütle merkezi enerjisine ulaşma imkânı sağlayacaktır (LHeC, Linac-LHC, Linac-FCC). Compton geri saçılması kullanılarak bu tip çarpıştırıcılarda yaklaşık aynı kütle merkezi enerjisine sahip γp ve γA çarpışmaları gerçekleştirilebilir.

2.3 Enerji Ön-cephesi Çarpıştırıcıları

Çarpışan parçacık demetlerine bağlı olarak maksimum kütle merkezi enerjisine ulaşmak için farklı çarpıştırıcı tipleri ön plana çıkmaktadır. Bunların arasındaki bağlantı Çizelge 2.7’de gösterilmiştir.

Çizelge 2.7: Enerji ön-cephesi çarpıştırıcıları: Çarpışan demetlere karşılık çarpıştırıcı tipleri

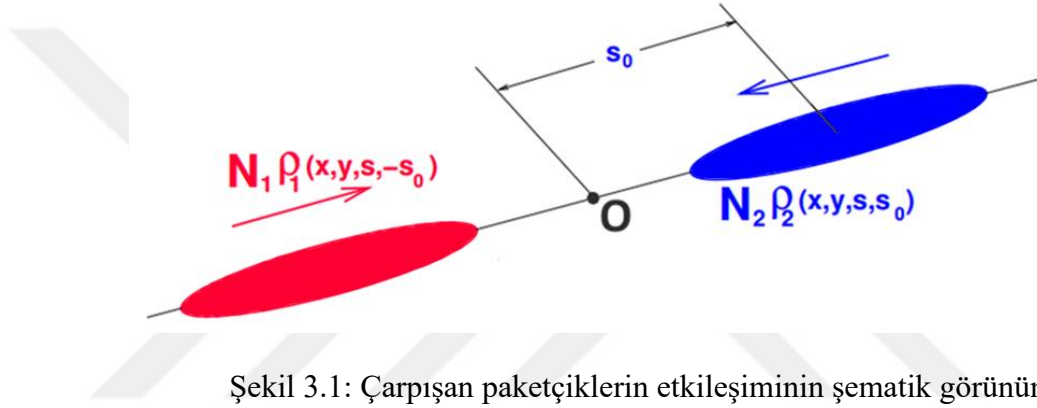
Çarpıştırıcılar	Halka	Doğrusal	Linak-halka
Hadron (hh)	+		
Lepton (e^+e^-)		+	
Lepton ($\mu^+\mu^-$)	+		
Lepton-hadron (eh)			+
Lepton-hadron (μh)	+		
Foton-hadron (γh)			+

Enerji ön-cephesi hadron çarpıştırıcılarına LHC, HE-LHC, FCC, SppC; elektron-pozitron çarpıştırıcılarına ILC, CLIC, PWFA-LC; lepton-hadron çarpıştırıcılarına ise LHeC, ILC×LHC, ILC×FCC, MC×LHC ve MC×FCC örnek olarak gösterilebilir.



3. ÇARPIŞMA BÖLGESİ ANALİZİ

Parçacık çarpıştırıcılarında iki parçacık demetinin çarpıştırılması, bir parçacık demetini sabit bir hedefe çarptırma işlemine göre çok daha karmaşık bir olaydır. İki çarpışan demet durumunda, her iki demet aynı anda hem hedef hem de gelen demet görevi görür. Bu nedenle demetlerin içerisindeki paketçiklerin yoğunluk dağılımı önem kazanır. Şekil 3.1’de karşılıklı paketçiklerin çarpışma öncesindeki konumları betimlenmiştir.



Burada N paketçiklerin içerisinde yer alan parçacık sayısını, ρ parçacıkların yoğunluk fonksiyonlarını, O ise çarpışma merkezini sembolize etmektedir. Demetlerin hareket eksenleri s ile gösterilmiştir. Kafa kafaya çarpışma durumu için s ekseni z eksenine karşılık gelmektedir. Ayrıca burada paketçiğin çarpışma merkezine olan uzaklığına karşılık gelen s_0 değeri zaman değişkeni yerine kullanılmıştır ve yüksek enerjili parçacıklar için değeri $c \cdot t$ kadardır.

Yoğunluk fonksiyonu ile ilgili olarak aşağıdaki integrali tanımlayabiliriz:

$$\int \rho(x, y, s, s_0) dx dy ds = 1 \quad (3.1)$$

Paketçiklerin bu şekilde tanımlanması sayesinde iki demetin farklı dağılımlara sahip olması ile demetlerde farklı sayıda parçacık içermesi durumları kapsanabilir.

İki demet sabit olmayıp birbirine göre hareket ettiğinden, örtüşme integrali demetlerin hareket yönündeki konumuna ve birbirlerine doğru hareket ettikleri zamana bağlıdır. Örtüşme integrali ile ışınlık (L) arasındaki ilişki aşağıdaki şekilde ifade edilebilir:

$$\mathcal{L} \propto K \cdot \int \int \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_1(x, y, s, -s_0) \rho_2(x, y, s, +s_0) dx dy ds ds_0 \quad (3.2)$$

Demetler birbirine karşı hareket ettiğinden, bu ifadeyi kinematik faktör (K) ile çarpmak gerekir.

$$K = \sqrt{(\vec{v}_1 - \vec{v}_2)^2 - (\vec{v}_1 \times \vec{v}_2)^2 / c^2} \quad (3.3)$$

Bir sonraki adımda, parçacıkların neredeyse ışık hızında hareket ettiklerini ve çarpışmanın kafa kafaya gerçekleştiğini ($v_1 = -v_2$) düşünürsek kinematik faktörü 2 olarak alabiliriz.

Tüm yoğunlukların farklı düzlemlerde birbirinden bağımsız olduğunu varsayabiliriz. Bu durumda yoğunluk dağılımlarını çarpanlarına ayırabilir ve örtüşme integralini şu şekilde yazabiliriz:

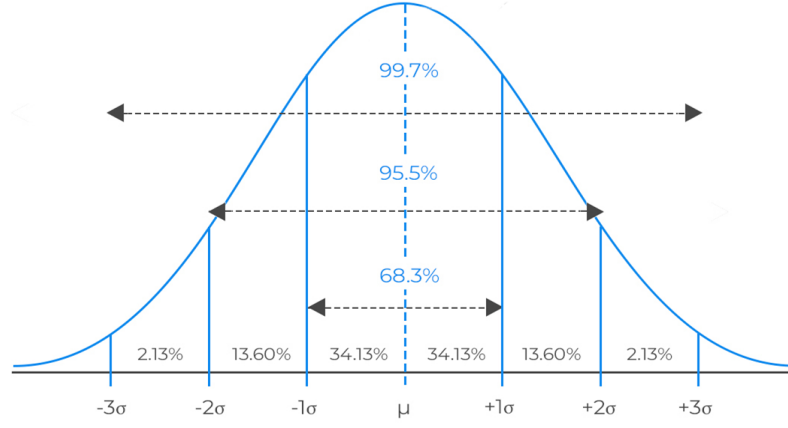
$$\begin{aligned} \mathcal{L} = 2N_1 N_2 f_c \int \int \int \int \rho_{1x}(x) \rho_{1y}(y) \rho_{1s}(s - s_0) \\ \times \rho_{2x}(x) \rho_{2y}(y) \rho_{2s}(s + s_0) dx dy ds ds_0 \end{aligned} \quad (3.4)$$

Burada N_1 ve N_2 paketçiklerin sahip olduğu parçacık sayılarına, f_c ise saniyede çarpışan paketçik sayısına karşılık gelmektedir. Bu integrali hesaplayabilmek için tüm eksenlerdeki dağılımları bilmek gerekir. Analitik bir hesaplama her zaman mümkün değildir ve hesaplamalı yöntemler kullanılarak integral almak gerekebilir. Paketçik içerisinde parçacıkların merkeze yakın yerlerde yoğunlaştığını merkezden uzak yerlerde az miktarda bulunduğunu göz önüne aldığımızda parçacıkların her boyutta normal dağılıma uydukları varsayılabilir.

Normal dağılım diğer adıyla Gauss dağılımı birçok alanda pratik uygulaması olan çok önemli bir sürekli olasılık dağılımıdır:

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2} \quad (3.5)$$

Görüldüğü gibi bu dağılım iki parametreye tanımlanır. Bunlar konum gösteren ortalama (μ) ve ölçek gösteren standart sapma (σ) parametreleridir. Normal dağılım fonksiyonunun grafiği Şekil 3.2’de verilmiştir.



Şekil 3.2: Normal dağılım fonksiyonu

Şekil 3.2'den görüldüğü gibi normal dağılımda 1σ 'lık değer aralığı parçacıkların %68,3'ünü, 2σ 'lık değer aralığı %95,5'ini ve 3σ 'lık değer aralığı %99,7'sini kapsamaktadır.

Parçacık paketçikleri için μ değeri paketçinin merkezine, standart sapma ise paketçinin boyutlarına karşılık gelmektedir. Paketçik içerisindeki parçacıkların her bir boyut için normal dağılım denklemi aşağıda verilmiştir.

$$\rho_x(x) = \frac{1}{\sigma_x \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}\right)$$

$$\rho_y(y) = \frac{1}{\sigma_y \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \quad (3.6)$$

$$\rho_s(s \pm s_0) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(s \pm s_0)^2}{2\sigma_s^2}\right)$$

Paketçiklerin kafa kafaya çarpıştıklarını ve çarpışma süresi boyunca paketçiklerin boyutlarının hiç değişmediğini varsayarsak ve

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-at^2} dt = \sqrt{\pi/a} \quad (3.7)$$

integral dönüşümünü kullanarak geometrik ışınlık değerini aşağıdaki şekilde hesaplayabiliriz [44]:

$$\mathcal{L}_0 = \frac{N_1 N_2 f_c}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (3.8)$$

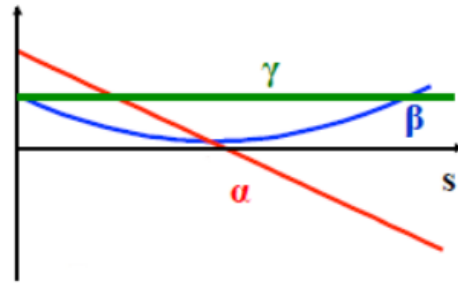
Üç boyutlu parçacık yoğunluklarının ideal olarak kafa kafaya çarpıştıkları ve çarpışma boyunca paketçiklerin şeklinin değişmediği varsayılarak hesaplanan ışınlık değeri üzerinde paketçiğin uzunluğunun (σ_z) etkisi olmadığını görülmektedir. Fakat pratikte çarpışma bölgesinde paketçiğin yönünü ve şeklini değiştiren etkenler bulunmaktadır. Daha gerçekçi sonuçlar elde etmek istiyorsak bu etkenleri de hesaba katmak gerekir. Bunlardan en önemlileri şunlardır:

- Kum saati etkisi
- Çarpışma açısı
- Demet-demet etkileşimleri

Kum saati etkisi ve çarpışma açısının etkisi birbirinden bağımsız olarak analitik hesaplanabilmektedir. Fakat bu etkiler birbirinden bağımsız etkiler olmayıp birbirinin sonucunu etkileyeceklerinden en doğru sonucu elde etmek adına numerik hesaplamaya ihtiyaç duyulmaktadır.

3.1 Kum Saati Etkisi

Parçacık demetleri çarpıştırılmak için büyüteç camının ışığı odaklamasına benzer şekilde mıknatıs tarafından odaklanarak çarpışma bölgesine gönderilir. Demetlerin çarpışma bölgesi içerisindeki hareketleri süresince s eksenindeki (demetin hareket eksenini) konumlarına bağlı olarak enine boyutlarının değişmesi durumuna kum saati etkisi denilir. Demetin her bir paketçiğin içerisindeki parçacıkların konum ve hız dağılımlarının Twiss parametreleri (α , β ve γ parametreleri) ile tanımlanabileceği 2. bölümde bahsedilmiştir. Demetin mıknatıstan çıktıktan sonra boşluktaki hareketleri süresince s eksenini boyunca Twiss parametrelerindeki değişim Şekil 3.3'te gösterilmiştir (burada çarpışma bölgesindeki diğer etkiler ihmal edilmiştir).

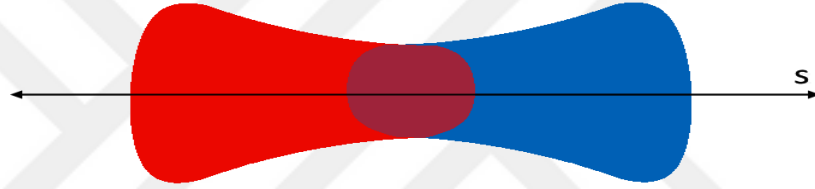


Şekil 3.3: Boşluktaki demetin Twiss parametrelerindeki değişim grafiği

Şekil 3.3 incelendiğinde çarpışma merkezinin $\alpha = 0$ olduğu noktada yer aldığı, β fonksiyonunun s eksenine bağlı olarak değiştiği ve $\alpha = 0$ noktasında β fonksiyonunun minimum değerde olduğu görülmektedir. Bu noktadaki β fonksiyonu β^* değerine karşılık gelmektedir. Şunu hatırlatmak gerekir ki β fonksiyonu ile enine demet boyutları arasındaki ilişki şu şekildedir:

$$\sigma_t = \sqrt{\varepsilon_t \beta_t}, \quad t = x, y \quad (3.9)$$

Demetlerin çarpışma bölgesi içerisindeki hareketleri süresince s eksenlerindeki konumlarına bağlı olarak enine boyutlarının değişmesi durumuna kum saati etkisi denilir. Demetlerin bu bölgedeki şekillerini kum saatine benzetmek mümkündür. Kum saati etkisinden dolayı gerçekleşen, paketçığın enine boyutlarındaki s eksenine bağlı değişimin şematik gösterimi Şekil 3.4'te verilmiştir.



Şekil 3.4: Kum saati etkisinden dolayı paketçığın enine boyutlarındaki değişimin şematik gösterimi

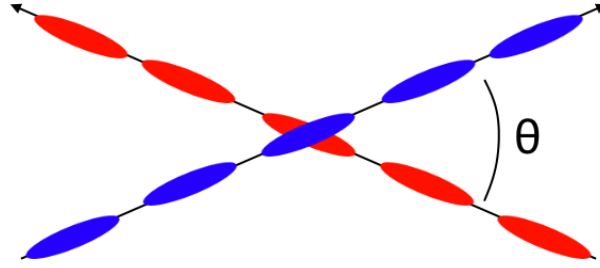
Çarpıştırıcılarda, demetlerin çarpışma noktasındaki enine boyutları σ_x^* ve σ_y^* olacak şekilde odaklanır. Fakat demetlerin hareket yönündeki boyutları genellikle diğer iki boyutuna göre çok daha büyüktür. Bundan dolayı çarpışmanın gerçekleştiği esnada demetlerin s ekseninde konumlarına bağlı olarak enine paketçik boyutları değişir. Paketçiklerin s eksenine göre enine boyutlarındaki değişim aşağıdaki gibidir:

$$\sigma_t^2 = \sigma_t^{*2} \times \left(1 + \frac{s^2}{\beta_t^{*2}} \right), \quad t = x, y \quad (3.10)$$

3.2 Çarpışma Açısının Etkisi

Işınlık değerini değiştiren en önemli etkenlerden bir diğeri ise çarpışma açısıdır. Birden fazla paketçik içeren demetlerde çarpışma bölgesi dışında istenmeyen çarpışmaları önlemek için demetler küçük bir açıyla çarpıştırılırlar. Örneğin bu açı Büyük Hadron Çarpıştırıcısı için yaklaşık 300 μ rad civarındadır.

Paketçiklerden oluşan iki demetin belirli bir açı ile çarpışma şeması Şekil 3.5'te gösterilmiştir (gerçek durumlarda paketçikler arası mesafe paketçik uzunluklarından çok daha büyük, açı değeri de şematik gösterimden çok daha küçüktür).



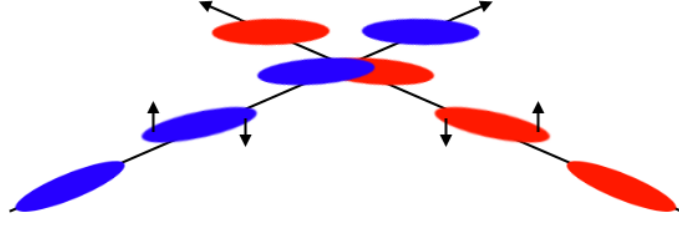
Şekil 3.5: Belirli bir açı ile çarpışan iki demetin şematik görünümü.

Paketçikler arasındaki mesafe küçüldükçe istenmeyen çarpışmaları önlemek için açının büyümesi gerekir. Fakat büyük çarpışma açıları ışınlık değerinde büyük kayıplara neden olmaktadır. Paketçiklerden oluşmayan demetler için bu açının çok daha büyük olması gerekir. Örneğin 1971 yılında ilk defa proton-proton çarpışmalarını gerçekleştiren Kesişen Depolama Halkaları (Intersecting Storage Rings, ISR) [45] çarpıştırıcısında gerçekleşen çarpışmaların açısı yaklaşık 18° kadardı. Bu durum ışınlık değerini büyük ölçüde düşürmekteydi.

Simetrik çarpıştırıcılarda çarpışma açısının ışınlık değerine olan etkisi aşağıdaki denklemde verilmiştir:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 \times \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma_z}{\sigma_x} \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^2}} \quad (3.11)$$

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı için yukarıdaki formülü kullanacak olursak: çarpışma açısını (θ) 285 μ rad, paketçiklerin enine boyutlarını ($\sigma_{x,y}$) 16,7 μ m ve paketçik uzunluğunu (σ_s) 7,7 cm olarak aldığımızda çarpışma açısının ışınlık değeri üzerine etkisini (S faktörü) 0,835 olarak hesaplarız. Dolayısıyla çarpışma açısı kaynaklı olarak LHCde ışınlık değerinin $1,20 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 'den $1,00 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 'ye düştüğünü söyleyebiliriz [20]. Bu kayıp parçacık çarpıştırıcıları için istenmeyen bir durumdur. Bazı çarpıştırıcılarda çarpışma açısından kaynaklı ışınlık kaybını önlemek için paketçikler çarpışma noktasına gönderilirken paketçiklerin mıknatıslar tarafından merkezi etrafında dönmesi sağlanır (Şekil 3.6).



Şekil 3.6: Belirli bir açı ile gelen iki demetin yengeç geçişi ile çarpışmalarının şematik görünümü.

Yengeç geçişi (crab waist) adı verilen bu yöntem sayesinde paketçiklerin çarpışma açısından kaynaklı ışınlık kaybı ihmal edilebilecek düzeylere düşürülebilir. Ne yazık ki Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'ndaki proton-proton çarpışmalarında σ_z/σ_x oranı çok büyük olduğu için yengeç geçişi uygulamak zordur. Bu durumda çarpışma açısını ışınlık hesaplarken göz önünde bulundurmak gerekir.

3.3 Demet-demet Etkileşimleri

Parçacık demetleri (foton hariç) yüklü oldukları için normal şartlarda dağılma eğilimindedirler. Fakat yüksek hızlarda görelilikten dolayı aynı yönde ve hızda ilerleyen yüklü parçacıklar birbirlerinin elektromanyetik alanından çok az etkilenirler (etki $1/\gamma^2$ ile orantılıdır, burada $\gamma = E/m$), böylece demet neredeyse dağılmadan yol alabilir. Bu durum çarpışma bölgesinde zıt yönlerde hareket ederken karşılaşan parçacıklar için geçerli değildir. Çarpıştırılan demetlerdeki parçacıkların yükleri birbirinin zıttı ise çarpışma noktasında parçacıkların merkeze doğru çökmesine, birbirinin aynısı ise çarpışma noktasında parçacıkların merkezden uzağa doğru saçılmasına yol açar. Demet içerisindeki her bir parçacığın demet-demet etkileşimi kaynaklı ivmesi aşağıdaki formül ile hesaplanabilir:

$$\frac{d^2x_1}{dt^2} = -\frac{4r_2N_2}{\gamma_1} \iint \frac{x_1 - x}{(x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2} \rho_2(x, y, s, s_0) dx dy \quad (3.12)$$

Parçacıkların ivmelenmelerine bakılarak paketçiğin şekil değişimi elde edilebilir ve bu şekil değişimi kullanılarak ışınlık değeri hakkında daha gerçekçi hesaplamalar yapılabilir.

Demet-demet etkileşimlerini analitik olarak hesaplamak mümkün olmadığından numerik hesaplama gerekir. Özellikle elektron, pozitron gibi hafif parçacıklarda gözlemlenen bu olayda parçacıklar ivmelenmeden kaynaklı olarak foton yayarak

enerji kaybedebilirler. Bu olaya demet frenleme ışıması (beamstrahlung) adı verilir. Demet ışımasının neden olduğu enerji kaybı ktle merkezi enerjisinin azalmasına ve ışınlık değerinin değişmesine neden olur.



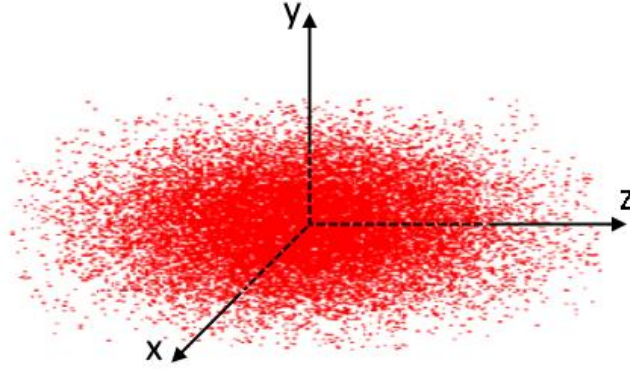
4. ÇARPIŞMA BÖLGESİ SİMÜLASYONU

Nümerik hesaplamaların algoritmaları oluşturulurken işlem gücü ve zamandan kazanç sağlamak adına bazı varsayımlar ve yaklaşımlar yapma gereksinimi duyulur. Parçacık demetleri çarpıştırıcılarda çok yüksek enerjiler ile hareket ettiklerinden dolayı (örneğin Büyük Hadron Çarpıştırıcısındaki protonların hızı $0.999999991c$ kadardır) çarpıştırılan paketçiklerin z ekseninde ışık hızında birbirlerine zıt yönde hareket ettiklerini varsayabiliriz. Açılı gerçekleşen çarpışmalarda çarpışma açısı çok küçük olduğu için bu varsayımı yine de yapabilmekteyiz. Bu sayede üç boyutta gerçekleşen hareketi iki boyutlu parçalara bölerek işlem yükü azaltılabilir. Ayrıca ışınlık değerinin saniyede çarpışan paketçik sayısı ile olan bağıntısı (Bölüm 2.1) kullanılarak sadece iki paketçiğin çarpışması simüle edilebilir ve elde edilen çarpışma sayısı saniyede çarpışan paketçik sayısı ile çarpılarak ışınlık değeri elde edilebilir.

Simülasyonda karşılaşılan zorluklardan biri paketçikler içerisindeki parçacık sayısıdır. Bu paketçikler içerisinde milyarlarca (hatta trilyonlarca) parçacık bulunabilir (Örneğin LHC'deki proton demetlerindeki her bir paketçiğin içerisinde yaklaşık 10^{11} adet proton bulunur). Bir demetteki milyarlarca parçacığın çarpıştığı diğer demetteki milyarlarca parçacıkla olan etkileşimini hesaplamak yüksek miktarda hesaplama gücü gerektirir. Bu yüzden her bir parçacığı tek tek hesaplamak yerine her biri milyonlarca gerçek parçacığı temsil eden sanal parçacıklar tanımlamak yerinde olur. Bu sanal parçacıklardan makro parçacıklar adıyla bahsedeceğiz. Simülasyonda her bir makro parçacığın x ve y eksenlerinde kendilerine ait konum ve hıza sahip olduğunu fakat z ekseninde buldukları paketçiğe bağlı olarak ışık hızında hareket ettiğini varsayabiliriz. Böylece parçacık paketçikleri içerisinde on binlerce makro parçacık içeren yapılar olarak simülasyonda tanımlanabilir [46].

Paketçikler içerisinde parçacıkların dağılımı x, y ve z eksenlerinin her biri için standart sapması sırasıyla σ_x , σ_y ve $\sigma_z/2$ olan normal dağılıma uyacak şekilde rastgele olarak atanır [47] (σ_x ve σ_y değerleri elipsoit paketçiğin x ve y eksenlerindeki boyutlarının yarısını temsil ederken σ_z değeri paketçiğin hareket ekseninde uzunluğunu temsil eder, bu yüzden z ekseninde normal dağılımın standart sapması $\sigma_z/2$

olmaktadır). Makro parçacıkların dağılımlarının temsili gösterimi Şekil 4.1'te gösterilmiştir.



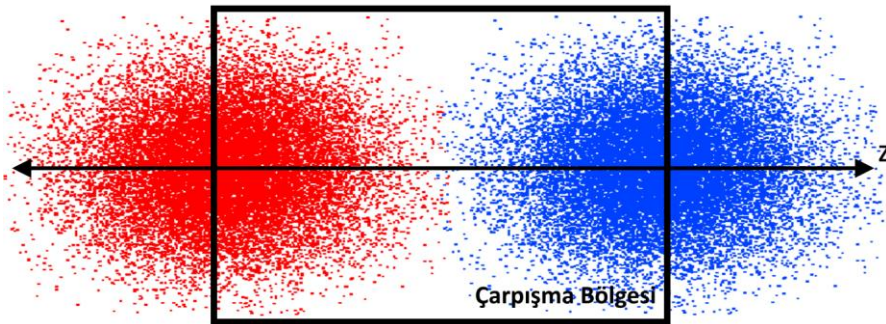
Şekil 4.1: Parçacık paketçliğini temsil eden makro parçacıkların dağılım şeması

Makro parçacıkların dağılımları yapıldıktan sonra simülasyonun gerçekleşeceği çarpışma bölgesinin tanımlanması gerekir. Bu tanımlamayı yaparken paketçiklerin enine ve boyuna boyutlarına başvurulur:

$$S_{x,y} = k \times \max[\sigma_{x_1,y_1}, \sigma_{x_2,y_2}] \quad (4.1)$$

$$S_z = k \times (\sigma_{z_1} + \sigma_{z_2})/2$$

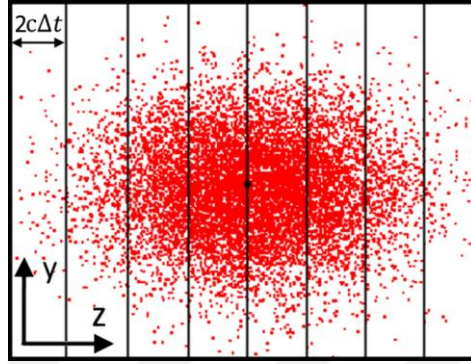
Burada S değeri çarpışma bölgesinin boyutlarına, σ değerleri çarpışan paketçiklerin enine ve boyuna boyutlarına karşılık gelmektedir. Burada k değeri ise normal dağılıma göre seçilen bir katsayıdır. Örneğin $k = 3$ alındığında parçacıkların %99.7'sini çarpışma bölgesi içerisine katmış oluyoruz. Simetrik ve kafa-kafaya çarpışan paketçikler için çarpışma bölgesi Şekil 4.2'da betimlenmiştir.



Şekil 4.2: Simetrik ve kafa-kafaya çarpışan paketçikler için çarpışma bölgesinin şematik gösterimi

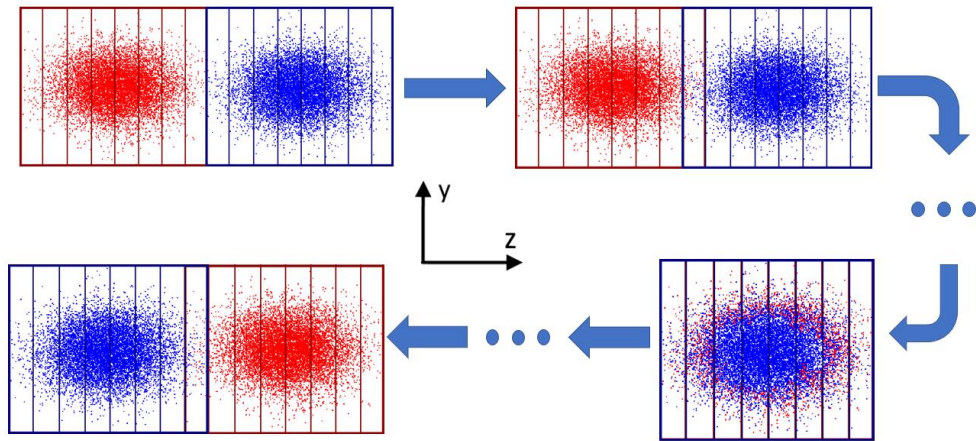
Şekil 4.2’de görüldüğü gibi simülasyon başlangıcında paketçiklerin konumları paketçik merkezleri tam olarak çarpışma bölgesinde kesişecek şekilde ayarlanır.

Paketçiklerin z eksenini doğrultusunda ışık hızında hareket ettiklerini varsaymıştık. Bu varsayım sayesinde çarpışan iki paketçigi z eksenine dik düzlemler ile bölerek her birinin uzunluğu $\Delta z = 2c \cdot \Delta t$ olan (demetler birbirlerine doğru c hızı ile hareket ettiklerini için 2 ile çarpılmıştır) dilimlere ayırabiliriz (Şekil 4.3).



Şekil 4.3: Makro parçacıklardan oluşan paketçigin hareket yönündeki dilimlere bölünmesinin şematik gösterimi

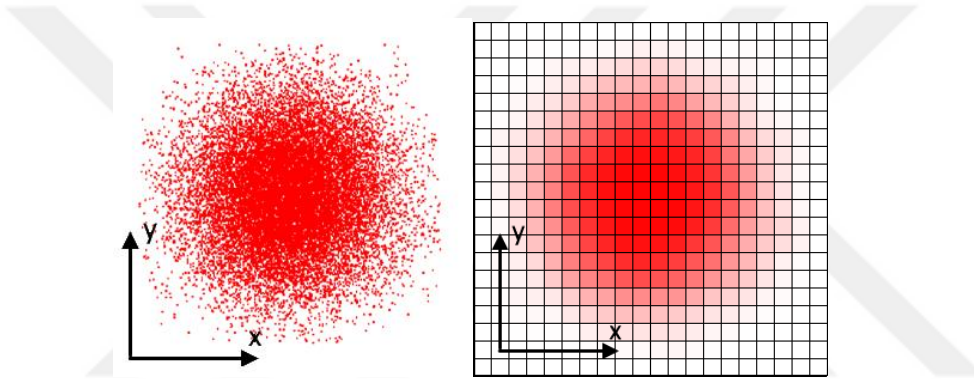
Her dilimin içindeki parçacıkların karşı paketçigin örtüşen dilimindeki parçacıklar ile kesişme yoğunlukları hesaplanır. Bu işlem dilimler z eksenini yönünde adım adım ilerleterek tekrar edilir. Bu işlemin temsili gösterimi Şekil 4.4’te verilmiştir.



Şekil 4.4: Paketçiklerin dilimlerinin adım adım ilerleyişinin şematik gösterimi

Bu yaklaşım sayesinde her bir dilim içerisindeki üç boyuta yayılmış parçacık dağılımını sadece x ve y eksenleri üzerinde yayılmış bir halde iki boyuta indirebiliriz. Böylece büyük oranda işlem yükünden tasarruf sağlamış oluruz.

Makro parçacıkların demetler içerisinde normal dağılıma uyacak şekilde rastgele olarak dağıtıldığından bahsedilmişti. Yeterli sayıda makro parçacık olması durumunda her bir dilimin iki boyutlu normal dağılım oluşturması beklenir. Fakat bu dağılımı net bir şekilde görmek için gereken makro parçacık sayısı çok fazla işlem yükünü beraberinde getirir. Bu yükü hafifletebilmek için dilimleri x ve y ekseninde boyutları Δx ve Δy olacak şekilde dikdörtgensel hücelere bölmek uygun bir yöntemdir. Bu yöntemle göre hücre sayısı x ve y ekseninde işlemin çözünürlüğünü belirleyecektir. Şekil 4.5'te bir dilimin iki boyutlu eksene indirgenmiş hali ile bu dilimin hücelere bölünmüş hali verilmiştir. Her bir hücre içerisinde bulunan makro parçacık sayısını saklar. Makro parçacık sayısı ile hücre sayısını arttırmak (işlem çözünürlüğünü arttırmak) sonucun doğruluğunu arttıracaktır fakat işlem yükünün artmasına neden olacaktır.

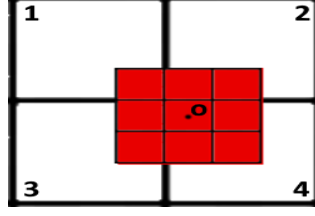


Şekil 4.5: Paketçik diliminin iki boyuta indirilmesinin (solda) ve bu dilimdeki makro parçacıkların hücelere dağıtılmasının (sağda) şematik gösterimi

Daha az makro parçacık ile daha doğru sonuçlar elde edebilmek için bazı yöntemlerin kullanılması gerekir. Makro parçacıkları noktasal parçacıklar gibi düşünerek hücelere dağıttığımızda rastgele dağılımdan dolayı komşu hücreler arasında geçişlerin keskinleştiği gözlemlenir. Hatta çözünürlük arttıkça bu keskinleşmenin de arttığı görülür ve bu istenmeyen bir durumdur. Plazma fiziğinde parçacık simülasyonlarında kullanılan parçacık bulutu yöntemi [48] ile bu sorunun üstesinden gelinebilir.

Parçacık bulutu yönteminde her bir makro parçacık, içerisinde eşit yoğunlukta dağılmış parçacıklardan oluşan dikdörtgensel bir alan olarak ele alınır (işlemi iki boyuta indirdiğimiz için dikdörtgenden bahsederiz, üç boyutta olsaydı dikdörtgen prizma kullanmamız gerekirdi). Bu dikdörtgensel alanın merkezi makro parçacığın konumuna karşılık gelir ve makro parçacıkla birlikte hareket eder. Her makro parçacığa karşılık gelen dikdörtgenlerin alanlarının ne kadarının hücreler içerisinde

kaldığı hesaplanarak parçacıkların hücelere dağılımları yapılır. Bu dikdörtgenin boyutlarını hücrelerin boyutları kadar yapmak yeterlidir. Şekil 4.6'da parçacık bulutu yöntemine örnek bir şematik verilmiştir.



Şekil 4.6: Bir makro parçacığı temsil eden boyalı dikdörtgenin hücelere göre örnek dağılımının şematik gösterimi

Burada boyalı dikdörtgen merkezi O noktasında olan bir makro parçacığı, boyalı dikdörtgenin içinde bulunduğu numaralandırılmış dikdörtgenler ise hücreleri temsil etmektedir. Örneğin bir makro parçacık dokuz milyar parçacık içeriyor ise Şekil 4.6'da verilen durum için diyebiliriz ki bir milyarı 1 numaralı, ikişer milyarı 2 ve 3 numaralı, dört milyarı 4 numaralı hücrenin içinde bulunmaktadır. Bu hesaplama yapılarak her bir makro parçacık içerisinde bulunduğu hücelere dağıtılır. Bu işlem her iki paketçiğin her bir dilimi için her bir zaman adımında gerçekleştirilir. Hücelere dağıtma işleminin hemen ardından diğer paketçikteki aynı konumdaki dilim ile kesişimi hesaplanarak kesişim değeri ışınlık değerine eklenir. Işınlık değerini numerik olarak hesaplamak için aşağıdaki formül kullanılır [46]:

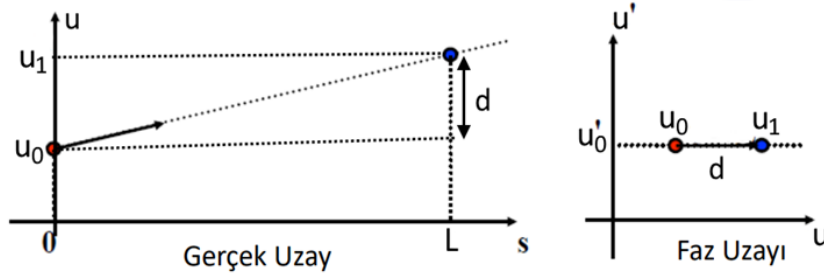
$$\mathcal{L} = 2N_1N_2f_c \frac{c\Delta t}{\Delta x\Delta y\Delta zN_p^2} \sum_n \sum_k \sum_{ij} Q_{ij}^{(1)} Q_{ij}^{(2)} \quad (4.2)$$

Burada N_1 ve N_2 çarpışan paketçiklerin içerdikleri parçacık sayılarına, f_c saniyede çarpışan paketçik sayılarına ve N_p makro parçacık sayısına karşılık gelmektedir. Ayrıca formülde geçen n her bir zaman adımını, k her bir dilimi, $Q_{ij}^{(1)}$ ve $Q_{ij}^{(2)}$ matrisleri kesişen dilimlerin parçacık dağılımlarını temsil etmektedir.

Buraya kadar ışınlık değerini etkileyen çarpışma bölgesindeki faktörleri ihmal ederek ilerledik. Fakat ışınlık değeri ile ilgili daha doğru sonuçlar elde etmek isteniyorsa bu faktörlerin de hesaba katılması gerekir. Çarpışma bölgesinde ışınlık değerini etkileyen faktörlerin simülasyonda nasıl tanımlanabilecekleri alt bölümlerde verilmiştir.

4.1 Simülasyonda Kum Saati Etkisi

Demetlerin çarpışma bölgesinde şekillerinin değişimine neden olan kum saati etkisini simülasyona aktarabilmek için mıknatıslardan çıkan parçacıkların boşluktaki hareketlerini incelemek ve bu hareketi makro parçacıklara uygulamak gerekir. Önceki bölümlerde demet içerisindeki parçacıkların mıknatıslar kullanılarak dağılımlarının engellendiğinden ve mıknatıslar kullanılarak çarpışma bölgesine odaklandıklarından bahsedilmişti. Parçacıklar mıknatıs içerisinde geçerken mıknatısların manyetik alanından dolayı hızlarının yönüne dik ivmeli hareket yaparlar. Mıknatıs içerisindeki parçacıklar ivmelendikleri için u' değerinin zamana bağlı değiştiği söylenebilir (önceki bölümlerde faz uzayından bahsedilirken parçacıkların bir boyuttaki konumları u ile aynı boyuttaki hızları ise u' ile gösterilmiş ve hareket eksenini s olan demet için faz uzayının x ve y ekseninin her ikisi için de ayrı ayrı çizilebileceğinden söz edilmişti). Mıknatısların manyetik alanı dışında boşlukta hareket eden parçacıklar ise mıknatıstan çıktıkları son hızlarını koruyarak hareketlerini sürdürürler. Boşlukta hareket eden demet içerisindeki tek bir parçacık için gerçek uzayda ve faz uzayındaki hareketi Şekil 4.7'de betimlenmiştir.



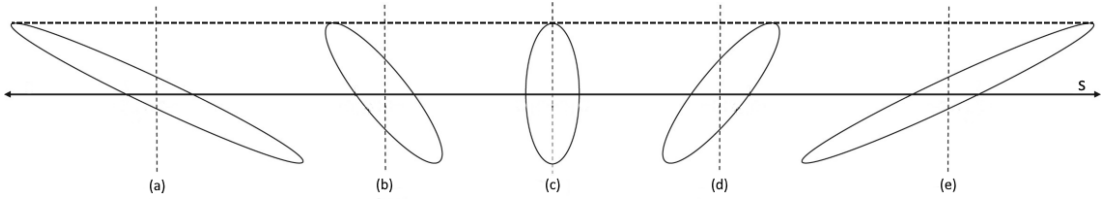
Şekil 4.7: Boşlukta hareket eden paketçik içerisinde bulunan bir parçacık için gerçek ve faz uzay grafiği

Boşluktaki parçacıkların hareketlerini ifade etmek için aşağıdaki formüller kullanılabilir:

$$\begin{aligned} u'_0 &= u'_1 \\ u &= u_0 + u'_0 \cdot L \end{aligned} \quad (4.3)$$

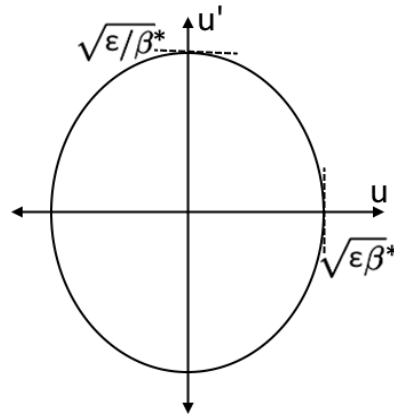
Burada L parçacığın s eksenini üzerinde aldığı mesafeyi ifade eder. Parçacıkların hızlarının yol boyunca değişmiyor oluşu simülasyon için büyük kolaylık sağlar. Makro parçacıkların hepsinin enine kesitte kendilerine ait hızları ve konumları olduğuna göre

başlangıç konumlarını ve hızlarını bu etkiyi içerecek şekilde tanımlamak kum saati etkisini simülasyona eklemek için yeterli olacaktır. İlk konum ve hızlarını tanımlamak için parçacıkların simülasyon başlangıcındaki sahip oldukları x ve y eksenleri için faz uzaylarına ihtiyaç duyulmaktadır. Çarpışma noktasına odaklanan demetlerin boşluktaki hareketleri boyunca faz uzaylarındaki değişim diğer demetle olan etkileşimleri ihmal edilerek Şekil 4.8’de verilmiştir.



Şekil 4.8: Bir paketçiğin faz uzayının boşlukta hareketi süresince yaşadığı şekil değişimin şematik gösterimi

Mıknatıslar tarafından çarpışma noktasına odaklanan bir demet için mıknatısların manyetik alanından çıktığı andaki faz uzayının (a) şekline sahip olduğunu, çarpışma noktasına vardığında (c) şeklini aldığını ve çarpışma noktasından çıktıktan sonra dağılarak (e) şekline kadar ulaştığı görülmektedir. Demetin kullanılmaya devam etmesi için tekrardan mıknatıs kullanılarak toplanması gerekmektedir. Şekil 4.8’deki faz uzayını sadece çarpışma noktası için ele alacak olursak faz uzayı Şekil 4.9’daki gibi olur.



Şekil 4.9: Paketçiğin çarpışma noktasındaki faz uzayı

Çarpışma bölgesindeki faz uzayının u eksenindeki sınırları görüldüğü gibi demetin çarpışma noktasındaki enine kesitini (σ_t^*) vermektedir. Kum saati etkisinin olmadığı durum için makro parçacıkların x ve y eksenleri üzerindeki dağılımlarının standart sapması σ_t^* olan normal dağılıma göre yapıldığından söz edilmiştir. Benzer

şekilde Şekil 4.9 göz önünde bulundurularak makro parçacıkların çarpışma noktasındaki hız dağılımları standart sapması $\sqrt{\varepsilon/\beta^*}$ olan normal dağılım şeklinde tanımlanabilir ve makro parçacıkların hızları bu dağılıma uygun olacak şekilde rastgele olarak atanabilir. Parçacıkların kum saati etkisi kaynaklı hızlarının boşluktaki hareketleri boyunca değişmediği göz önüne alındığında makro parçacıkların simülasyon başlangıcında hızlarının çarpışma bölgesindeki hızları ile aynı olduğu ($u'^* = u'_0$) söylenebilir. Böylece hızları bulunan makro parçacıklar için ilk konumlar artık rahatlıkla hesaplanabilir. Her bir makro parçacık için s eksenindeki konumları standart sapması paketçik uzunluğunun yarısı olan normal dağılıma uygun olarak dağıtıldıktan ve paketçikler başlangıç konumuna yerleştirildikten sonra her bir makro parçacığın çarpışma noktasına uzaklığının s eksenine izdüşümleri (L) hesaplanır. Daha sonra makro parçacıkların x ve y eksenlerindeki konumları, $\sigma_{x,y}^*$ değerleri standart sapma değerleri olarak alınıp normal dağılıma göre dağıtırlar. Her bir makro parçacığın çarpışma noktasındaki konumu u^* ile ifade edilecek olursa, bu makro parçacıkların ilk konumları şu şekilde hesaplanabilir:

$$u_0 = u^* - L \cdot u'_0 \quad (4.4)$$

Makro parçacıkların başlangıç konum ve hızları kum saati etkisini içerecek şekilde tanımlandıktan sonra simülasyon gerçekleştirildiğinde artık simülasyonun kum saati etkisini içerdiği söylenebilir.

4.2 Simülasyonda Çarpışma Açısı

Çarpışma bölgesi simülasyonu paketçiklerin z ekseninde birbirlerine doğru ışıık hızında hareket ettikleri varsayılarak tanımlanmıştır. Günümüz çarpıştırıcılarında çarpışma açısının çok küçük olarak tasarlanması bu varsayımın geçerliliğini sürdürmesine imkân sağlayarak simülasyona çarpışma açısını eklemeyi olanaklı kılmaktadır. Simülasyonda makro parçacıkların ilk konumlarının ve hızlarının çarpışma açısını içerecek şekilde düzenlenmesi çarpışma açısını simülasyona eklemek için yeterli olacaktır. Paketçikler arasındaki çarpışma açısının θ kadar olduğu ve bu açının y eksenine etrafında döndürülerek elde edildiği varsayılınsın. Simülasyonda simetriyi korumak adına θ açısı her iki paketçiğe de dağıtılsa paketçiklerden birinin y eksenine etrafında $\theta/2$ açısı ile diğerinin ise $-\theta/2$ kadarlık açı ile döndürüldüğü söylenebilir. Paketçikler içerisindeki makro parçacıkların konum ve hız dağılımları

yapıldıktan, kum saati etkisi eklendikten sonra çarpışma açısı kaynaklı makro parçacığın x ve z eksenleri üzerindeki konum değişimleri şöyle hesaplanabilir [49]:

$$\begin{pmatrix} x^\phi \\ z^\phi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\phi & -\sin\phi \\ \sin\phi & \cos\phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x^0 \\ z^0 \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

Burada ϕ değeri z yönünde hareket eden paketçik için $\theta/2$, -z yönünde hareket eden paketçik için $-\theta/2$ değerlerine karşılık gelmektedir. x^0 ve z^0 değerleri demetlerin kafa kafaya, x^ϕ ve z^ϕ değerleri ise demetlerin θ kadarlık açı ile çarpışma durumlarında makro parçacıkların x ve z eksenleri üzerindeki ilk konumlarını ifade eder. Paketçiklerin y eksenini etrafında döndürüldükleri varsayıldığından y eksenindeki konumları değişmez. Benzer dönüşüm x' ve z' hızları için de yapılabilir. Fakat açı çok küçük olduğu için z' değerinin değişmediği ve ışık hızı olarak kaldığı varsayılabilir. Bu sayede tanımlanan numerik yöntem küçük açılı çarpışmalar için geçerliliğini sürdürmektedir.

4.3 Simülasyonda Demet-Demet Etkileşimleri

Bu bölüme kadarki numerik hesaplama paketçiklerin birbirlerini etkilemeden hareketlerine devam ettikleri varsayılarak yapıldı. Fakat demetler çarpışma esnasında birbirlerinin manyetik alanından etkilenecek şekilde değişirler. Bu durum ışınlık değeri başta olmak üzere birçok temel parametreyi etkiler. Demet-demet etkileşimlerinden kaynaklı etkileri hesaplamak için simülasyona ihtiyaç duyulmaktadır. Önceki bölümlerde demetlerin z eksenini üzerinde dilimlere bölünüp ve dilimlerin kesişimleri üzerinden çarpışmalarının incelendiğinden bahsedilmişti. Bu yöntemi demet-demet etkileşimlerini eklemek için de kullanabiliriz. Demetlerin göreceli hareketlerinden dolayı çarpışma noktasında birbirine uyguladıkları elektrik alan ve manyetik alan kuvvetleri hareket yönüne dik olduğundan dilim içerisinde gerçekleşir. Ayrıca demetlerin uzunlukları (σ_z) enine boyutlarından (σ_x ve σ_y) çok daha uzun olarak tasarlandığından her zaman adımı için sadece üst üste binen dilimlerin birbirinin elektromanyetik alanından etkilendiğini ve diğer dilimlerden etkilenmediğini varsayabiliriz. Önceki bölümlerde her dilimin x ve y eksenlerinde hücrelere bölüldüğünden bahsetmiştik. Bu hücreler parçacıkların dağılım matrislerine karşılık gelmekle birlikte dilim içerisindeki yük dağılımını da ifade ederler. Bu yük matrislerini kullanarak dilim üzerinde her bir bölge için yüklerin neden olduğu potansiyeli hesaplayarak potansiyel matrisini elde

edebiliriz. Bir dilim için herhangi bir (x, y) noktasında potansiyel matrisi aşağıdaki gibi hesaplanabilir [46]:

$$\phi(x, y) = \sum_{i,j} Q_{ij} \ln[(x - i\Delta x)^2 + (y - j\Delta y)^2]/2 \quad (4.6)$$

Burada Q_{ij} yük matrisinin elemanlarına Δx ve Δy hücrelerin boyutlarına karşılık gelmektedir. Yükleri hücrelerin merkezinde, potansiyelleri ise hücrelerin köşelerinde (m, n) aldığımızda potansiyel formülü bu hale dönüşür:

$$\phi_{mn} = \phi(m\Delta x, n\Delta y) = \sum_{i,j} T_{m-i, n-j} Q_{ij} \quad (4.7)$$

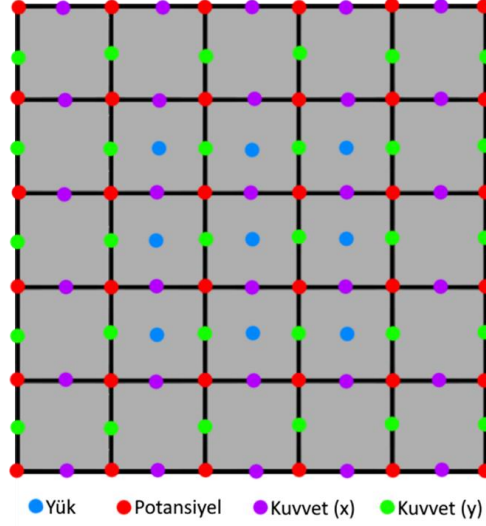
Buradaki $T_{i,j} = \ln((i - 1/2)^2 \Delta x^2 + (j - 1/2)^2 \Delta y^2)/2$ değerine eşittir. Burada i ve j değerlerinden $1/2$ çıkarılması yüklerin hücre merkezinde, potansiyelin ise hücrelerin köşelerinde yer almasından kaynaklanır. Potansiyelin hücre merkezinde alınmasının önündeki engel ise aynı merkezli yük için yük ile potansiyel arasındaki mesafenin 0 olmasından kaynaklı olarak potansiyelin sonsuz çıkmasıdır. Potansiyeli hücre köşelerinde alarak bu sorunun önüne geçilir.

Yukarıda elde edilen potansiyel matrisleri kullanılarak bu potansiyellerin x ve y eksenleri üzerinde oluşturdukları kuvvet matrisleri aşağıdaki formüller kullanılarak elde edilir:

$$F_x((m + 1/2)\Delta x, n\Delta y) = (\phi_{m+1, n} - \phi_{mn})/\Delta x \quad (4.8)$$

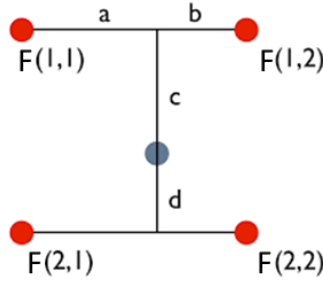
$$F_y(m\Delta x, (n + 1/2)\Delta y) = (\phi_{m, n+1} - \phi_{mn})/\Delta y$$

Parçacıkların paketçiğin merkezinde yoğunlaştıkları ve sınırlara yaklaştıkça yoğunlukları sıfıra yaklaştığından sınırda potansiyelleri sıfır olarak kabul edebilir veya ϕ_{mn} potansiyel matrisinin boyutlarını genişleterek sınır koşullarını çıkarabiliriz. Yük, potansiyel ve kuvvet matris elemanlarının hücrelerin üzerindeki dağılımları örnek olması açısından 5×5 çözünürlükte Şekil 4.10'da verilmiştir. Doğru sonuçlar elde edebilmek için çok daha yüksek çözünürlükte hesap yapmak gerekmektedir. Ayrıca sınır koşullarından kurtulabilmek için Şekil 4.10'da da görüldüğü gibi potansiyel ve kuvvet matrislerinin boyutları yük matrisinin boyutlarından daha büyük tanımlanabilir.



Şekil 4.10: 5×5 hücreye bölünmüş paketçik dilimi üzerinde yük, potansiyel ve kuvvet matris elemanlarının şematik gösterimi

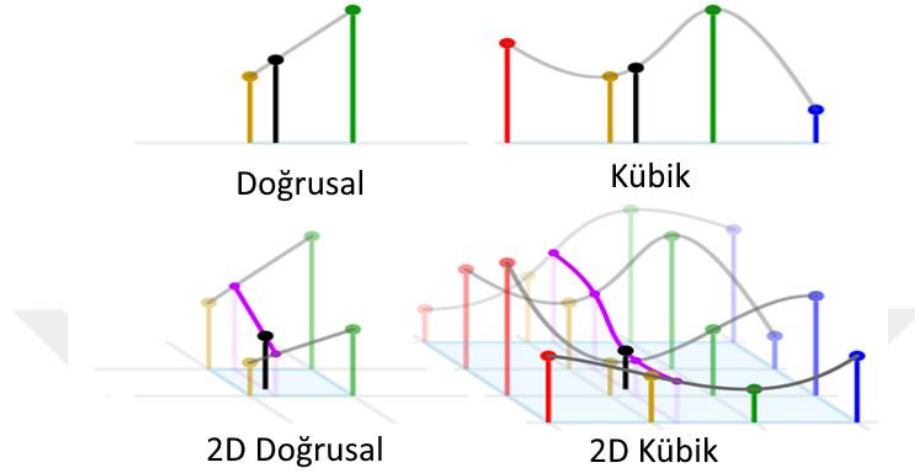
Bir dilimin kesiştiği diğer dilim için elde edilen x ve y eksenleri üzerindeki kuvvet matrislerini kullanarak dilim içerisindeki makro parçacığa etki eden kuvvetler hesaplanabilir. Makro parçacığın konumunu çevreleyen dört komşu kuvvet matris elemanı üzerinde 2D doğrusal interpolasyon [50] yapılarak makro parçacığa x ve y ekseninde etki eden kuvvet değerleri bulunabilir. 2D doğrusal interpolasyonun şematik gösterimi Şekil 4.11’de verilmiştir.



Şekil 4.11: 2D doğrusal interpolasyonun şematik gösterimi

2D doğrusal interpolasyon farklı yüklü demetlerin birbirinden etkilenerek merkeze doğru çöküşlerini simüle etmede yeterlidir. Fakat bu yöntem aynı yüklü demetler için yetersiz kalmaktadır. Doğrusal interpolasyon yöntemi aynı yüklü demetlerin dağılımları sırasında enine ekseninde zamanla kuvvet matris elemanlarının olduğu yerlerde boşluklar oluşarak demetin tarak benzeri bir şekil almasına neden olmaktadır. Bu durum 2D doğrusal interpolasyon ile elde edilen kuvvet fonksiyonunun sürekli bir fonksiyon olmamasından kaynaklanmaktadır. Bu nedenle doğrusal interpolasyon

yerine 2D kübik interpolasyon [51] işlem yükünün arttırmasına rağmen tercih edilebilir. Her bir makro parçacığın konumunu çevreleyen 16 komşu kuvvet matrisi elemanı kullanılarak 2D kübik interpolasyon ile makro parçacığa x ve y ekseninde etki eden kuvvetler hesaplanabilir. Doğrusal ve kübik interpolasyonların şematik gösterimleri Şekil 4.12’de verilmiştir.



Şekil 4.12: Bir ve iki boyutlu kübik interpolasyonun şematik gösterimi

Kuvvet matrislerinin elemanları kullanılarak elde edilen kuvvet fonksiyonunun sürekli bir fonksiyon olması kübik interpolasyon ile sağlanır ve böylelikle demetin tarak benzeri bir şekil alması önlenir.

Makro parçacıklara etkiyen kuvvetler hesaplandıktan sonra makro parçacığın demet-demet etkileşimlerinden kaynaklanan ivmelerini şu şekilde hesaplayabiliriz [46]:

$$a_x^n = -\frac{4r_2N_2}{\gamma_1^n N_p \Delta z} F_x^{(2)}(x_n, y_n) \quad (4.9)$$

Yukarıdaki formülde a_x^n demet-demet etkileşimi kaynaklı makro parçacığın n. zaman adımında x eksenini üzerindeki ivmesine, r_2 makro parçacığı etkileyen demetteki parçacıkların klasik yarıçapına, γ_{1n} makro parçacığın n. zaman adımındaki Lorentz faktörüne, $F_x^{(2)}(x_n, y_n)$ makro parçacığa etki eden kuvvete karşılık gelmektedir. Makro parçacığın y eksenini üzerindeki ivmeleri, dolayısıyla hızları ve konumları benzer şekilde hesaplanabilir. Bu işlemin her zaman adımında her kesişen dilimlerdeki makro parçacıklar için tekrarlanması ile çarpışma bölgesi simülasyonu demet-demet etkileşimlerini içerecek şekilde genişletilebilir.

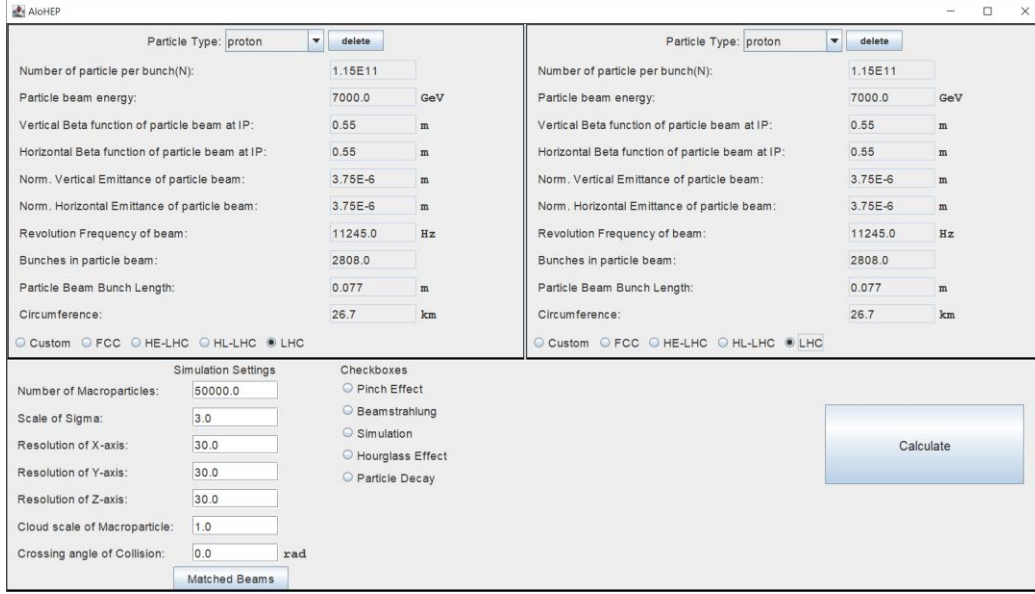
5. AloHEP YAZILIMI

Önceki bölümde bahsedilen numerik metotlar kullanılarak çeşitli parçacık çarpıştırıcıları için çarpışma bölgesi simülasyonunu gerçekleştirerek çarpıştırıcıların temel parametrelerini saptamak için TOBB ETÜ YEF grubu tarafından AloHEP yazılımı geliştirildi. AloHEP yazılımının ilk versiyonunda linak-halka tipi elektron-proton çarpıştırıcılarının simülasyonlarını gerçekleştirirken güncel versiyonunda elektron, pozitron, proton, antiproton, müon, antimüon ve çekirdekler için doğrusal, halka ve linak-halka çarpıştırıcı çeşitlerinde gerçekleştirilen simetrik ve asimetrik çarpışmaları simüle edebilmektedir.

AloHEP yazılımının arayüzü ve nasıl kullanılabileceği Bölüm 5.1’de açıklanmıştır. Bu yazılımı kullanarak elde edilen sonuçların farklı çarpıştırıcıların tasarımı ile ilgili makalelerdeki değerler ile karşılaştırmaları ise Bölüm 5.2’de verilmiştir.

5.1 Kullanım Kılavuzu

Java yazılım dili kullanılarak geliştirilen AloHEP yazılımı hızlandırıcılara ait kayıt dosyalarının saklandığı “save” klasörü ile yazılım kodlarını içerisinde barındıran çalıştırılabilir “AloHEP.jar” dosyasından oluşmaktadır. Kayıt dosyası içerisindeki hızlandırıcılar kullanılan parçacık türüne göre tekrardan sınıflandırılarak alt klasörlere dağıtılmış şekilde bulunurlar. Burada aynı parçacığı içeren hızlandırıcılara ait alt klasör oluşturulmak isteniyorsa parçacık isminin ardına “-” işareti konulup istenilen isimlendirme yapılabilir. Parçacık alt klasörlerinin içerisinde her bir hızlandırıcıya ait JSON dosyaları [52] bulunmaktadır. Bu JSON dosyaları hızlandırıcıya ait parametreleri içermekte olup metin editörleri kullanılarak düzenlenebilir. Kayıt dosyası ayrıca simülasyon parametrelerini içeren “settings.JSON” dosyasını içerir. Bu simülasyon parametreleri hem bu dosya içerisinde hem de AloHEP arayüzü üzerinden düzenlenebilir. AloHEP.jar dosyasının çalıştırılabilmesi için kayıt dosyası ile aynı klasör içerisinde bulunması gereklidir. “AloHEP.jar” çalıştırıldığında AloHEP yazılımının ana paneli açılır (Şekil 5.1).



Şekil 5.1: AloHEP yazılımı arayüzünün ana paneli

Ana panel üç alt panelden oluşmaktadır. Üsteki iki panel simülasyonda parçacık çarpışmalarının gerçekleştirilmek istendiği hızlandırıcılara ait bilgilerin girildiği hızlandırıcı panelleri, altta bulunan panel ise simülasyona ait parametrelerinin girildiği ayarlar panelidir. Çarpışma simülasyonunda kullanılmak istenen hızlandırıcı seçilirken öncelikle kullanılan parçacık türü seçilir. Parçacık türünün seçilmesinin ardından bu panelin alt kısmında bulunan hızlandırıcılar parçacığa uygun şekilde otomatik olarak güncellenir, böylelikle panelin alt kısmında sıralanan hızlandırıcılardan kullanılması istenilen seçilebilir. AloHEP yazılımının kayıt dosyasında bulunmayan hızlandırıcı parametreleri kullanılmak istenildiğinde hızlandırıcı türü olarak “Custom” seçilir. Bu seçimin ardından son seçilmiş olan hızlandırıcı parametreleri üzerinden düzenlemeler yapılabilir, düzenlenen parametreler panelin üst kısmında bulunan “save” butonu ile AloHEP yazılımının kayıt dosyasına istenilen isim ile eklenebilir.

AloHEP yazılımında hızlandırıcılar seçildikten sonra arayüzün alt tarafında bulunan ayarlar panelinden simülasyondaki makro parçacık sayısı, simülasyon çözünürlüğü gibi simülasyona ait parametreler düzenlenebilir ve simülasyonda istenilen etkiler seçildikten sonra “calculate” butonuna basarak simülasyon başlatılabilir. AloHEP yazılımı makro parçacıkların ilerleyişini adım adım gösteren ve simülasyonun başlaması ile ortaya çıkan bir grafik paneline sahiptir. Paketçiklerin şeklindeki değişimler bu arayüz üzerinden takip edilebilir. (Şekil 5.2)



Şekil 5.2: AloHEP yazılımının grafik arayüzü

Grafik paneli çalışır durumdayken klavyedeki x, y ve z tuşlarına basılarak çarpışmanın izlendiği eksen değiştirilebilir. Farenin tekerleği ile seçilen eksen üzerinde yakınlaştırma yapılabilir. Böylece simülasyon süresince paketçiklerin şekil değişimi rahatlıkla takip edilebilir. Ayrıca klavyede r tuşuna basılarak çarpışma bölgesinin, dilimlerin ve hücrelerin sınırları grafik paneli üzerinde simülasyon süresince görülebilir.

Simülasyon işleminin bitiminde grafik paneli kapanarak sonuç paneli açılır. Burada çarpışmanın kütle merkezi enerjisi ve ışınlık değeri; demetlerin enine kesitleri, demet-demet ayar kaymaları ve bozulma parametreleri ile ilgili elde edilen sonuçlar (Şekil 5.3) gösterilir.

FINAL RESULTS			
Center-of-mass, \sqrt{S} :	2.500E+2	GeV	
Nominal Luminosity:	3.786E+33	$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	
Effective Luminosity:	6.052E+33	$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	
Enhancement/Reduction Factor:	1.599		
electron-linac		positron-linac	
SigmaX (σ_x):	7.290E-7	SigmaX (σ_x):	7.290E-7
SigmaY (σ_y):	7.565E-9	SigmaY (σ_y):	7.565E-9
Disruption (D_x):	2.574E-1	Disruption (D_x):	2.574E-1
Disruption (D_y):	2.480E+1	Disruption (D_y):	2.480E+1

Şekil 5.3: AloHEP yazılımının sonuç paneli

Işınlık değeri nominal ve efektif olmak üzere iki farklı şekilde hesaplanır. Nominal ışınlık değeri Denklem 2.19 kullanılarak analitik olarak elde edilirken efektif ışınlık değeri gerçekleştirilen simülasyon sonucunda elde edilir. Ayrıca, iki ışınlık değeri oranlanarak simülasyona eklenen etkilerin ışınlığı arttırma/azaltma faktörleri elde edilir.

5.2 Literatür ile Karşılaştırma

AloHEP yazılımının doğruluğunu test etmek için literatürde bulunan analitik hesaplar, numerik hesaplar ve deneysel sonuçlar ile AloHEP sonuçları arasında karşılaştırmalar bu tez kapsamında yapıldı. İlk olarak demetin şeklini bozan etkiler ihmal edilerek demetlerin çarpışma durumunun simülasyonu gerçekleştirildi. Simülasyon sonucunda bulunan ışınlık değeri Denklem 2.19 kullanılarak elde edilen ışınlık değeri ile birçok çarpıştırıcı için karşılaştırıldı. Makro parçacıkların rastgele dağılımından kaynaklanan çok ufak sapmaların dışında simülasyon ile elde edilen sonuçların denklemde elde edilen sonuçlar ile örtüştüğü gözlemlendi. Örnek olarak Büyük Hadron Çarpıştırıcısında Denklem 2.19 kullanılarak $1,202 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ olarak hesaplanan ışınlık değeri simülasyon sonucunda $1,199 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ olarak elde edildi.

Demetin şeklini bozan etkenleri ise simülasyona ayrı ayrı ekleyerek literatürdeki sonuçlar ile karşılaştırıldı. İlk olarak kum saati etkisinin ışınlık üzerindeki etkisi literatür ile karşılaştırıldı [53]. Referansta yassı demetlerin çarpışmalarında kum saati etkisinin ışınlık değerinde neden olduğu düşüş üzerinde durulmaktadır. Kum saati etkisini belirlemek amacıyla enine eksenler için $u_{x,y}$ değeri tanımlanmıştır:

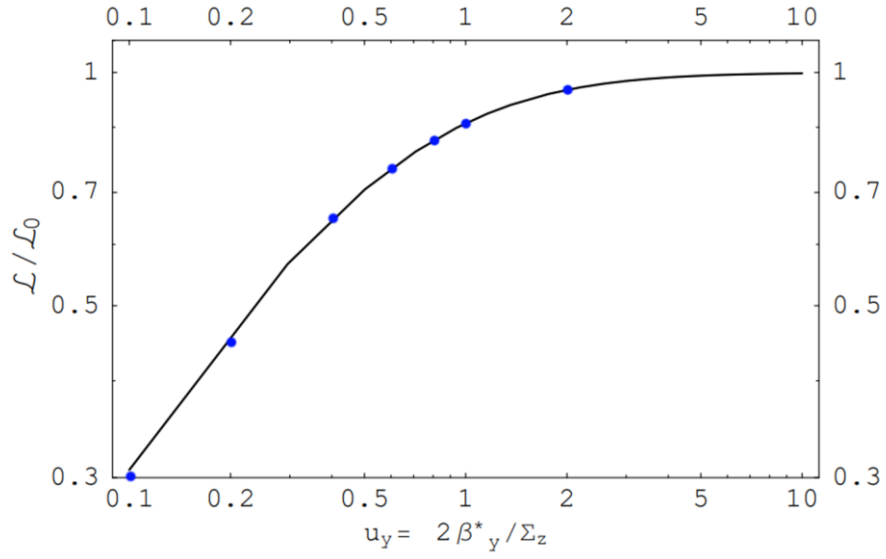
$$u_{x,y} = \frac{2\beta_{x,y}^*}{\Sigma_z} \quad (5.1)$$

Burada $\beta_{x,y}^*$ değerleri demetlerin çarpışma noktasında x ve y eksenlerindeki beta fonksiyonlarına, Σ_z değeri ise paketçik uzunluğuna karşılık gelmektedir (farklı uzunluktaki paketçikler için $\Sigma_z = \sqrt{\sigma_{z_1}^2 + \sigma_{z_2}^2}$ şeklindedir). Kum saati etkisinin $u_{x,y} \gg 1$ olması durumunda ihmal edilebileceği belirtilmiştir. Referansta $u_x \gg 1$ ve $u_y \approx 1$ durumu üzerinde durulmuş ve kum saati etkisinin ışınlık değerinde sebep olduğu düşüş için aşağıdaki formül verilmiştir:

$$\frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}_0} = \pi^{-\frac{1}{2}} u_y e^{\frac{u_y^2}{2}} K_0(u_y^2/2) \quad (5.2)$$

Burada K_0 değeri değiştirilmiş Bessel fonksiyonuna karşılık gelmektedir. Şekil 5.4'te u_y değerine karşılık ışınlık değişim oranının grafiği verilmiştir.

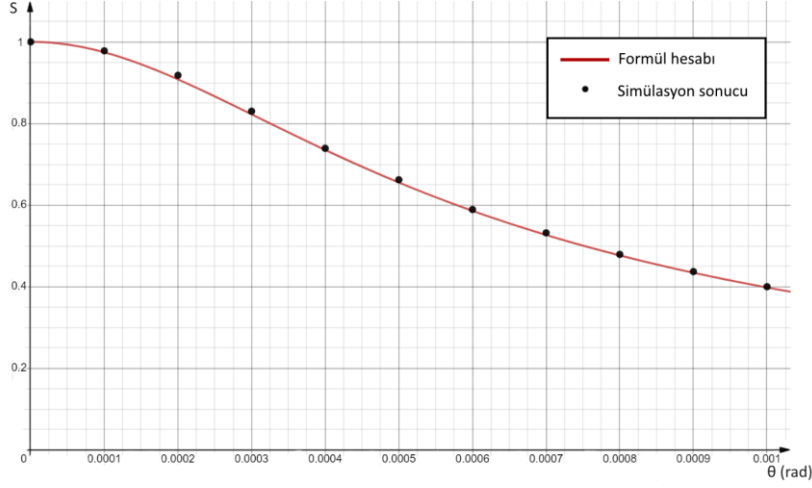
AloHEP sonuçları ile karşılaştırmak amacıyla farklı u_y değerleri için elektron-pozitron çarpışma simülasyonları gerçekleştirilmiş ve simülasyonlar sonucunda elde edilen sonuçlar Şekil 5.4'te mavi noktalar olarak grafiğe eklenmiştir.



Şekil 5.4: u_y değerine göre ışınlık değişim oranının grafiği

Görüldüğü gibi simülasyon sonucunda elde edilen ışınlık değerleri Denklem 5.2'nin sonuçları ile örtüşmektedir.

Bir sonraki aşamada çarpışma açısının ışınlık değeri üzerine etkisi incelendi. Denklem 3.11'e Büyük Hadron Çarpıştırıcısının parametreleri girilerek çarpışma açısına bağlı $\mathcal{L}/\mathcal{L}_0$ grafiği çizildi. Daha sonra çarpışma açısının 100 μ rad'lık adımlarla 0-1 mrad arasındaki farklı değerleri için ışınlık değerinin değişimi AloHEP yazılımı kullanılarak hesaplandı. Sadece çarpışma açısı kaynaklı ışınlık değerindeki düşüşün Şekil 5.5'te verildiği gibi Denklem 3.11 ile uyduğu görüldü (Burada S faktörü $\mathcal{L}/\mathcal{L}_0$ oranını vermektedir).



Şekil 5.5: Çarpışma açısına karşılık ışınlık değerindeki değişim

Demet-demet etkileşimlerinin analitik bir çözümü olmadığından AloHEP simülasyonda bu etki benzer simülasyon programı olan GUINEA-PIG yazılımı ile karşılaştırıldı. $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ ILC elektron-pozitron çarpıştırıcısı için AloHEP yazılımı ışınlık değeri $1,54 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ olarak hesaplanırken GUINEA-PIG simülasyon yazılımı ile hesaplanan ışınlık değeri referansta $1,8 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ olarak elde edilmiştir [54]. Işınlık değerlerinin arasındaki yaklaşık %15'lik bir fark bulunmaktadır. Demet-demet etkileşimlerinin neden olduğu demet frenleme ışınması henüz AloHEP yazılımına eklenmemiştir. İki simülasyon programında elde edilen sonuçlar arasındaki fark bu etkiden kaynaklanıyor olabilir.

AloHEP yazılımı lepton ve hadron çarpıştırıcılarını da içermesine rağmen temelde lepton-hadron çarpışmalarının incelenmesi için geliştirildi. Literatürde birçok lepton-hadron çarpıştırıcı tasarımı bulunmaktadır. AloHEP yazılımı sayesinde bu çarpıştırıcı tasarımlarının parametreleri çarpışma bölgesi özelliklerine göre kontrol edilebilir ve uygun şekilde düzenlenebilir. Örneğin müon-iyon çarpışmalarını gerçekleştirmek için tasarlanan MuIC çarpıştırıcısının parametreleri Referans [42]'de verilmiş ve MuIC çarpıştırıcısının ışınlık değerinin $7.0 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ değerine ulaşabileceğinden söz edilmiştir. Bu referansta verilen parametreler ile Denklem 2.19 kullanılarak hesap yapıldığında referansta verilene uygun ışınlık değeri elde edilmektedir. Fakat burada deneysel olarak belirlenen halkadaki müon ve proton demetlerinin proton için yaklaşık 0.01 ve müon için yaklaşık 0.1 olan demet-demet ayar kayma limitleri göz ardı edilmiştir [54,55]. Bu değerler AloHEP tarafından hesaplanabilmektedir. Bu limitler göz önüne alınarak çarpıştırıcının ışınlık değeri iki

mertebe daha düşük çıkmaktadır. Bu tip durumların önüne geçmek için hesaplamalar AloHEP yazılımı kullanılarak yapılabilir. Referansta ayrıca müonların zamanla bozunacakları dolayısıyla zamanla müon sayısında bir azalmanın yaşanacağı göz ardı edilmiştir. AloHEP yazılımı müon bozunumlarını da hesaba katarak ışınlık hesaplamaktadır. Böylece AloHEP yazılımı sayesinde referansta verilen parametreler ile tasarlanan bir çarpıştırıcının elde edileceği ışınlık değeri daha gerçekçi olarak hesaplanabilmektedir.





6. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu tezde farklı tip çarpıştırıcılar için çarpışma bölgesinde parçacık demetlerinin şeklini bozan etkiler, bu etkilerden kaynaklanan çarpıştırıcıların temel parametrelerindeki değişiklikler irdelenmiştir. Bu etkilerden bir kısmının tek başına analitik olarak hesaplanabildiği fakat bir arada hesaplanmak istendiğinde numerik hesaplamaya ihtiyaç duyulduğu bazı etkilerin ise sadece numerik yöntemler ile hesaplanabileceği gösterilmiştir. Çarpışma bölgesi simülasyonlarını gerçekleştiren ve lepton çarpıştırıcıları için geliştirilen simülasyon programlarından bahsedilmiş fakat lepton-hadron çarpıştırıcıları için benzer programların olmayışı bir eksiklik olarak görülmüştür. Bu bağlamda bu tez çalışması kapsamında lepton, hadron ve lepton-hadron çarpıştırıcılarının tamamını içeren çarpışma bölgesi simülasyon programı AloHEP yazılımı geliştirilmiştir. Geliştirilen yazılım tüm çarpıştırıcı türlerini (dairese, doğrusal ve linak-halka) kapsamaktadır. AloHEP yazılımının güncel versiyonunda kum saati etkisi, çarpışma açısı ve demet-demet etkileşimleri çarpışma bölgesi simülasyonuna eklenmiştir.

Çarpıştırıcı önerilerinde bulunan çeşitli yayınlardaki parametreler AloHEP yazılımına girilerek analitik ve numerik hesaplamalar ile çarpıştırıcıların temel parametreleri elde edilmiş, bu yayınlarda yer verilen temel parametreler ile karşılaştırılmıştır ve bazı yayınlarda verilen değerlerin yanlış olduğu görülmüştür. Bu durumun önüne geçmek için önerilen çarpıştırıcıların parametreleri öncelikle AloHEP yazılımına girilerek temel parametreleri kontrol edilebilir ve böylece daha gerçekçi tasarımların ortaya konulması sağlanabilir.

Elektron-pozitron çarpıştırıcılar için önemli olan demet frenleme ışması etkisinin AloHEP yazılımının ileriki versiyonlarında eklenmesi planlanmaktadır.



KAYNAKLAR

- [1] **Griffiths, D.** (2020). “Introduction to elementary particles.” John Wiley & Sons.
- [2] The Large Hadron Collider, *CERN*. Url: <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider> Erişim: 14.12.2022
- [3] SLAC National Accelerator Laboratory, *SLAC National Accelerator Laboratory*. Url: <https://www6.slac.stanford.edu/node/5139> Erişim: 20.11.2022
- [4] Deutschlands grşbtes Beschleunigerzentrum. Url: <https://www.desy.de/> Erişim: 20.11.2022
- [5] KEK. Url: <https://www.kek.jp/en/> Erişim: 20.11.2022
- [6] **FCC Collaboration** (2019). “FCC Physics Opportunities: Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 1,” *Eur. Phys. J. C*, vol. 79, no. 6, p. 474.
- [7] **Shiltsev, V. D.** (2012). “High-energy particle colliders: past 20 years, next 20 years, and beyond,” *Phys.-Uspekhi*, vol. 55, no. 10, p. 965.
- [8] **Schulte, D.** (1997). “Study of electromagnetic and hadronic background in the interaction region of the TESLA collider,” PhD Thesis, Hamburg U.
- [9] **YEF ETU** yefetu/ALOHEP. Url: <https://github.com/yefetu/ALOHEP> Erişim: 28.11.2022
- [10] **Chen, P., Horton-Smith, G., Ohgaki, T. ve diğ.** (1995). “CAIN: Conglomerat d’ABEL et d’Interactions Non-lineaires,” *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. Accel. Spectrometers Detect. Assoc. Equip.*, vol. 355, no. 1, pp. 107–110.
- [11] **Rimbault, C., Bambade, P., Dadoun, O. ve diğ.** (2007). “GUINEA-PIG++: an upgraded version of the linear collider beam-beam interaction simulation code GUINEA-PIG.,” in *2007 IEEE Particle Accelerator Conference (PAC)*, pp. 2728–2730.
- [12] The world’s largest neutrino detector. Url: https://www.icecube-gen2.de/project/index_eng.html Erişim: 25.05.2022

- [13] **Amaldi, U., & La Rana, A.** (2015). “Particle accelerators: from big bang physics to hadron THERAPY.” Springer.
- [14] **Yenertürk, A.** “Parçacık Hızlandırıcıları,” *Hızlandırıcı Teknolojileri Enstitüsü*.
Url: <http://hte.ankara.edu.tr/parcacik-hizlandiricilari-2/> Erişim:
23.11.2022
- [15] **Peskin, M. E.** (2019). “Concepts of elementary particle physics,” vol. 26. Oxford University Press.
- [16] **Myers, S., & Picasso, E.** (1990). “The design, construction and commissioning of the CERN large Electron–Positron collider,” *Contemp. Phys.*, vol. 31, no. 6, pp. 387–403.
- [17] **Hereward, H. G.** (1969). How good is the R.M.S. as a measure of beam size ?, *CERN Document Server*. Url: <https://cds.cern.ch/record/2048980> Erişim:
20.11.2022
- [18] **Wiedemann, H.** “Particle Beams and Phase Space,” in *Particle Accelerator Physics*, H. Wiedemann, Ed. Cham: Springer International Publishing, (2015), pp. 213–251. doi: 10.1007/978-3-319-18317-6_8.
- [19] **Dattoli, G., Mari, C., Richetta, M. ve diğ.** (1992). “On the generalized Twiss parameters and Courant-Snyder invariant in classical and quantum optics,” *Il Nuovo Cimento B 1971-1996*, vol. 107, no. 3, pp. 269–287.
- [20] **Herr, W., & Muratori, B.** (2006). Concept of luminosity, *CERN Document Server*. Url: <https://cds.cern.ch/record/941318> Erişim: 20.11.2022
- [21] **Acar, Y. C., Akay, A. N., Beser, S. ve diğ.** (2017). “Future circular collider based lepton–hadron and photon–hadron colliders: Luminosity and physics,” *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. Accel. Spectrometers Detect. Assoc. Equip.*, vol. 871, pp. 47–53.
- [22] **Ben-Zvi, I.** (2016). “Superconducting energy recovery linacs,” *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 29, no. 10, p. 103002, doi: 10.1088/0953-2048/29/10/103002.
- [23] **D’Angelo, A., Bartalini, O., Bellini, V. ve diğ.** (2000). “Generation of Compton backscattering γ -ray beams,” *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect.*

Accel. Spectrometers Detect. Assoc. Equip., vol. 455, no. 1, pp. 1–6, doi: 10.1016/S0168-9002(00)00684-7.

- [24] **Telnov, V. I.** (2016). “Prospects of high energy photon colliders,” *Nucl. Part. Phys. Proc.*, vol. 273, pp. 219–224.
- [25] **Akay, A. N., Karadeniz, H., & Sultansoy, S.** (2010). “Review of linac–ring-type collider proposals,” *Int. J. Mod. Phys. A*, vol. 25, no. 24, pp. 4589–4602.
- [26] ELSA - Particle Accelerators Around the World. Url: http://www-elsa.physik.uni-bonn.de/accelerator_list.html Erişim: 23.11.2022
- [27] **Toge, N.** (1995). “KEK B-Factory design report.”
- [28] **Bračko, M.** (2009). “Status of the super KEK B factory,” in *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 171, no. 1, p. 012098.
- [29] **Yu, C., Duan, Z., Gu, S. ve diğ.** (2016). “BEPcII performance and beam dynamics studies on luminosity,” *Proc. IPAC2016 Busan Korea*, p. 1014.
- [30] **Recepoglu, E., & Sultansoy, S.** (2008). “A high luminosity ERL on ring e-e+ collider for a super charm factory,” *ArXiv Prepr. ArXiv08093233*.
- [31] **Richter, B.** (1989). “SLC status and SLAC future plans,” *Part Accel*, vol. 26, no. SLAC-PUB-5075, pp. 33–50.
- [32] **Bambade, P., Barklow, T., Behnke, T. ve diğ.** (2019). “The international linear collider: a global project,” *ArXiv Prepr. ArXiv190301629*.
- [33] **Acar, Y. C., Kaya, U., Oner, B. B. ve diğ.** (2016). “Main parameters of LCxFCC based electron-proton colliders,” *ArXiv Prepr. ArXiv160203089*.
- [34] **Tomás, R.** (2010). “Overview of the compact linear collider,” *Phys. Rev. Spec. Top.-Accel. Beams*, vol. 13, no. 1, p. 014801.
- [35] **Delahaye, J. P., Diemoz, M., Long, K. ve diğ.** (2019). “Muon colliders,” *ArXiv Prepr. ArXiv190106150*.
- [36] **Wilson, R. R.** (1977). “Tevatron,” *Phys. Today*, vol. 30, no. 10, pp. 23–31.
- [37] **Abada, A., Abbrescia, M., AbdusSalam, S. S. ve diğ.** (2019). “FCC-hh: The hadron collider,” *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, vol. 228, no. 4, pp. 755–1107.

- [38] **Fernandez, J. A., Adolphsen, C., Akay, A. N. ve diğ.** (2012). “A large hadron electron collider at CERN report on the physics and design concepts for machine and detector,” *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.*, vol. 39, no. 7, p. 075001.
- [39] **Acar, Y. C., Kaya, U., Oner, B. B. ve diğ.** (2015). “FCC based ep and $\mu\mu$ colliders,” *ArXiv Prepr. ArXiv151008284*.
- [40] **Canbay, A. C., Kaya, U., Ketenoglu, B. ve diğ.** (2017). “SppC based energy frontier lepton-proton colliders: luminosity and physics,” *Adv. High Energy Phys.*, vol. 2017.
- [41] **Ketenoglu, B.** (2021). “Main parameters of SppC-based ‘linac-ring eA’ and ‘ring-ring μ A’ colliders,” *Can. J. Phys.*, vol. 99, no. 4, pp. 259–262.
- [42] **Acosta, D., Barberis, E., Hurley, N. ve diğ.** (2022). “The Potential of a TeV-Scale Muon-Ion Collider,” *ArXiv Prepr. ArXiv220306258*.
- [43] **Kaya, U., Ketenoglu, B., Sultansoy, S. ve diğ.** (2022). “Luminosity and physics considerations on HL-LHC–and HE-LHC–based $\mu\mu$ colliders,” *Europhys. Lett.*, vol. 138, no. 2, p. 24002.
- [44] **Grafström, P., & Kozanecki, W.** (2015). “Luminosity determination at proton colliders,” *Prog. Part. Nucl. Phys.*, vol. 81, pp. 97–148.
- [45] **Johnsen, K.** (1973). “The CERN intersecting storage rings,” *Nucl. Instrum. Methods*, vol. 108, no. 2, pp. 205–223, doi: 10.1016/0029-554X(73)90592-2.
- [46] **Yokoya, K.** (1985). “A computer simulation code for the beam-beam interaction in linear colliders,” National Lab. for High Energy Physics.
- [47] **Random.nextGaussian.** Url: https://www.javamex.com/tutorials/random_numbers/gaussian_distribution_2.shtml Erişim: 22.11.2022
- [48] **Dawson, J. M.** (1983). “Particle simulation of plasmas,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 55, no. 2, pp. 403–447, doi: 10.1103/RevModPhys.55.403.
- [49] **2D Rotation about a point | Academo.org - Free, interactive, education.** Url: <https://academo.org/demos/rotation-about-point/> Erişim: 22.11.2022

- [50] Interpolation (Bilinear Filtering). Url: <https://www.scratchapixel.com/lessons/mathematics-physics-for-computer-graphics/interpolation/bilinear-filtering> Erişim: 22.11.2022
- [51] Cubic interpolation - Paulinternet.nl. Url: <https://www.paulinternet.nl/?page=bicubic> Erişim: 22.11.2022
- [52] JSON Introduction. Url: https://www.w3schools.com/js/js_json_intro.asp Erişim: 22.11.2022
- [53] **Venturini, M., & Kozanecki, W.** (2000). “The hourglass effect and the measurement of the transverse size of colliding beams by luminosity scans.”
- [54] **Schulte, D.** (2017). “Beam-beam effects in linear colliders,” *CERN Yellow Rep. Sch. Proc.*, vol. 3, pp. 431–431.
- [55] **Dagli, B., Ketenoglu, B., & Sultansoy, S.** (2022). “Review of Muon-Proton Collider Proposals: Main Parameters,” *ArXiv Prepr. ArXiv220600037*.
- [56] **Dagli, B., Ketenoglu, B., Ozturk, A. ve diğ.** (2022). “Main Parameters of the MC and FCC/SppC/LHC/RHIC based Muon-Nucleus Colliders,” *ArXiv Prepr. ArXiv220710565*.