

ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZİ

γ -p Çarpıştırıcısının ışınılığına elektronların enine ve boyuna hareketlerinin etkisi

Zafer NERGİZ

FİZİK ANABİLİM DALI

ANKARA

2008

Her hakkı saklıdır

TEZ ONAYI

Zafer Nergiz tarafından hazırlanan “ **γ -p Çarpıştırıcısının Işınlğına Elektronların Enine ve Boyuna Hareketlerinin Etkisi**” adlı tez çalışması 25/02/2008 tarihinde aşığıdaki jüri tarafından oy birliğı ile Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’nda **DOKTORA TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Danışman : Prof. Dr. Abbas Kenan ÇİFTÇİ

Jüri Üyeleri:

Başkan: Prof. Dr. Saleh SULTANSOY, TOBB ETU

Üye : Prof. Dr. Abbas Kenan ÇİFTÇİ, Ankara Üniversitesi

Üye : Prof. Dr. Orhan ÇAKIR, Ankara Üniversitesi

Üye : Prof. Dr. Ergün KASAP, Gazi Üniversitesi

Üye : Yrd. Doç. Dr. M. Çetin GÜLEÇYÜZ, Ankara Üniversitesi

Yukarıdaki sonucu onaylarım.

Prof.Dr. Ülkü MEHMETOĞLU

Enstitü Müdürü

ÖZET

Doktora Tezi

γ -p çarpıştırıcısının ışınılığına elektronların enine ve boyuna hareketlerinin etkisi

Zafer NERGİZ

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Abbas Kenan ÇİFTÇİ

QCD Explorer 75 GeV'lik elektron demeti ve 7 TeV'lik proton demetine dayanan linak-halka tipli bir çarpıştırıcıdır. Bu amaçla lineer hızlandırıcı olarak CLIC'in elektronları 75 GeV'lik enerjiye ulaştıran bir hızlandırıcı birimi veya ILC tipi standart kavite tipine sahip 60 GeV'lik bir lineer hızlandırıcı kullanılabilir. Linak-halka tipli çarpıştırıcıların halka-halka tipli çarpıştırıcılara göre en önemli avantajı, γ p çarpıştırıcısının yapılabilmesine olanak tanınmasıdır. γ p çarpıştırıcısında, yüksek enerjili fotonlar, bir lineer hızlandırıcıdan gelen elektronlardan şiddetli lazer fotonlarının Compton geri saçılmasına uğratılması yolu ile elde edilir. Daha sonra Compton geri saçılmasına uğramış fotonlar, etkileşme bölgesinde protonlarla etkileşmeye sokulur. Bu çalışmada elektronların hareketlerinin ve lineer olmayan Compton geri saçılmasının γ p çarpıştırıcısının ışınılığına etkileri incelenmiştir. Bu amaçla Monte Carlo tekniğine dayanan bir simülasyon programı yazılmıştır.

Şubat 2008, 89 sayfa

Anahtar Kelimeler: Gama proton çarpıştırıcısı, Compton geri saçılması, CLIC, ILC, LHC

ABSTRACT

Ph. D. Thesis

Effect of the transverse and longitudinal motions of electrons to the γ -p collider
luminosity

Zafer NERGİZ

Ankara University
Graduate School of Nature and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Abbas Kenan ÇİFTÇİ

QCD Explorer is a linac ring type collider based on 75 GeV electron beam and 7 TeV LHC proton beam. For this purpose either a single drive-beam unit of CLIC reaching about 75 GeV electron energy or an ILC type standard cavity linac with a 60 GeV energy can be used. The main advantage of linac-ring type compared with ring-ring type colliders is to build γ p colliders based on it. At the γ p colliders high energy photons are produced by the Compton backscattering of the intense laser photons off the electrons provided by the linear accelerator. Then, Compton backscattered photons are collided with protons at the interaction region. In this study, the effects of the electron motions and nonlinear Compton backscattering process to the γ p colliders luminosity was investigated. For this purpose, a simulation program based on Monte Carlo simulation method was written.

February 2008, 89 pages

Key Words: Gamma proton collider, Compton backscattering, CLIC, ILC, LHC

TEŞEKKÜR

Çalışmalarımı yönlendiren, araştırmalarımın her aşamasında bilgi, öneri ve yardımlarını esirgemeyerek akademik bilgi ve fikirleriyle yetişmeme ve gelişmeme katkıda bulunan danışman hocam sayın Prof. Dr. Abbas Kenan ÇİFTÇİ'ye, çalışmalarım süresince bilgi ve tecrübeleri ile gelişmeme büyük katkı sağlayan sayın Prof. Dr. Saleh SULTANSOY, Prof. Dr. Orhan ÇAKIR ve Prof. Dr. Ömer YAVAŞ'a sevgili oda arkadaşlarıma ve çalışmalarım süresince birçok fedakarlık göstererek beni destekleyen başta eşim Emel NERGİZ ve oğlum Efe NERGİZ olmak üzere tüm aileme en derin duygularıyla teşekkür ederim.

Bu tez çalışması, DPT2006K-120470 numaralı, "Türk Hızlandırıcı Merkezi Teknik Tasarımı ve Test Laboratuvarı" isimli DPT YUUP projesi ve "CERN Hızlandırıcıları ve Uygulamaları" isimli TAEK projesi tarafından desteklenmiştir.

Zafer NERGİZ

Ankara, Şubat 2008

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
SİMGELER DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ	x
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	4
2.1 Compton Geri Saçılması.....	4
2.1.1 Lineer Compton geri saçılması ve kinematiği	4
2.1.2 Lineer olmayan Compton geri saçılması.....	9
2.1.3 Lineer olmayan Compton saçılması için diferansiyel Compton tesir kesiti ..	11
2.1.4 Compton geri saçılmasında dönüşüm verimliliği.....	15
2.2 Parçacık Hızlandırıcıları	17
2.2.1 Çarpıştırıcılarda kütle merkezi enerjisi.....	19
2.2.2 Hızlandırıcılarda demet dinamiği.....	20
2.2.3 Hareket denklemi.....	22
2.2.4 Matris gösterimi	24
2.2.5 Kuadrupol dubleti.....	25
2.2.6 Etkileşme bölgesinde elektron demeti parametreleri	27
2.3 $\gamma\gamma$ Çarpıştırıcısının Dayandığı Hızlandırıcılar	29
2.3.1 CLIC (Compact Linear Collider) Projesi	30
2.3.2 ILC (International Linear Collider) Projesi.....	32
2.3.3 LHC (Large Hadron Collider).....	33
2.4 Çarpıştırıcılarda Işınlık Kavramı.....	34
2.5 $\gamma\gamma$ Çarpıştırıcılarında Işınlık Kavramı	36
2.6 Lineer Olmayan Compton Saçılmasının Işınlığa Etkisi	40
2.7 Lazer Demeti.....	41
2.7.1 Dönüşüm bölgesinde lazer demeti	42
2.7.2 Lazer optiği.....	43

2.7.3 Katı hal lazerleri.....	44
2.7.4 Serbest elektron lazerleri.....	45
3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	46
3.1 Monte Carlo Simülasyon Yöntemi	46
3.2 Monte Carlo Yönteminin $\gamma\gamma$ Çarpıştırıcısına Uygulanması.....	46
3.3 Box-Muller Dönüşümü	49
4. ARAŞTIRMA BULGULARI.....	50
4.1 $\gamma\gamma$ Çarpıştırıcısının Geometrisi.....	50
4.2 Optimize Edilen Hızlandırıcı Parametreleri	51
4.3 Lazer Demetinin Optimizasyonu	53
4.3.1 γ üretiminde dönüşüm verimliliği.....	54
4.3.2 $\gamma\gamma$ çarpıştırıcısında ayna gereksinimleri	55
4.3.3 CAIN simülasyon programı sonuçları	56
4.4 $\gamma\gamma$ Çarpıştırıcısı İçin Işımlık Değerleri.....	58
4.5 Lineer Olmayan Compton Saçılmasının $\gamma\gamma$ Işımlığına Etkisi.....	61
4.6 CLICxLHC’de Işımlığı Artırmak İçin Yöntemler.....	63
4.7 Simülasyon Sonuçları	66
4.8 Enerji Yayılmasının Işımlığa Etkisi	72
4.9 Artık Elektronlar	74
5. TARTIŞMA VE SONUÇ.....	76
KAYNAKLAR	78
EK 1 Compton Geri Saçılması Sonrası Foton Spektrumunu Hesaplayan Program	80
ÖZGEÇMİŞ.....	88

SİMGELER DİZİNİ

E_b	Elektronun enerjisi
ω_0	Lazer fotonunun enerjisi
ω	Geri saçılan foton enerjisi
σ_c	Toplam Compton tesir kesiti
λ_e	Elektron demetinin ortalama helisitesi
λ_γ	Lazer demetinin ortalama helisitesi
I	Lazerin şiddeti
A	Lazer atmasının enerjisi
Σ	Lazerin atmasının kesit alanı
τ_L	Lazer atmasının uzunluğu
Z_R	Rayleigh uzunluğu
N_L	Lazer atmasında bulunan foton sayısı
e	Elektronun yükü
m_e	Elektronun kütlesi
c	Işık hızı
β	Beta fonksiyonu
$\sigma_{x,y}$	Parçacık demeti enine ebatları
N_e	Bir paketçikteki elektron sayısı
N_p	Bir paketçikteki proton sayısı
ε	Yayınım
L	Işınlık
f_{rep}	Paketçik tekrarlama frekansı
CLIC	Compact Linear Collider
ILC	International Linear Collider
LHC	Large Hadron Collider

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 Dönüşüm bölgesinde Compton geri saçılması.....	4
Şekil 2.2 $\lambda_e\lambda_\gamma=0$ durumunda $x=1.5, 3$ ve 4.5 için saçılan γ spektrumu.....	6
Şekil 2.3 $x=4.8$ durumunda farklı helisiteler için saçılan γ spektrumu	6
Şekil 2.4 Lineer olmayan Compton geri saçılmasının şematik gösterimi.....	11
Şekil 2.5 Ardışık Compton geri saçılmasının şematik gösterimi.....	11
Şekil 2.6 $\lambda_e\lambda_\gamma=-1$ ve $x=4.8$ için geri saçılan foton spektrumu (sürekli çizgi $\xi^2=0.15$, noktalı çizgi $\xi^2=0.0$)	13
Şekil 2.7 $\lambda_e\lambda_\gamma=-1$ ve $\xi^2=0.3$ için geri saçılan foton spektrumu.....	14
Şekil 2.8 $\lambda_e\lambda_\gamma=-1$ ve $\xi^2=1$ için geri saçılan foton spektrumu	14
Şekil 2.9 $\lambda_e\lambda_\gamma=-1$ ve $\xi^2=3$ için geri saçılan foton spektrumu.....	14
Şekil 2.10 Odaklama prensibi	21
Şekil 2.11 Simetrik dublet.....	25
Şekil 2.12 Faz uzayında elektron demeti	27
Şekil 2.13 Magnetsiz bölgelerde parçacık demetinin betatron fonksiyonunun değişimi.....	28
Şekil 2.14 γp çarpıştırıcısının şematik görünümü	29
Şekil 2.15 CLIC'in genel görünümü.....	30
Şekil 2.16 ILC'nin genel görünümü	33
Şekil 2.17 γp çarpışmasının şematik görünümü.....	36
Şekil 2.18 Lineer olmayan Compton geri saçılmasında farklı n 'ler için saçılma açıları.....	41
Şekil 2.19 Lazer demetinin odak civarındaki projeksiyonu.....	42
Şekil 2.20 Dönüşüm bölgesinde lazer optiğinin şematik görünümü.	44
Şekil 3.1 Üretilen foton spektrumunu belirleyen programın akış diyagramı.....	48
Şekil 4.1 γp çarpıştırıcısında seçilen birinci geometrinin projeksiyonu.....	50
Şekil 4.2 γp çarpıştırıcısında seçilen ikinci geometrinin projeksiyonu.....	51
Şekil 4.3 CLIC-1 için dönüşüm verimliliğinin ZR'ye göre değişimi	55
Şekil 4.4 ILC-1 için dönüşüm verimliliğinin ZR'ye göre değişimi.....	55
Şekil 4.5 CLIC-1 için CAIN ile elde edilen γ spektrumu	57

Şekil 4.6 CLIC-15 için CAIN ile elde edilen γ spektrumu	57
Şekil 4.7 ILC-1 için CAIN ile elde edilen γ spektrumu	58
Şekil 4.8 CLIC-1xLHC için diferansiyel ışınlık spektrumu (lineer olmayan Compton geri saçılması ihmal)	59
Şekil 4.9 CLIC-1xLHC için toplam ışınlığın dönüşüm bölgesi ve çarpışma bölgesi arasındaki mesafe z 'ye göre değişimi (lineer olmayan Compton geri saçılması ihmal)	59
Şekil 4.10 ILC-1xLHC için diferansiyel ışınlık spektrumu (lineer olmayan Compton geri saçılması ihmal)	60
Şekil 4.11 ILC-1xLHC için toplam ışınlığın dönüşüm bölgesi ve çarpışma bölgesi arasındaki mesafe z 'ye göre değişimi (lineer olmayan Compton geri saçılması ihmal)	60
Şekil 4.12 ILC-1xLHC için diferansiyel ışınlık spektrumu (sürekli çizgi $\xi^2=0.3$, kesikli çizgi $\xi^2=0.0$)	61
Şekil 4.13 ILC-1xLHC için $\lambda_e\lambda_\gamma=-1$ durumu için toplam ışınlığın z mesafesine göre değişimi (sürekli çizgi $\xi^2=0.3$, kesikli çizgi $\xi^2=0.0$).....	62
Şekil 4.14 CLIC-1xLHC için diferansiyel ışınlık spektrumu	62
Şekil 4.15 CLIC-1xLHC'de toplam ışınlığın dönüşüm bölgesi ve etkileşme bölgesi arası mesafe z 'ye göre değişimi	62
Şekil 4.16 γp çarpışmasının ayarlanabilir son odaklama sistemi kullanılması durumunda projeksiyonu.....	64
Şekil 4.17 QCD Explorer'a dayanan γp çarpıştırıcısı için diferansiyel ışınlığın kütle merkezi enerjisine göre değişimi	65
Şekil 4.18 Energy Frontier'a dayanan γp çarpıştırıcısı için diferansiyel ışınlığın kütle merkezi enerjisine göre değişimi.	65
Şekil 4.19 QCD Explorer'a dayanan γp çarpıştırıcısı için toplam ışınlığın z 'ye göre değişimi (CLIC-15 75 GeV).....	66
Şekil 4.20 QCD Explorer'a dayanan γp çarpıştırıcısı için toplam ışınlığın z 'ye göre değişimi (CLIC-12 75 GeV).....	66
Şekil 4.21 CLIC-1'den üretilen γ spektrumu ($\lambda_e\lambda_\gamma=-1$)	67
Şekil 4.22 CLIC-15'den üretilen γ spektrumu ($\lambda_e\lambda_\gamma=-1$)	68

Şekil 4.23 ILC-1'den üretilen γ spektrumu ($\lambda_e\lambda_\gamma=-1$)	68
Şekil 4.24 ILC-1xLHC'ye dayanan γp çarpıştırıcısında $z=75$ cm'de diferansiyel ışınlğın kütle merkezi enerjisine göre değişimi ($\lambda_e\lambda_\gamma=-1$).....	69
Şekil 4.25 ILC-1xLHC'ye dayanan γp çarpıştırıcısında $z=5$ cm'de diferansiyel ışınlğın kütle merkezi enerjisine göre değişimi ($\lambda_e\lambda_\gamma=-1$).....	69
Şekil 4.26 CLIC-1xLHC'ye dayanan γp çarpıştırıcısında $z=75$ cm'de diferansiyel ışınlğın kütle merkezi enerjisine göre değişimi ($\lambda_e\lambda_\gamma=-1$).....	70
Şekil 4.27 CLIC-1xLHC'ye dayanan γp çarpıştırıcısında $z=5$ cm'de diferansiyel ışınlğın kütle merkezi enerjisine göre değişimi ($\lambda_e\lambda_\gamma=-1$)	70
Şekil 4.28 CLIC-15cxLHC'ye dayanan γp çarpıştırıcısında $z=75$ cm'de diferansiyel ışınlğın kütle merkezi enerjisine göre değişimi ($\lambda_e\lambda_\gamma=-1$).....	71
Şekil 4.29 CLIC-15cxLHC'ye dayanan γp çarpıştırıcısında $z=75$ cm'de diferansiyel ışınlğın kütle merkezi enerjisine göre değişimi ($\lambda_e\lambda_\gamma=-1$).....	71
Şekil 4.30 ILC-1'de farklı enerji yayınıını değerleri için üretilen foton spektrumları....	73
Şekil 4.31 ILC-1'de farklı enerji yayınıını değerleri diferansiyel ışınım spektrumları ..	73
Şekil 4.32 ILC-1 de dönüşüm sonrası elektron spektrumu	74
Şekil 4.33 CLIC-1'de dönüşüm sonrası elektron spektrumu	75
Şekil 4.34 CLIC-15c'de dönüşüm sonrası elektron spektrumu	75

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 4.1 Elektron demeti parametreleri.....	52
Çizelge 4.2 Proton demeti parametreleri.....	53
Çizelge 4.3 Lazer demeti parametreleri	54
Çizelge 4.4 75 GeV ve 1.5 TeV'lik CLIC-15 (15GHz), CLIC(12 GHz) elektron demeti ve LHC proton demeti parametreleri.	64

1. GİRİŞ

Halka halka tipli elektron pozitron çarpıştırıcılarında LEP (Large Electron Positron) ile 200 GeV'lik kütle merkezi enerjisine ulaşılmıştır. Çok yüksek sinkrotron ışıınımı nedeni ile halka halka tipli çarpıştırıcılarda daha yüksek enerjilere ulaşmak için halkanın çapının artırılması gereklidir. Bununla beraber, LEP halkasının çevresinin 27 km olduğu düşünülürse halka halka tipli lepton çarpıştırıcılarında daha yüksek kütle merkezi enerjilerine ulaşmanın gerçekçi olmadığı söylenilebilir. Bu sebeple, daha yüksek enerjilere çıkılabilmesi için lineer çarpıştırıcılara gereksinim vardır. Şu anda ILC (International Linear Collider) ve CLIC (Compact Linear Collider) projelerinin hayata geçebilmesi için çalışmalar hızla ilerlemektedir. Bu çarpıştırıcıların temelde elektron pozitron (e^-e^+) çarpıştırıcısı olarak çalıştırılması amaçlanmakla beraber, γ çarpıştırıcılarının hayata geçebilmesi için de çok büyük olanaklar sağlayacaklardır. Bu çarpıştırıcıların aynı zamanda $\gamma\gamma$ ve γe çarpıştırıcısı olarak da çalıştırılması hedeflenmektedir. Bununla beraber, bir linak halka tipli ep çarpıştırıcısı düşünülmesi durumunda γp çarpıştırıcısının da gerçekleşmesi mümkündür (Ciftci *et al.* 1995, 1998, 2001).

14 TeV'lik kütle merkezi enerjisi ile protonların çarpıştırılmasını amaçlayan LHC (Large Hadron Collider) 2008'de faaliyete geçecektir. LHC'de yedişer TeV'lik iki proton demeti çarpıştırılacaktır. Yukarıda bahsedilen lineer hızlandırıcılarla birlikte LHC, çarpıştırıcı fiziğinde γp çarpıştırıcısının hayata geçebilmesi için önemli bir imkan oluşturmaktadır. CLIC veya ILC'deki elektronlardan lazer fotonlarının Compton geri saçılmasına uğratılması yolu ile elde edilecek yüksek enerjili fotonlar, LHC'deki protonlar ile etkileşmeye sokulabilirler (Ciftci 2004, Aksakal *et al.* 2005).

CLIC'in 1.5 TeV'lik enerji opsiyonundaki elektronlar ile LHC'nin 7 TeV'lik protonlarının çarpıştırılmasına dayanan γp veya ep çarpıştırıcısı "Energy Frontier" olarak isimlendirilirken 75 GeV'lik CLIC veya 60 GeV'lik ILC elektron demetinin 7 TeV'lik proton demeti ile çarpıştırıldığı opsiyon QCD-Explorer olarak isimlendirilir

(Sultansoy 2004). Bu bağlamda gerek QCD Explorer'a gerekse Energy Frontier'e dayanan $\gamma\gamma$ çarpıştırıcısı yapılabilir.

QCD-Explorer'da, TeV mertebesinde $\gamma\gamma$ tesir kesitinin belirlenmesi, ağır kuark çiftlerinin üretilmesi, fotonun hadronik yapısının araştırılması, t-kuarkın ve dördüncü aile kuarklarının γ -c-Q veya γ -u-Q(Q=t, u₄) ve γ -s-d₄ veya γ -d-d₄ normal olmayan etkileşmeleri sayesinde tek üretimi gibi önemli parçacık fiziği problemleri araştırılabilecektir (Sultansoy 1998, Katz *et al.* 2001).

$\gamma\gamma$ çarpıştırıcısında yüksek enerjili γ fotonları, lazer fotonlarının lineer hızlandırıcıdan gelen demetteki elektronlardan Compton geri saçılmasına uğraması ile elde edilir (Ginzburg *et al.* 1983). Yüksek enerjili elektronlarla lazer fotonlarının etkileşip yüksek enerjili γ fotonlarını oluşturduğu yer dönüşüm bölgesi olarak isimlendirilir. Compton geri saçılmasının kinematiğinin yanı sıra elektron demetinin ve lazer demetinin özellikleri kuşkusuz ki Compton geri saçılması ile elde edilecek fotonların özelliklerini etkileyecektir.

Bir çarpıştırıcının en önemli parametrelerinden birisi ışınlıktır (Luminosity). Işınlık çarpıştırılan demetlerde bulunan parçacıkların etkileşmeye girme olasılığının bir ölçüsüdür. Işınlıkla tesir kesitinin çarpımı olay sayısını verir, dolayısıyla ışıklık ne kadar yüksek ise araştırılan fizik süreçleri o kadar yüksek istatistikle incelenebilecektir.

Tez çalışmasının ikinci bölümünde Compton geri saçılmasının kinematiği ve özellikleri üzerine bilgiler verilmiştir. $\gamma\gamma$ çarpıştırıcısında kullanılacak elektron ve lazer demetlerinin özellikleri yine ikinci bölümde belirtilmiştir. Çalışmada kullanılan materyal ve yöntemler üçüncü bölümde açıklandıktan sonra, dördüncü bölüm olan araştırma bulguları kısmında tez çalışması süresince yapılan hesaplamalar ve sonuçlar verilmiştir.

Çalışmada ilk olarak $\gamma\gamma$ çarpıştırıcısında yüksek bir dönüşüm verimi elde etmek için kullanılması gereken lazer ve elektron demeti parametreleri belirlenmiştir. Bu süreçteki lineer olmayan Compton geri saçılması gibi bazı fiziksel etkilerin $\gamma\gamma$ ışınılığına etkileri

araştırılmıştır. Hızlandırıcı parametreleri belirlenerek m¼mk¼n olan en y¼ksek ışınım değerlerine ulaşılmaya çalışılmıştır. Ayrıca, foton ¼retimi ve ışınlık değerlerini daha gerçekçi olarak belirleyebilmek için Monte Carlo sim¼lasyon tekniğine dayanan bir sim¼lasyon programı yazılmıştır. Bu sim¼lasyon programı sayesinde ardışık saçılmaların ve enerji yayılmasının ışınlık dağınımı ¼zerine etkileri incelenmiş ve var olan analitik ifadeler ile sonuçlar karşılaştırılmıştır.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1 Compton Geri Saçılması

2.1.1 Lineer Compton geri saçılması ve kinematığı

Foton çarpıştırıcılarında yüksek enerjili fotonlar Compton geri saçılması ile elde edilirler. Bunun için bir lazer demetinden gelen lazer fotonları, bir lineer hızlandırıcıdan gelen yüksek enerjili elektronlarla dönüşüm bölgesinde çarpıştırılarak Compton geri saçılmasına uğramaları sağlanır. Bu şekilde oluşan yüksek enerjili gama fotonları etkileşme bölgesinde elektron proton veya aynı yöntemle üretilmiş gama demeti ile etkileşmeye sokulur.

Şekil 2.1’de Compton geri saçılmasının kinematığı şematik olarak gösterilmektedir. Foton çarpıştırıcılarında ω_0 enerjili ve λ_γ dairesel polarizasyona sahip lazer demeti, E_b enerjili ve λ_e boyuna polarize linak elektron demeti ile dönüşüm bölgesinde etkileşmeye sokulur. Lazer fotonları yüksek enerjili elektronlardan geri saçılırlar ve sonuç olarak yüksek enerjili foton demeti elde edilir. Hem elektron demeti hem de geri saçılan foton demeti elektronların orijinal doğrultularından birkaç mikroradyanlık açı ile saçılırlar. Elektronlar, arka planı düşürmek amacı ile manyetik alan kullanılarak etkileşme noktasından uzaklaştırılabilirler. Lazer fotonunun ve elektronların polarizasyonu değiştirilerek ve foton saçılma açısının enerji bağımlılığı belirlenerek γp çarpışmaları için yüksek monokromatikliğe sahip ışınlık dağılımı elde edilebilir.



Şekil 2.1 Dönüşüm bölgesinde Compton geri saçılması

Compton tesir kesiti boyutsuz bir nicelik olan x parametresi ile karakterize olur.

$$x = (4E_b\omega_0 / m_e^2) \cos^2(\frac{\alpha}{2}) \approx 15.3 \left(\frac{E_b}{TeV} \right) \left(\frac{\omega_0}{eV} \right) \quad (2.1)$$

Burada α elektron demeti ve lazer demeti arasındaki açıdır. $\cos^2(\alpha/2)$ yaklaşık eşit 1 alınabilir (lazer demetinin odaklayıcı ayna yardımı ile vakum borusu içerisine yönlendirilmesi ile pratik olarak hemen hemen sağlanabilir). Compton saçılmasından sonra oluşan fotonların enerjisi, saçılma doğrultusu elektronların gelme doğrultusu ile aynı olduğunda maksimum olur. Saçılan fotonların maksimum enerjisi aşağıdaki ifade ile verilir.

$$\omega_{\max} = \frac{x}{x+1} E_b \quad (2.2)$$

Buradan, $x=4.8$ için maksimum foton enerjisi $\omega_{\max}=0.83E_b$ olur. $\omega \leq \omega_{\max}$ için diferansiyel Compton tesir kesiti aşağıdaki gibi verilir (Ginzburg *et al.* 1983, Telnov *et al.* 1990).

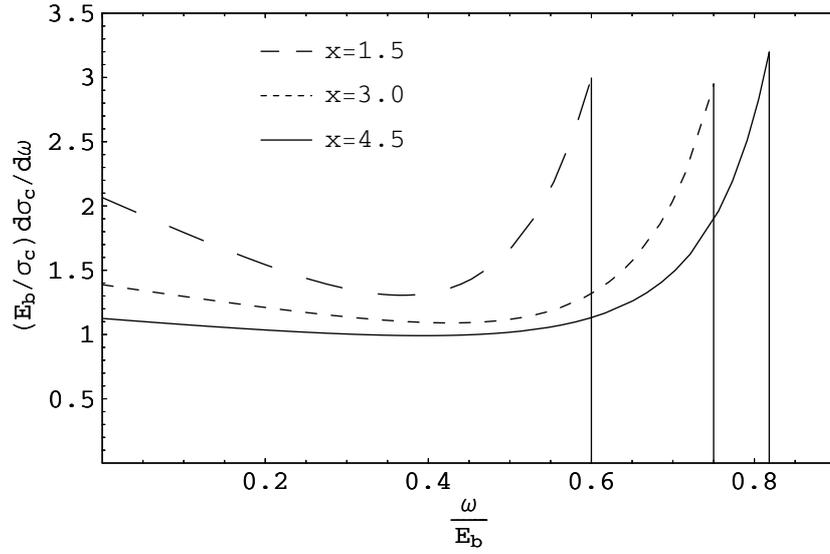
$$\frac{1}{\sigma_c} \frac{d\sigma_c}{d\omega} = f(\omega) = \frac{1}{E_b \sigma_c} \frac{2\pi\alpha^2}{xm_e^2} \left[\frac{1}{1-y} + 1 - y - 4r(1-r) + \lambda_e \lambda_0 r x (1-2r)(2-y) \right] \quad (2.3)$$

Burada, $y=\omega/E_b$ ve $r=y/[x(1-y)]$ 'dir. σ_c toplam tesir kesiti ifadesi ise aşağıdaki gibidir.

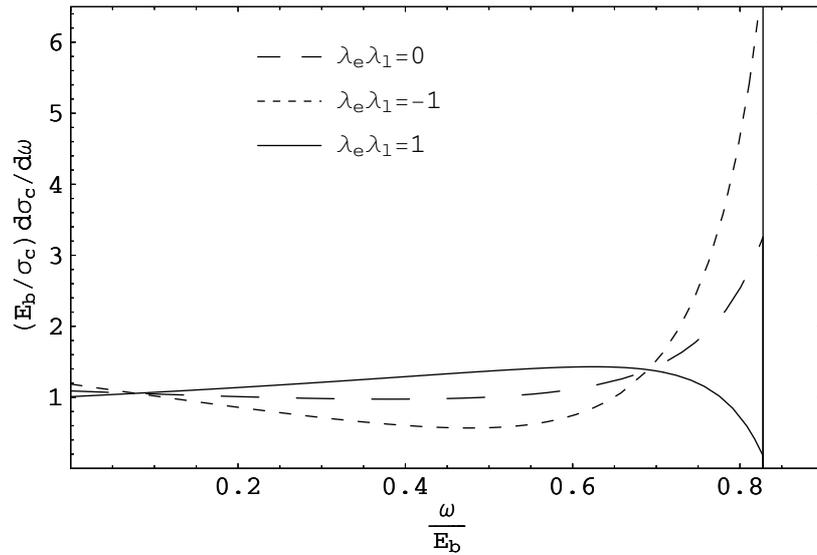
$$\begin{aligned} \sigma_c &= \sigma_c^0 + \lambda_e \lambda_0 \sigma_c^1, \\ \sigma_c^0 &= \frac{\pi\alpha^2}{xm_e^2} \left[\left(2 - \frac{8}{x} - \frac{16}{x^2} \right) \ln(x+1) + 1 + \frac{16}{x} - \frac{1}{(x+1)^2} \right], \\ \sigma_c^1 &= \frac{\pi\alpha^2}{xm_e^2} \left[\left(2 - \frac{4}{x} \right) \ln(x+1) - 5 + \frac{2}{x+1} - \frac{1}{(x+1)^2} \right]. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Polarize olmayan elektron ve lazer durumunda, geri saçılan fotonların enerji dağılımları, Şekil 2.2'de x parametresinin değişik değerleri için çizdirilmiştir. Şekilden görüldüğü üzere x parametresi arttıkça spektrum daha sert bir hal almaktadır. İlk bakışta çok yüksek frekanslı lazerler kullanılarak x parametresinin yüksek değerlerinin kullanılması

ve böylece çok daha sert foton spektrumunun başarılacağı düşünülebilir. Ancak, x parametresinin değerinin artması ile birlikte diğer Compton saçılma süreçleri mümkün hale gelmektedir ve arka plan oluşturarak foton spektrum sonuçlarını değiştirmektedir. Bu süreçlerin en önemlisi yüksek enerjili fotonların saçılmaya uğramamış lazer fotonları ile etkileşerek e^+e^- ye dönüşümüdür. Bu reaksiyonun oluşması için sınır $\omega_{\max}\omega_0=m_e^2$ ile belirlenir ve $x=4.83$ bu sınıra karşılık gelir. Çift oluşum olayı hem foton spektrumunu düşürür hem de önemli bir arka plan etkisi vardır.



Şekil 2.2 $\lambda_e\lambda_\gamma=0$ durumunda $x=1.5, 3$ ve 4.5 için saçılan γ spektrumu



Şekil 2.3 $x=4.8$ durumunda farklı helisiteler için saçılan γ spektrumu

Şekil 2.3'ten görüldüğü üzere hem elektronun hem de fotonun polarizasyonunun foton spektrumu üzerine çok kuvvetli etkisi vardır: eğer elektronlar ve fotonlar benzer polarize ise (ikisi de sağ elli veya ikisi de sol elli) foton spektrumu sonuçları daha düzdür; eğer zıt polarize iseler spektrum çok monokromatiktir ve oldukça yüksek bir enerjide pik verir. Elektronların veya lazerin polarize olması da aynı zamanda yüksek enerjili fotonların polarize olması sonucunu doğurur. Saçılan fotonların helisitesini belirleyen ifade aşağıdaki gibi verilir (Borden *et al.* 1992).

$$\lambda_{\gamma}(\omega) = \frac{\lambda_0(1-2r)(1-y + \frac{1}{1-y}) + \lambda_e r x [1 + (1-y)(1-2r)^2]}{1-y + \frac{1}{1-y} - 4r(1-r) - \lambda_e \lambda_0 r x (2r-1)(2-y)} \quad (2.5)$$

Burada r ve y Compton tesir kesiti ifadesinde verilenler ile aynıdır. Elektronların veya lazer fotonlarının polarize olması durumunda geri saçılan fotonların sıfır olmayan polarizasyona sahip olduklarına dikkat etmek gerekir.

Compton geri saçılması sonrası elektronlar ve yüksek enerjili fotonlar hemen hemen elektronların orijinal doğrultularında ilerlemekle birlikte küçük bir açı ile saçılırlar. Foton ve elektronların saçılma açısı foton ve elektronların enerjilerinin bir fonksiyonudur ve küçük açılar için aşağıdaki gibi verilir (Borden *et al.* 1992).

$$\theta_{\gamma}(\omega) \approx \frac{m_e}{E_b} \sqrt{\frac{E_b x}{\omega} - (x+1)} \quad (2.6)$$

$$\theta_e(E_e) \approx \frac{m_e}{E_b} \sqrt{\frac{E_b x}{E_e} (2 + x - \frac{E_b}{E_e}) - (x+1)} \quad (2.7)$$

Çoklu saçılmalar ihmal edilerek ve lazer fotonlarının her bir elektrondan aynı olasılıkla saçıldığı kabul edilerek tek bir elektrondan yüksek enerjili gama fotonlarının saçılma olasılığı

$$n_\gamma = 1 - \exp[-q] \quad (2.8)$$

olarak verilebilir. Eğer lazer şiddeti eksen boyunca tekdüze ise

$$q = \sigma_c \frac{N_L}{\Sigma} = \frac{\sigma_c A}{\hbar \omega_0 \Sigma} = \frac{\sigma_c I \tau_L}{\hbar \omega_0} \quad (2.9)$$

şeklinde yazılabilir (Adolphsen *et al.* 1996). Burada σ_c Compton tesir kesitidir ve $x=4.8$ için $1.75 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ dir. N_L lazer fotonlarının sayısı, Σ lazer spotunun alanı, A lazerin atma enerjisi, I lazer şiddeti (birim alandaki güç) ve τ_L lazer atmasının uzunluğudur. $q=1$ olduğu duruma (dönüşüm olasılığı %65) karşı gelen atma enerjisi aşağıdaki ifade ile verilir.

$$A_0 = \frac{\hbar \omega_0 \Sigma}{\sigma_c} \approx \frac{\hbar \pi c Z_R}{\sigma_c} \quad (2.10)$$

Lazer atmasının enerjisi A_0 'ı geçtikten sonra dönüşüm olasılığı, lazerin atma enerjisi ile çok az değişmektedir ve ayrıca yüksek lazer gücü gerektireceğinden maliyeti artırmaktadır. Dolayısıyla $A \sim A_0$ yani $q \sim 1$ almak akıllıca olacaktır.

Lazerin atma enerjisi, lazer atmasının ebatlarının elektronun demet ebatlarına çok hassas bir şekilde uyumlu hale getirilmesi ile minimize edilebilir. Ancak odaklama her zaman çok güçlü olamayabilir. Bununla beraber lazer şiddeti I 'nın çok güçlü olması durumunda, lineer olmayan QED etkiler artarak dönüşüm sürecini bozabilir.

QED etkilerinin baskınlığı ξ şiddet parametresi ile belirlenir. ξ parametresi pratik birimlerle

$$\xi^2 = 0.4 \left[\frac{I}{10^{18} \text{ W/cm}^2} \right] \left[\frac{\lambda}{1,054 \mu\text{m}} \right] \quad (2.11)$$

şeklinde yazılabilir (Bringmann *et al.* 1997).

$\xi^2 \geq 1$ olduğunda iki veya daha fazla lazer fotonu aynı anda aynı elektrondan saçılmaya uğrayabilir. n lazer fotonu içeren ve lineer olmayan Compton saçılması durumunda geri saçılan fotonların maksimum enerjisi

$$\omega_{\max}^n = \frac{nx}{1 + \xi^2 + nx} E_0 \quad (2.12)$$

ile verilir. Tek foton sürecini gösteren n=1 için maksimum foton enerjisi lineer yaklaşımda verilenden daha küçüktür. Bu istenilen bir şey değildir çünkü n=1 fotonları en kullanışlı fotonlardır.

Verimi yüksek bir dönüşüm için şiddetli lazer atması gereksinimi ardışık saçılma olasılığını artırır. Bu da düşük enerjili elektronların ve düşük enerjili fotonların sayısının artmasına sebep olur.

2.1.2 Lineer olmayan Compton geri saçılması

Compton geri saçılmasında lazerin foton şiddetinin çok yüksek olması lineer olmayan etkilerin artmasına sebep olur. Lineer olmayan etkilerden birincisi elektronların aynı anda birden fazla lazer fotonuyla etkileşmesidir. Bu süreç lineer olmayan Compton geri saçılması olarak isimlendirilir ve saçılan fotonların enerji spektrumunda bir yayılmaya sebep olur.

$$e^- + n\gamma_0 \rightarrow e^- + \gamma, \quad (n \geq 1) \quad (2.13)$$

Burada γ_0 lazer fotonlarını, γ üretilen fotonları ve n tam sayısı elektron ile aynı anda etkileşmeye giren lazer fotonu sayısını temsil etmektedir. İkinci süreç ise lazer fotonunun elektrondan Compton geri saçılmasına uğraması yoluyla üretilmiş yüksek enerjili fotonların birden fazla lazer fotonu ile etkileşmesi olasılığıdır.

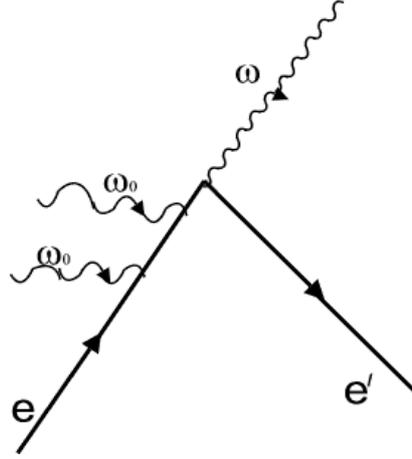
$$\gamma + s\gamma \rightarrow e^+ + e^-, \quad (s \geq 1) \quad (2.14)$$

Bu süreç e^+e^- çift oluşumu süreci için sınır değeri düşürür. Elektronların ve pozitronların bir elektromanyetik dalga ile etkileşimi elektronun etkin kütlesinde bir artışa sebep olur ve bu artış bir şiddet parametresi olan ξ^2 ile karakterize edilir:

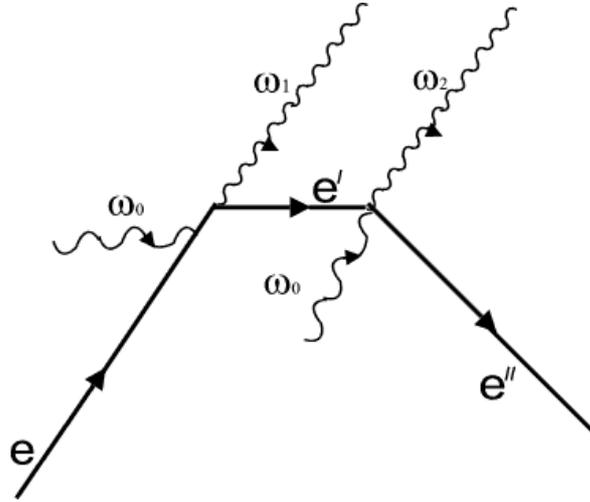
$$m^2 \rightarrow m_*^2 = m^2(1 + \xi^2), \quad \xi^2 = n_\gamma \left(\frac{4\pi\alpha}{m^2\omega_0} \right), \quad (2.15)$$

Burada n_γ dalganın foton yoğunluğu, ω_0 lazer fotonu enerjisi, m elektronun kütlesi α ise ince yapı sabitidir.

$\gamma\gamma$ çarpıştırıcısında yüksek ışınlık değerine ulaşılabilmesi için dönüşüm bölgesinde yüksek bir verimlilik sağlanması gerekir ki bunu da mümkün olan en az lazer şiddeti ile sağlamak için lazer demeti çok iyi bir şekilde odaklanmalıdır. Aynı zamanda, lazer paketçığının uzunluğu ve Rayleigh uzunluğu, elektron paketçığı uzunluğuna yaklaşık olarak eşit olmalıdır. Bu durumda lazer demetinin enine ebadını belirleyen lazer demetinin enine yayını $\lambda/4\pi$ 'ye eşittir. ξ^2 parametresi için kabul edilebilir maksimum değeri 0.3'tür. ξ^2 'nin daha yüksek değerlerinde lineer olmayan Compton geri saçılması süreci baskın hale gelmektedir ve bu da foton spektrumunu bozmaktadır. Lineer olmayan Compton geri saçılmasının ve ardışık Compton geri saçılmasının şematik gösterimi sırasıyla Şekil 2.4 ve Şekil 2.5'te gösterilmiştir. Lineer olmayan Compton saçılması foton spektrumunun yüksek enerji bölgesinde yayılmaya sebep olurken ardışık Compton geri saçılması foton spektrumunda düşük enerjili fotonların sayısının artmasına sebep olmaktadır. Lineer olmayan Compton saçılması için foton spektrumu analitik ifadeler yardımı ile belirlenebilir. Buna karşın ardışık saçılmaların etkilerini analitik olarak belirlemek mümkün değildir. Bu sebeple ardışık saçılmaların etkilerini belirleyebilmek için simülasyon programlarından faydalanmak gereksinimi vardır.



Şekil 2.4 Lineer olmayan Compton geri saçılmasının şematik gösterimi



Şekil 2.5 Ardışık Compton geri saçılmasının şematik gösterimi

2.1.3 Lineer olmayan Compton saçılması için diferansiyel Compton tesir kesiti

Aşırı görelı elektronlar ile fotonlar arasındaki kafa kafaya çarpışma durumunda lineer olmayan Compton geri saçılması için diferansiyel Compton tesir kesiti, $y=\omega/E_b$ için (E_b elektron enerjisi olmak üzere), aşağıdaki ifade ile verilir (Galynskii *et al.* 2001):

$$\frac{d\sigma_c}{dy}(\lambda, \lambda_e, \lambda', \lambda'_e) = \frac{\pi\alpha^2}{2xm^2\xi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ (1 + \lambda_e\lambda'_e)F_{1n} + \lambda(\lambda_e + \lambda'_e)F_{2n} + \lambda'(\lambda F_{3n} + \lambda_e F_{4n}) + \lambda_e\lambda'_e F_{5n} \right\} \quad (2.17)$$

Burada, λ ve λ' sırasıyla gelen ve saçılan fotonun polarizasyonu, λ_e ve λ'_e sırasıyla gelen ve saçılan elektronun polarizasyonudur. F_{in} ifadeleri ise aşağıda yazılmış olan fonksiyonlardır:

$$\begin{aligned}
F_{1n} &= -4J_n^2 + \xi^2 \left(1 - y + \frac{1}{1-y} \right) (J_{n-1}^2 + J_{n+1}^2 - 2J_n^2), \\
F_{2n} &= \xi^2 \left(-1 + y + \frac{1}{1-y} \right) \left(1 - 2 \frac{y}{y_n} \frac{(1-y_n)}{(1-y)} \right) (J_{n-1}^2 - J_{n+1}^2), \\
F_{3n} &= \xi^2 \left(1 - y + \frac{1}{1-y} \right) \left(1 - 2 \frac{y}{y_n} \frac{(1-y_n)}{(1-y)} \right) (J_{n-1}^2 - J_{n+1}^2), \\
F_{4n} &= -4yJ_n^2 + \xi^2 \left(-1 + y + \frac{1}{1-y} \right) (J_{n-1}^2 + J_{n+1}^2 - 2J_n^2), \\
F_{5n} &= 4J_n^2 \left(1 + y - \frac{1}{1-y} \right),
\end{aligned} \tag{2.18}$$

Burada, J_n ve $J_{n\pm 1}$, aşağıda z_n ile verilen ifadenin Bessel fonksiyonlarıdır ($J_n = J_n(z_n)$).

$$z_n = \frac{2n\xi}{\sqrt{1+\xi^2}} \sqrt{\alpha_n}, \quad \alpha_n = r_n(1-r_n) = \frac{y}{y_n} \left(1 - \frac{y}{y_n} \right) \frac{(1-y_n)}{(1-y)^2}, \tag{2.19}$$

$$y_n = \frac{u_n}{1+u_n}, \quad r_n = \frac{y}{u_n(1-y)}, \quad u_n = \frac{nx}{1+\xi^2}, \quad x = \frac{2k_0 p}{m^2} = \frac{4\omega_0 E_b}{m^2},$$

Yukarıda $y = \omega/E_b$ değeri $0 \leq y \leq y_n$ aralığında değişir.

Yukarıda verilmiş olan 2.17 denklemindeki diferansiyel Compton tesir kesiti, daha basitleştirilerek aşağıdaki ifade elde edilebilir (Galynskii *et al.* 2001).

$$\frac{d\sigma_c}{dy}(\lambda, \lambda_e) = \frac{2\pi\alpha^2}{xm^2\xi^2} \sum_{n=1}^{\infty} (F_{1n} + \lambda\lambda_e F_{2n}) \tag{2.20}$$

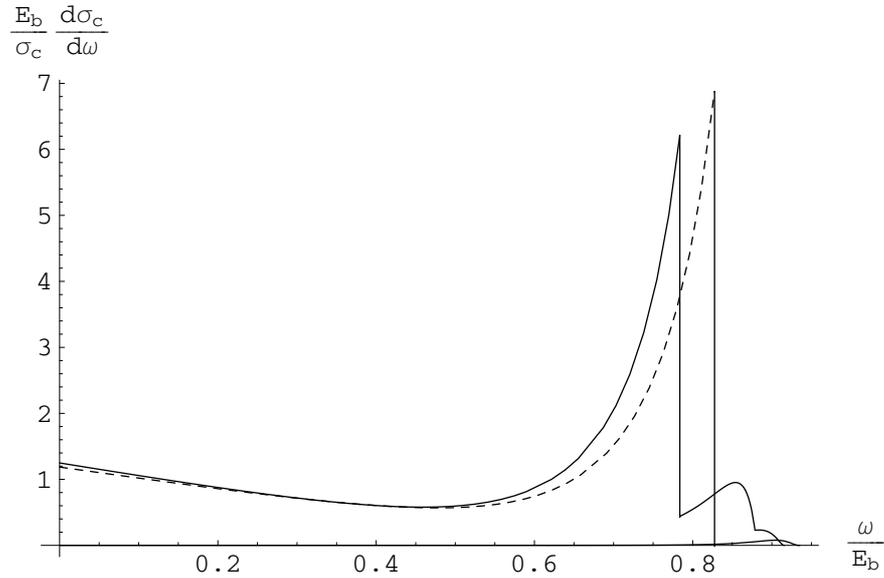
Foton enerji spektrumu $f(x,y)$ normalize diferansiyel tesir kesiti ifadesi yardımı ile tanımlanır:

$$f(x, y) = \frac{1}{\sigma_c} \frac{d\sigma_c}{dy}, \quad (2.21)$$

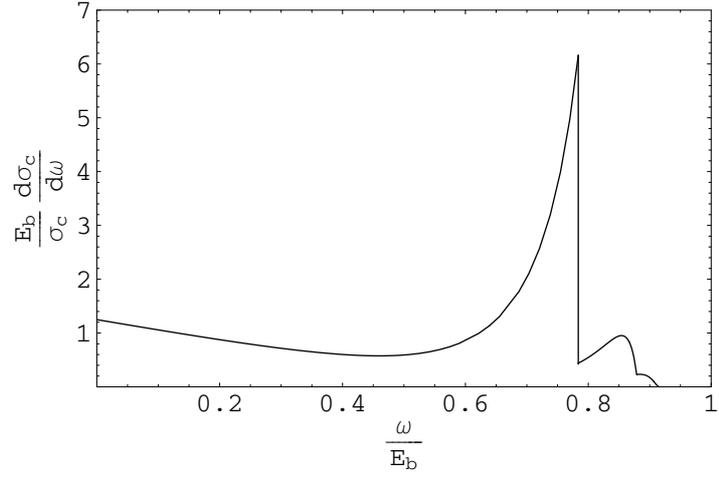
Burada σ_c toplam tesir kesiti

$$\sigma_c = \frac{2\pi\alpha^2}{xm\xi^2} \sum_{n=1}^{n_{\max}} \int_0^{y_n} (F_{1n} + \lambda\lambda_e F_{2n}) dy \quad (2.22)$$

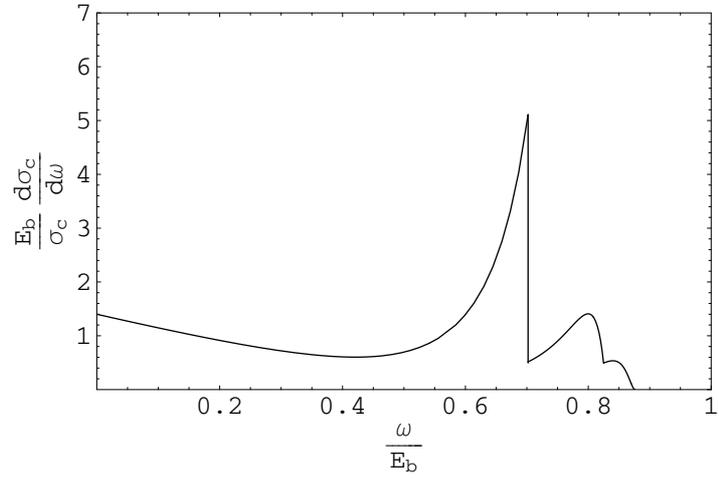
şeklinde yazılabilir. $y_{\max} = n_{\max}x/(n_{\max}x+1+\xi^2)$ spektrumun üst limitini belirler. Şekil 2.6 $\xi^2=0.15$ ve $\xi^2=0$ için Compton geri saçılmasına uğramış foton spektrumunu göstermektedir.



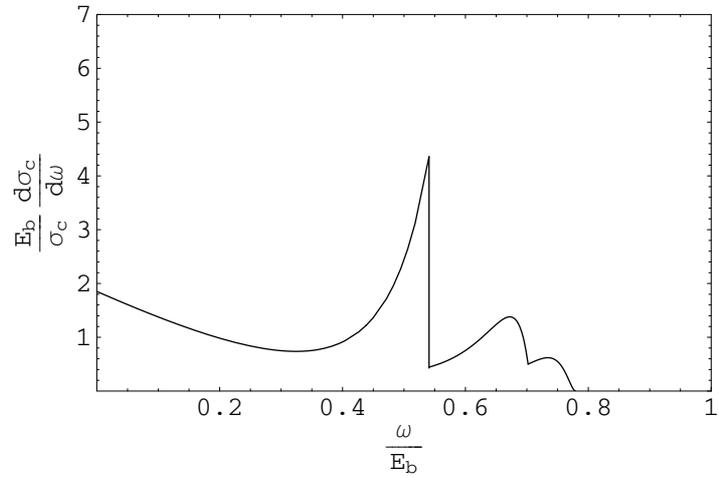
Şekil 2.6 $\lambda_e\lambda_\gamma=-1$ ve $x=4.8$ için geri saçılan foton spektrumu (sürekli çizgi $\xi^2=0.15$, noktali çizgi $\xi^2=0.0$)



Şekil 2.7 $\lambda_e \lambda_\gamma = -1$ ve $\xi^2 = 0.3$ için geri saçılan foton spektrumu



Şekil 2.8 $\lambda_e \lambda_\gamma = -1$ ve $\xi^2 = 1$ için geri saçılan foton spektrumu



Şekil 2.9 $\lambda_e \lambda_\gamma = -1$ ve $\xi^2 = 3$ için geri saçılan foton spektrumu

Şekil 2.7, 2.8 ve 2.9'dan görüldüğü üzere ξ^2 arttıkça $n=1$ fotonların spektruma katkıları azalmaktadır ve spektrum daha yumuşak bir hale gelmektedir. Bu istenilen bir olay değildir çünkü $n=1$ fotonları hemen hemen elektronlarla aynı doğrultuyu takip etmeleri sebebi ile en kullanılabilir fotonlardır. Diğer fotonlar için helisite korunumu sebebi ile aynı şeyi söylemek mümkün değildir.

2.1.4 Compton geri saçılmasında dönüşüm verimliliği

Bir elektron demetinin, $n_L(\bar{x}, t)$ yoğunluklu bir lazer demeti ile çarpıştırıldığı düşünülürse, \bar{v} hızı ile hareket eden elektron demetinin yoğunluğu $n_e(\bar{x} - \bar{v}t, t)$ olarak yazılabilir. Uzay zaman elemanı içerisinde ($d\bar{x} dt = d\bar{x}' dt$, burada $\bar{x}' = \bar{x} - \bar{v}t$), saçılmaların sayısı aşağıdaki gibi verilir (Adolphsen *et al.* 1996).

$$d\nu = \sigma_c v_{rel} n_e(\bar{x}', t) n_L(\bar{x}, t) d\bar{x}' dt \quad (2.23)$$

Burada, $v_{rel} = \sqrt{(\bar{v} - \bar{v}_L)^2 - \frac{(\bar{v} \times \bar{v}_L)^2}{c^2}}$ göreli hız, $\bar{v}_L = c\bar{n}$ ve \bar{n} lazerin doğrultusudur.

Bir γ fotonu üretildikten sonra elektron kayıp edilmiş olarak değerlendirilebilir. Denklem 2.23 yardımıyla kayıp oranı aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$-dn_e(\bar{x}', t) d\bar{x}' = v_{rel} \sigma_c n_e(\bar{x}', t) n_L(\bar{x}' + \bar{v}t, t) d\bar{x}' dt \quad (2.24)$$

Buradan

$$\frac{\partial}{\partial t} n_e(\bar{x}', t) = v_{rel} \sigma_c n_e(\bar{x}', t) n_L(\bar{x}' + \bar{v}t, t) \quad (2.25)$$

ifadesi elde edilebilir. Denklem çözümü

$$n_e(\vec{x}', t) = n_e^i(\vec{x}') \exp\left[-\int_{-\infty}^t v_{rel} \sigma_c n_L(\vec{x}' + \vec{v}t', t') dt'\right] \quad (2.26)$$

burada $n_e^i(\vec{x}')$ başlangıçtaki elektron dağılımıdır. γ fotonlarının toplam sayısı yukarıdaki ifadenin integrali alınarak elde edilebilir.

$$N_\gamma = \int d\vec{x}' n_e^i(\vec{x}') (1 - \exp\left[-\int_{-\infty}^t v_{rel} \sigma_c n_L(\vec{x}' + \vec{v}t', t') dt'\right]) \quad (2.27)$$

Elektron demetinin enine ölçüleri genellikle lazere kıyasla çok küçüktür. z eksenine ile θ açısı yapan bir elektron için $x' = x + ct \sin \theta$, $y' = y$ ve $z' = z - ct \cos \theta$ olur. İlk elektron yoğunluğu aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$n_e^i(x') = \frac{N_e}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \delta(x') \delta(y') \exp\left(-\frac{z'^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (2.28)$$

Burada N_e bir paketçikte bulunan elektronların sayısı, σ_z k.o.k. paketçik uzunluğudur. Negatif z doğrultusunda üretilmiş lazer atması için foton yoğunluğu aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$n_L(x, y, z, t) = \frac{N_L}{(2\pi)^{3/2} \sigma_{Lz}} \frac{\exp\left(-\frac{1}{2} \left[\frac{x^2 + y^2}{\sigma_{Lx}(z)^2} + \frac{(z + ct)^2}{\sigma_{Lz}^2} \right]\right)}{\sigma_{Lx}(z)^2} \quad (2.29)$$

Burada N_L bir atmadaki lazer fotonlarının sayısı, σ_{Lz} lazer atmasının k.o.k. uzunluğudur.

$$\sigma_{Lx}(z)^2 = \sigma_{Lx}^{*2} \left(1 + (z/Z_R)^2\right) \quad (2.30)$$

σ_{Lx}^* lazerin belindeki k.o.k. enine ebadı ve Z_R Rayleigh uzunluğudur. $\theta=0$ olduğu durum için dönüşüm verimi ifadesi aşağıdaki son halini alır (Adolphsen *et al.* 1996).

$$n_\gamma \equiv \frac{N_\gamma}{N_e} = 1 - \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \int dz \exp\left(\frac{z^2}{2\sigma_z^2} - U(z)\right) \quad (2.31)$$

Burada

$$U(z) = \frac{4\sigma_c N_L}{\sqrt{2\pi}\lambda Z_R \sigma_{Lz}} \int ds \frac{\exp\left[-\frac{2(s-z/2)^2}{\sigma_{Lz}^2}\right]}{1+s^2/Z_R^2} \quad (2.32)$$

dır. Foton spektrumu ise

$$\frac{dn_\gamma}{dy} = n_\gamma \frac{1}{\sigma_c} \frac{d\sigma_c}{dy} \quad (2.33)$$

ile verilir. Burada $y = \hbar\omega/E_b$ ve $d\sigma_c/dy$ Compton geri saçılma sürecinin diferansiyel tesir kesitidir.

Compton geri saçılması süreci yüksek enerjili fotonların üretilmesinde temel süreçtir. Bununla beraber, Compton geri saçılması sürecinde oluşacak fotonların özellikleri ve $\gamma\gamma$ çarpışmasının ışınlığı, kuşkusuz ki kullanılacak parçacık hızlandırıcılarının özelliklerine de önemli şekilde bağlıdır.

2.2 Parçacık Hızlandırıcıları

Parçacık hızlandırıcılarının teknolojide ve bilimsel araştırmalarda pek çok kullanım alanı vardır. Parçacık hızlandırıcıları, yüksek enerji fiziğinde genellikle çarpıştırıcı olarak kullanılmaktadır. En başarılı hızlandırma rf alanları kullanılarak yapılmaktadır. Klystronlardan üretilen rf alanı lineer veya dairesel hızlandırıcıda bulunan rf kavitelere dalga kılavuzları ile taşınarak elektron, pozitron, proton, antiproton ve hatta müon gibi parçacıkların hızlandırılmasında kullanılmaktadır. Parçacıklar, gerekli enerjiye

ulaştıklarında karşıdan gelen aynı şekilde hızlandırılmış parçacıklar ile etkileşmeye sokulur. Parçacıkları hızlandırıcı içerisinde bir arada tutabilmek veya arzu edilen parametreleri sağlamak için kuadropol, sekstupol ve yönlendirici magnetler gibi araçlar kullanılmaktadır.

Bilindiği üzere parçacıklar ivmeli hareket yaptıklarında ışıma yaparlar ve enerjilerinin bir kısmını kaybederler bu da dairesel hızlandırıcılarda elektronlar ve pozitronların ekonomik olarak hızlandırılmasına bir limit getirir. Proton gibi ağır kütleli parçacıklarda ışıma daha az olduğu için çok büyük bir limit getirmez. Elektronlar LEP'te 100 GeV'lik enerjilere kadar hızlandırılmıştır. Bu değer elektron ve pozitronlar için dairesel hızlandırıcılarda limit kabul edilebilir. Enerji değerini artırmak için yapılabilecek tek şey halkanın çapını büyütme'dir ki LEP halkasının çevresinin 27 km olduğu düşünüldüğünde bunun gerçekçi olmadığı görülebilir. Elektron pozitron çarpıştırıcılarında daha yüksek enerjilere çıkılmak isteniyorsa lineer hızlandırıcılar kullanmak zorunluluğu vardır. ILC ve CLIC projeleri gelecekte yapılması planlanan lineer elektron pozitron çarpıştırıcılarıdır.

Dairesel hızlandırıcılarda, parçacıklar eğici magnetler kullanılarak sabit bir yörüngede tutulurlar. En önemli avantajı parçacık demetlerinin defalarca kullanılabilmesidir. Bu sayede çarpışma frekansı çok yüksek olur. Bu da yüksek ışınlık elde etmek için oldukça önemli avantaj sağlar.

Daha önce belirtildiği gibi lineer hızlandırıcılarda bir enerji limitinden söz edilemez. Bununla beraber gerek maliyet gerekse jeolojik ve coğrafi meseleler sebebiyle mümkün olan en büyük hızlandırma gradyenti ile hızlandırma sağlanarak hızlandırıcının boyu kısa tutulmaya çalışılır. Dairesel hızlandırıcılara göre dezavantajı parçacık demetlerinin yalnızca bir kez kullanılabilmesidir. Çarpışma sonrası, demet durdurulmak zorundadır. Bu sebeple çarpışma frekansı dairesel hızlandırıcılara kıyasla çok daha düşüktür. Bu da ışınlık parametresini olumsuz olarak etkiler. Bu olumsuzluğu gidermek için demetin çarpışma noktasında çok iyi odaklanması ve demet ebatlarının olabildiğince küçük yapılması gerekmektedir.

Çarpıştırıcılarda ışınlık kadar önemli olan bir diğer parametrede kütle merkezi enerjisidir. Çarpıştırıcının kütle merkezi enerjisi ne kadar büyük ise o kadar ağır kütleli parçacıklar üretilebilir. Ayrıca parçacık fabrikalarında, incelenecek parçacığın rezonansta üretilebilmesi için çarpıştırıcının kütle merkezi enerjisinin üretilecek parçacığın kütlesine eşit olması arzu edilir.

2.2.1 Çarpıştırıcılarda kütle merkezi enerjisi

Parçacık hızlandırıcıları temel parçacık fiziği ve nükleer fizik araştırmalarında çarpıştırıcı olarak kullanılırlar. Parçacık hızlandırıcılarında, yüksek enerjilere çıkarılmış parçacıklar bir sabit hedefle veya karşıdan gelen başka bir parçacık demeti ile çarpıştırılırlar. Parçacıklar arası etkileşmeler sonrası oluşan yeni parçacıklar dedektörler yardımıyla belirlenip, oluşmuş olan reaksiyonlar araştırmacılar tarafından incelenir.

Etkileşmeye giren parçacıkların kütle merkezi ile birlikte hareket eden kütle merkezi enerjisi sisteminde toplam enerji ve momentum çarpışma boyunca korunacaktır. Kütle merkezi enerjisi, yüksek enerji fiziğinde kullanılan çarpıştırıcılarda ışınlıkla beraber en önemli parametrelerden birisidir ve

$$E_{cm}^2 = \left(\sum_i E_i \right)^2 - \left(\sum_i cp_i \right)^2 \quad (2.34)$$

olarak tanımlanır (Wiedemann 1993). Eğer bu çarpışma m_1 ve m_2 kütleli ve \vec{v}_1 ve \vec{v}_2 hızı ile hareket eden iki parçacığın çarpışması için yazılırsa

$$E_{cm}^2 = \left[\sum_{i=1}^2 (E_{kin} + mc^2)_i \right]^2 - \left[\sum_{i=1}^2 cp_i \right]^2 \quad (2.35)$$

şeklini alır. Yukarıdaki ifade daha açık olarak

$$E_{cm}^2 = (\gamma_1 m_1 + \gamma_2 m_2)^2 c^4 - (\gamma_1 \beta_1 m_1 + \gamma_2 \beta_2 m_2)^2 c^4 \quad (2.36)$$

yazılabilir. Burada $\gamma=E/mc^2$ ve $\beta=v/c$ 'dir. Çok yüksek enerjilerde kütle merkezi enerjisi pratik olarak

$$E_{cm} \approx 2\sqrt{E_1 E_2} \quad (2.37)$$

ifadesi ile hesaplanabilir.

2.2.2 Hızlandırıcılarda demet dinamiği

Yüksek enerjili parçacıkların yönlendirilmesi ve odaklanması Lorentz kuvveti ile sağlanır.

$$\vec{F} = e\vec{E} + \frac{e}{c}(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.38)$$

Yüklü parçacık demetleri eğici magnetler tarafından oluşturulan tekdüze manyetik alanlar kullanılarak saptırılırlar. Bu manyetik alan demetin geçtiği bölgede sabit ve homojendir. Bir manyetik alanda demetin sapması merkezci kuvvet ve Lorentz kuvvetinin eşitliği ile belirlenir.

$$\frac{\gamma m v^2}{\rho} = \frac{e}{c} v B \quad (2.39)$$

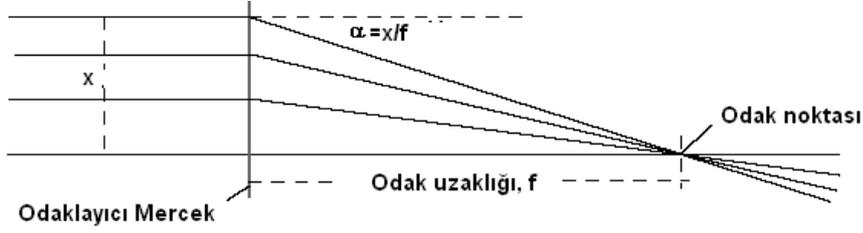
Yukarıdaki ifadede parçacık hızının doğrultusu ile manyetik alanın dik olduğu varsayılmıştır. Dipol alanı yüklü parçacık demetini çembersel bir yörünge boyunca saptırır ve bu yörüngeyi yarıçapı

$$\frac{1}{\rho} = \frac{eB}{\beta E_e} \quad (2.40)$$

ile verilir. Burada $\beta=v/c$, E_e parçacık demetinin enerjisidir.

İster dairesel ister lineer hızlandırıcı olsun parçacık demetleri ışık demetleri gibi dağılma gösterir. Bu sebeple parçacıkları bir arada tutmak için demetin yolu boyunca onu bir arada tutacak odaklayıcı elemanlara gereksinim vardır.

Yüklü parçacıkların odaklanması ışık demetinin odaklanmasına benzer. Optik eksene paralel olarak bir odaklayıcı merceğe gelen ışık demetinin sapması lens üzerine düştüğü noktanın optik eksene uzaklığı ile orantılıdır. Optik eksene paralel olarak gelen bütün demetlerin odaklandığı mesafe odak uzaklığı olarak isimlendirilir.



Şekil 2.10 Odaklama prensibi

Bu yaklaşım parçacık demetinin odaklanmasına uygulanabilir. Odaklayıcı magnette kırma açısı α optik eksenden uzaklık olan x ile lineer olarak artmalıdır.

$$\alpha = \frac{l}{\rho} = \frac{eBl}{cp} \propto x \quad (2.41)$$

olmalıdır. Bunu sağlamak için $B=B_0+gx$ şeklinde bir manyetik alan düşünülürse bu ifade hem dipol alanını yani sabit kırılmayı hem de x bağımlı kırılmayı içerecektir ki bu durumda

$$\alpha = \frac{egl}{cp} x = klx \quad (2.42)$$

olur. Manyetik alandaki x bağımlı gx bileşeni, kuadropol magnetlerle sağlanır. Bu bileşen içerisindeki g manyetik alan gradyenti, k ise kuadropol gücü olarak isimlendirilir.

$$k(m^{-2}) = C_p \frac{g(T/m)}{cp(GeV)} \quad (2.43)$$

Burada $C_p=0.299$ (GeV/mT)'dir. Kuadrupol magnetin odak uzaklığı $f^{-1}=kl_q$ ile verilir. l_q kuadrupol magnetin uzunluğudur. Kuadrupol magnette $B_y=gx$ alanı $V=-gxy$ skaler potansiyeli kullanılarak tanımlanabilir.

$$B_y = -\frac{\partial V}{\partial y} = gx \quad (2.44)$$

$$B_x = -\frac{\partial V}{\partial x} = gy \quad (2.45)$$

2.2.3 Hareket denklemi

Eğici magnetler ve kuadropoller yüklü parçacık demetlerinin iletiminde ve odaklanmasında temel elemanlardır. Sekstupol magnetler ise kromatik aberasyon etkisinin düzeltilmesinde kullanılır. Dipol (B_0), kuadrupol (g) ve sekstupol (g') alanlarının varlığı durumunda hareket denklemi paraxial demetlerin eğriliği ($1/\rho$) için genel ifade kullanılarak belirlenebilir.

$$\frac{1}{\rho} \approx x'' = \frac{eB}{cp} \quad (2.46)$$

Burada

$$B = B_0 + gx + \frac{1}{2} g'x^2 + \dots \quad (2.47)$$

$$\frac{eB}{cp} = \frac{1}{\rho_0} + kx + \frac{1}{2} mx^2 + \dots \quad (2.48)$$

dır. Yukarıdaki ifadede $1/\rho_0$ terimi, eğici magnet boyunca ideal demet iletimine karşı gelmektedir. Bununla beraber ideal yörünge etrafında yapılan hareket diğer terimler tarafından belirlenir ve

$$\frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho_0} \approx x'' = \frac{e}{cp}(B - B_0) \quad (2.49)$$

şeklinde yazılabilir. Sonuçta hareket denklemi

$$x'' = -kx - \frac{1}{2}mx^2 + \dots \quad (2.50)$$

şeklinde yazılabilir. Yukarıdaki ifadede kx odaklama terimine, $\frac{1}{2}mx^2$ kromatik ve geometrik aberasyon terimine karşı gelmektedir. Geometrik aberasyon ve daha düşük mertebeden katkılar ihmal edilirse ve kuadrupol gücünün s yolu boyunca değiştiği de dikkate alınır hareket denklemi

$$x'' + k(s)x = 0 \quad (2.51)$$

olarak yazılabilir. Hareket denkleminin s 'e bağlı olarak çözümü zordur. Bununla beraber her bir kuadrupol magnet içerisinde k sabittir ve bu durumda çözüm

$$x(s) = a \cos(\sqrt{k}s) + b \sin(\sqrt{k}s) \quad (2.52)$$

ve

$$x'(s) = -a\sqrt{k} \sin(\sqrt{k}s) + b\sqrt{k} \cos(\sqrt{k}s) \quad (2.53)$$

olur. İntegral sabitleri a ve b , başlangıç koşulları kullanılarak belirlenebilir. Yukarıdaki ifadeler, $s=0$ 'da $x = x_0$ ve $x' = x'_0$ başlangıç koşulları alınarak

$$x = x_0 \cos(\sqrt{k}s) + x'_0 \frac{1}{\sqrt{k}} \sin(\sqrt{k}s) \quad (2.54)$$

$$x' = -x_0 \sqrt{k} \sin(\sqrt{k}s) + x'_0 \cos(\sqrt{k}s) \quad (2.55)$$

şeklinde yazılabilir.

2.2.4 Matris gösterimi

Daha önce bulunan hareket denklemleri matris gösteriminde yazılabilir (Bryant, P. J. 1998).

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{k}s) & \frac{1}{\sqrt{k}} \sin(\sqrt{k}s) \\ -\sqrt{k} \sin(\sqrt{k}s) & \cos(\sqrt{k}s) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} \quad (2.56)$$

Kuadrupol gücü k 'nın sıfırdan küçük olduğu dağıtıcı kuadrupol durumunda iletim matrisi benzer şekilde tanımlanabilir.

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh(\sqrt{|k|}s) & \frac{1}{\sqrt{|k|}} \sinh(\sqrt{|k|}s) \\ -\sqrt{|k|} \sinh(\sqrt{|k|}s) & \cosh(\sqrt{|k|}s) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} \quad (2.57)$$

Kuadrupol gücü parametresi k 'nın sıfır olduğu duruma bakılırsa ki fiziksel olarak hızlandırıcı üzerindeki magnetsiz bölgelere karşı gelir, bu durumda iletim matrisi

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} \quad (2.58)$$

olur.

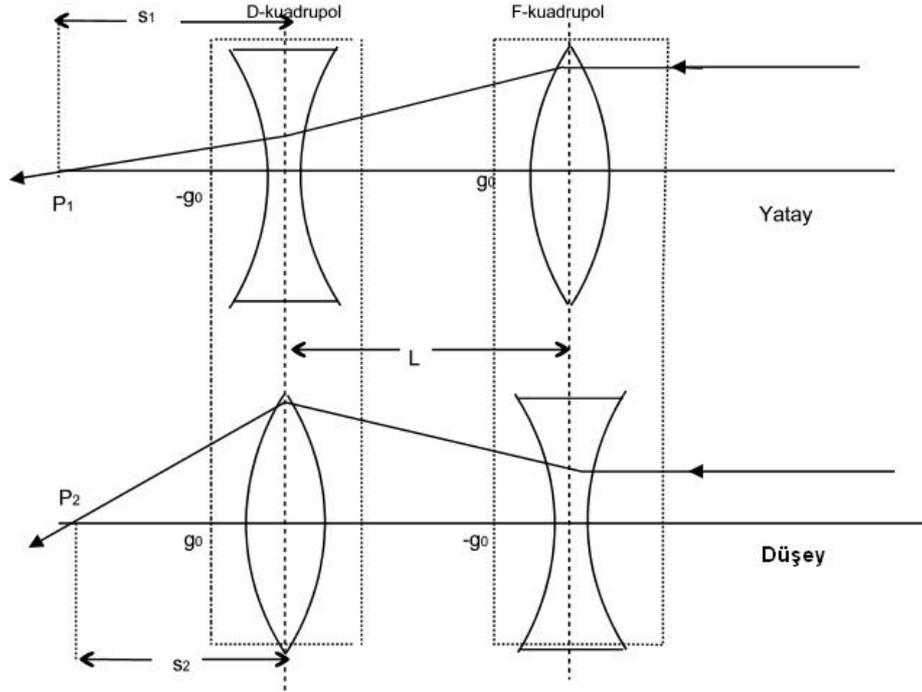
İnce mercek yaklaşımında kuadrupollerin boyu bölgesel betatron dalgaboyu ile kıyaslandığında çok küçük alınır. Buna göre odaklayıcı ve dağıtıcı kuadrupoller için dönüşüm matrisi, $f^{-1}=kl=sbt$ olmak üzere

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ kl & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} \quad (2.59)$$

şeklini alır. Odaklayıcı durumda $kl>0$, dağıtıcı durumda $kl<0$ 'dır. Genel bir kullanım olarak mercek gücü tek bir sembolle $g=kl$ ile ifade edilir.

2.2.5 Kuadrupol dubleti

İnce mercek yaklaşımı kuadrupol dubleti için basit bir analiz yapmakta kullanılabilir. Simetrik dubletin şematik gösterimi Şekil 2.11'de gösterilmektedir.



Şekil 2.11 Simetrik dublet

$$T_x = \begin{pmatrix} 1 & s_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -g_0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ g_0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.60)$$

$$T_x = \begin{pmatrix} 1 + g_0 L - g_0^2 L s_1 & L + s_1 - g_0 L s_1 \\ -g_0^2 L & 1 - g_0 L \end{pmatrix} \quad (2.61)$$

$$T_y = \begin{pmatrix} 1 - g_0 L - g_0^2 L s_1 & L + s_1 + g_0 L s_1 \\ -g_0^2 L & 1 + g_0 L \end{pmatrix} \quad (2.62)$$

Eğer dublet odaklayıcı ise eksene paralel gelen parçacığın her iki mercekten geçerek odak noktasına gelmesi için

$$\begin{pmatrix} 0 \\ y' \end{pmatrix}_\zeta = T \begin{pmatrix} y \\ 0 \end{pmatrix}_g \quad (2.63)$$

olması gerekir. Bunu sağlamak için yatay ekseninde;

$$1 + g_0 L - g_0^2 L s_1 = 0, \quad s_1 = (1 + g_0 L) g_0^{-2} L^{-1} \quad (2.64)$$

düşey ekseninde;

$$1 - g_0 L - g_0^2 L s_2 = 0, \quad s_2 = (1 - g_0 L) g_0^{-2} L^{-1} \quad (2.65)$$

olması gerekir. s_2 daima pozitif olduğu zaman bu doğrudur (odaklayıcı bir mercekte g_0 sayısal olarak negatif olmalıdır). Buradan düşey ekseninde, merceğin her durumda odaklama yaptığı görülür. Buna karşın yatay ekseninde odaklama ancak $L < -g_0^{-1}$ olduğu durumda mümkündür. Antisimetrik bir dubletin her iki düzlemde odaklama yapması için merceklerin kendi odak uzaklıklarından kısa bir mesafe ile ayrılmasını gerekmektedir.

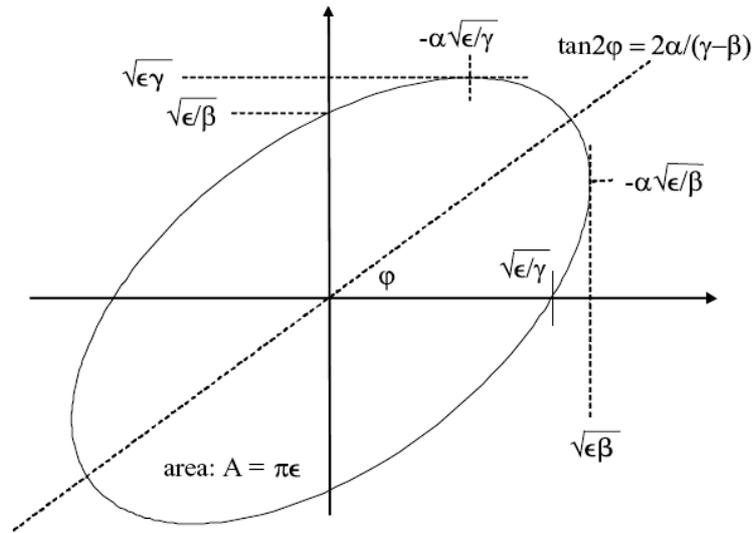
2.2.6 Etkileşme bölgesinde elektron demeti parametreleri

Elektron demeti hızlandırıcıda ilerlerken ışık demetleri gibi dağılma gösterir. Elektron demetini bir arada tutmak için kuadropol magnetler kullanılır. Etkileşme bölgesinde demet ebatlarının son odaklama sisteminde özel odaklayıcı magnetler kullanılarak arzu edilen değerlerde olması sağlanır.

Parçacık demetlerinin hareketi, konum eğim faz uzayında bir elipstir. Şekil 2.12'de gösterilen faz elipsi

$$\gamma x^2 + 2\alpha xx' + \beta x'^2 = \epsilon \quad (2.66)$$

denklemini ile ifade edilebilir. Bu elips denkleminin parametreleri α , β ve γ , hızlandırıcı fiziğinde Twiss parametreleri olarak adlandırılırlar.



Şekil 2.12 Faz uzayında elektron demeti

Elipsin faz uzayında kapladığı alan emittans olarak isimlendirilir ve

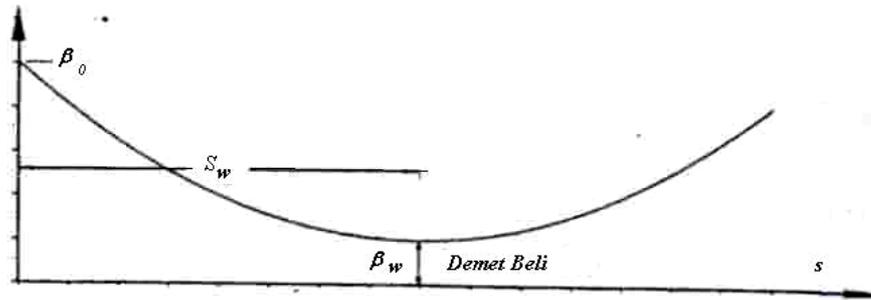
$$\int_{elips} dx dx' = \pi \epsilon \quad (2.67)$$

Şeklinde ifade edilir. Yayınım hızlandırıcının karakteristiğidir. Normalize yayınım ($\gamma\varepsilon$) hızlandırıcı boyunca sabittir ve değişmez kalır.

Bununla beraber Twiss parametreleri, dolayısıyla elipsin şekli hızlandırıcı boyunca değişir. Yayınım ile beraber β parametresi özellikle önemlidir, çünkü demetin o noktadaki ebatları bu iki parametre tarafından belirlenir ($\sigma = \sqrt{\varepsilon\beta}$). Elipsin geometrik özellikleri dolayısıyla elips parametreleri

$$\beta\gamma - \alpha^2 = 1 \quad (2.68)$$

şeklinde ilişkilidir.



Şekil 2.13 Magnetsiz bölgelerde parçacık demetinin betatron fonksiyonunun değişimi

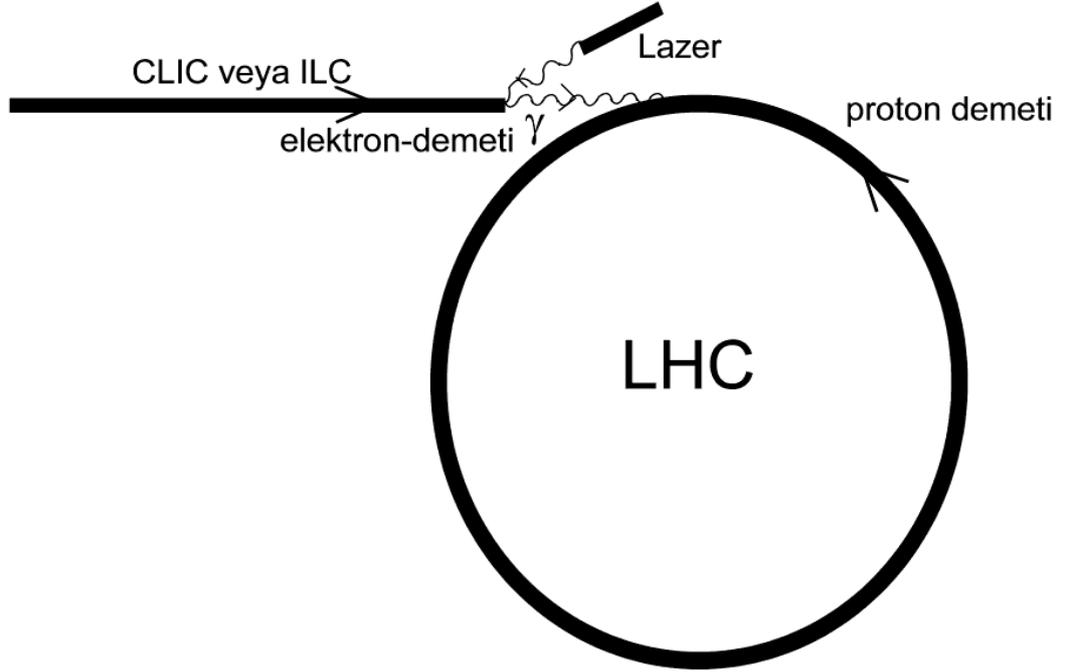
Demet belinde $\alpha=0$ 'dır ve $s=0$ 'dan uzaklığı $s_w = \alpha_0/\gamma_0$ 'dır. Çarpıştırıcılarda çarpışma noktası ışınlığı artırmak için demet belinde seçilir. Şekil 2.13'de görüldüğü gibi betatron fonksiyonu demet belinden uzaklaştıkça

$$\beta(s - s_w) = \beta_w + \frac{(s - s_w)^2}{\beta_w} \quad (2.69)$$

ifadesine uyacak şekilde artar. Burada β_w demetin belindeki betatron fonksiyonu, $s - s_w$ demetin belinden olan uzaklıktır.

2.3 γp Çarpıştırıcısının Dayandığı Hızlandırıcılar

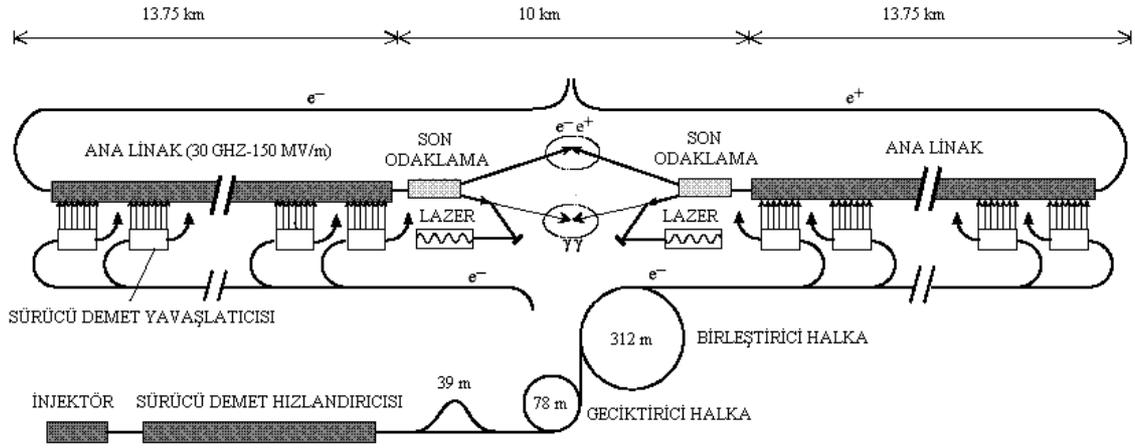
Daha önce bahsedildiği gibi γp çarpıştırıcısında yüksek enerjili fotonlar bir lineer hızlandırıcısından sağlanan elektronlardan, lazer fotonlarının Compton geri saçılmasına uğratılması yolu ile elde edilecektir. Dünyada çalışılmakta olan iki lineer hızlandırıcı projesi vardır. Bunlardan birisi CLIC diğeri ILC 'dir. ILC'de hızlandırma, süperiletken hızlandırıcı yapılar kullanılarak yapılacakken CLIC'te yeni bir hızlandırma tekniği olan ve CTF3'de test çalışmaları yapılan iki demetli hızlandırma tekniği kullanılacaktır. Bu iki lineer hızlandırıcı projesi foton çarpıştırıcılarının gelecekte hayata geçebilmesi için büyük bir olanak sağlamaktadır. γp 'de kullanılacak protonlar ise inşası tamamlanmak üzere olan LHC (Large Hadron Collider)'den sağlanacaktır. Şekil 2.14 γp çarpıştırıcısının dayandığı hızlandırıcıları ve çarpıştırıcının yerleşimini, şematik olarak göstermektedir.



Şekil 2.14 γp çarpıştırıcısının şematik görünümü

2.3.1 CLIC (Compact Linear Collider) Projesi

CLIC'te amaç, yüksek (multi-TeV) kütle merkezi enerjilerinde ve yüksek ışınılıkta e^+e^- çarpıştırılmasıdır (<http://clic-study.web.cern.ch/clic%2Dstudy>). CLIC'te linağın uzunluğunu ve maliyetini düşürmek amacıyla, yüksek hızlandırma gradyenti (150 MeV/m) ile hızlandırma sağlanması amaçlanmıştır ve bu sebeple 30 GHz'lik normal iletken bir hızlandırıcı yapı kullanılması hedeflenmiştir. Kavite hacmi RF frekansının küpü ile ters orantılıdır. 30 GHz gibi yüksek bir frekans değeri kullanılarak kaviteelerin ebatlarının çok küçülmesi sağlanmıştır. Aynı zamanda yüksek bir frekans değeri ihtiyaç duyulan pik voltaj değerini de düşürmektedir. Ancak, klasik elektromanyetik alan kaynakları (Klystronlar) yüksek frekanslarda CLIC için gerekli olan gücü sağlayamazlar. Bu sebeple farklı bir hızlandırma tekniğine gereksinim duyulmuştur. Şekil 2.15'te CLIC'in genel görüntüsü verilmektedir.



Şekil 2.15 CLIC'in genel görünümü

CLIC'te iki demetli hızlandırma (Two Beam Acceleration) tekniği kullanılacaktır. Kullanılacak olan iki demetli hızlandırma tekniğinde sürücü linak olarak isimlendirilen lineer hızlandırıcıda bulunan düşük enerjili ancak yüksek şiddete sahip elektron demeti PETS (Power Extraction Transfer Structure) adı verilen yapılarda yavaşlatılarak demet gücü ana linakta bulunan daha düşük şiddete sahip elektron veya pozitron demetini yüksek enerjilere çıkarmakta kullanılacaktır. İki demetli hızlandırma tekniği ve yüksek rf frekansı, çok daha kompakt dolayısıyla maliyeti daha düşük bir tünele olanak

sağlayacaktır. CLIC'te sürücü linaklar ve ana linak farklı injektör sistemlerine sahiptir. Bu da hızlandırıcı birimler eklenerek daha yüksek kütle merkezi enerjilerine aşamalı olarak çıkabilme imkanını sağlayacaktır.

CLIC-1, tek bir sürücü demet biriminden oluşur ve ana linaktaki elektronları 75 GeV lik enerjiye ulaştırır (Asner *et al.* 2003). Buna karşın CLIC-1'in paketçik yapısı LHC ile çok fazla uyuşmaz. Paketçikler arası mesafedeki uyuşmazlık ulaşılabilir ışınlığa limit koyar. Bu uyumsuzluğu gidermek için iki ayrı yaklaşımda bulunulabilir. Birincisi, LHC'yi paketçik uzunluğu CLIC'in paketçik treninin uzunluğuna eşitleyen süper paketçikli opsiyonda çalıştırmaktır. Bu yol, LHC'nin paketçik yapısında ciddi değişiklikler yapmayı gerektirmektedir. İkinci yaklaşım CLIC parametrelerinin değiştirilmesi ile mümkündür. CLIC-1'in yarısı kadarlık RF frekansı kullanılırsa hızlandırıcı gradyent CLIC-1'in yarısı kadar olur. CLIC-1'e kıyasla iki kat uzun linak inşa etmek gerekecektir ve bu yaklaşımın farklı opsiyonları CLIC-15a, CLIC-15b, CLIC-15c olarak isimlendirilirler (Aksakal *et al.* 2007). Bu farklı opsiyonlar kullanılarak paketçik uzunluğunu, paketçik yükünü ve paketçikler arası mesafeyi değiştirmek mümkündür.

Hızlandırıcı frekans yarıya düşürülerek paketçik yükü iki katına çıkarılabilir. CLIC'te sürücü linaktaki paketçikler 15 GHz'lik frekansla gelmektedirler. Dolayısıyla, hızlandırıcı yapıların frekansı 15 GHz'e düşürülebilir. Bu amaçla CLIC'in hızlandırıcı yapısının ölçekli versiyonu kullanılabilir. Hızlandırıcı yapının boyutları ikiye katlanabilir. Böylece yapı başına giriş gücü sabit kalırken gradyent yarıya iner. Daha düşük frekans nedeniyle demet yüklenmesi (beam loading) orijinal değerinin dört katına ulaşır. Düşürülen gradyentin hesaba katılması ile demet yükü iki katına çıkarılabilir. Demetler arası mesafe iki katına çıkarılarak demet akımı sabit tutulur. Tek sorun ana linak için dolum süresinin ikiye katlanmasıdır. Böylece paketçik sayısı 200'den 92'ye düşer. Bu çalışma modu sürücü demette demet yüklenmesi telafisinde problem yaratabilir. Şu andaki sistemde, iki atma aynı anda üretilmektedir. Eğer ikinci atmanın üretilmesi istenmiyor ise bir modifikasyon gerekmektedir. Bununla beraber hem bu problemi çözmek hem de ışınlığı artırmak için basit bir yöntem uygulanabilir.

Sürücü demet üretimi kompleksindeki geciktirici halkada (delay loop) düzenleme yapılarak bir gelişme sağlanabilir. Mevcut sistemde halka paketçik trenini 69.7 ns geciktirmektedir. Bu da sonraki birleştirici halkaya (combiner ring) aktarılacak 69.7 ns uzunluğundaki paketçik trenlerinin üretilmesini sağlar. Çok küçük halkalardan kaçınmak için paketçik trenleri çiftler halinde üretilir. Geciktirici halkanın uzunluğunun 139.4 ns'ye çıkarılması iki atma yerine tek bir atmanın iki kat uzunlukta üretilmesini sağlar. Bu yöntem dolun zamanının atma uzunluğuna oranının sabit kalmasını sağlayarak 15 GHz'de tren başına 220 paketçik kullanılabilmesine olanak tanır (CLIC-15b). Bu opsiyonun öncekine göre avantajı sürücü demet hızlandırıcısında demet yüklenmesinde problem olmamasıdır.

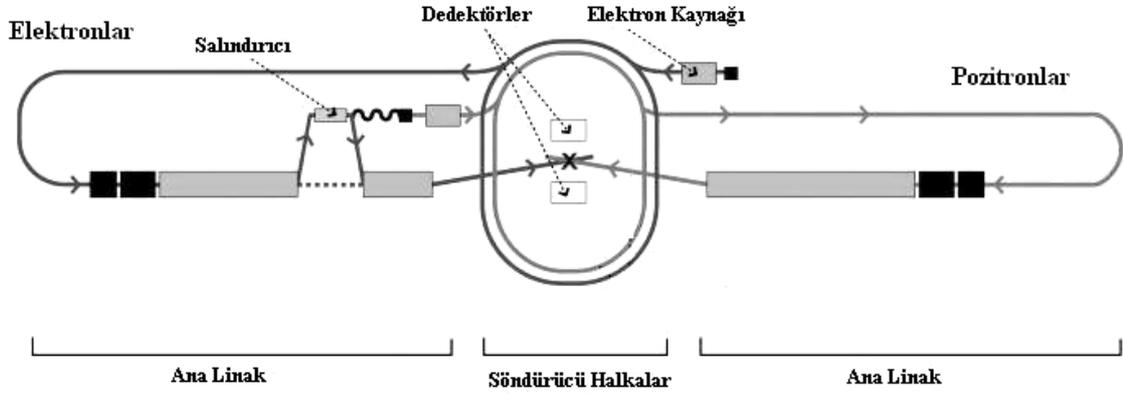
RF sistemi yüzünden meydana gelen ısı 15 GHz'de 30 GHz'dekine kıyasla daha azdır, bu da birim saniyedeki paketçik sayısının daha da artırılabilmesine olanak tanır. Aynı Q değerinde tekrarlama oranının 2 kat artırılabilir. Q değeri düşük frekanslarda kabaca $\omega^{-1/2}$ ile orantılı olarak artar. Bu da tekrarlama oranının 1.4 kat daha artırılabilmesine olanak sağlar (CLIC-15c). Hızlandırıcı yapının dizayn edilmesi ile daha fazla kazanç sağlanması da mümkündür.

2.3.2 ILC (International Linear Collider) Projesi

İlerlemekte olan bir diğer hızlandırıcı projesi de ILC'dir (<http://www.linearcollider.org/cms/>). Süreç olarak oldukça ilerlemiş durumdadır ve TDR'nın yazılması için oldukça büyük bir efor sarf edilmektedir. ILC TESLA teknolojisine dayanmaktadır ve 1.3 GHz'lik süper iletken kavitelele hızlandırma sağlanacaktır. Rf kavitelere güç klasik elektromanyetik alan kaynakları olan klystronlarla sağlanacaktır. Süperiletken kavitelelerde hızlandırıcı gradyent için teorik limit 40 MV/m'dir.

Kütle merkezi enerjisi için iki aşama vardır. 500 GeV'lik kütle merkezi için hedeflenen hızlandırıcı gradyenti 31.5 MV/m'dir ve toplam uzunluk 31 km'dir. 1 TeV'lik kütle merkezi enerjisinde ise hızlandırıcı gradyent süper iletken kavitelele için teorik limit olarak kabul edilen 40 MV/m'ye çok yakın olan 36.5 MV/m'dir. Bu hızlandırıcı

gradyentte 1 TeV'lik kütle merkezi enerjisine ulaşmak için gerekli uzunluk 50 km'dir. Şekil 2.16 ILC'nin şematik görünümünü göstermektedir. 500 GeV kütle merkezi enerjisi durumunda hızlandırıcının boyu toplam boyu 31 km olacaktır. Üretilmiş pozitron ve elektron demetlerinin yayınımları çevresi 6.7 km olan 5 GeV'lik söndürücü halkalar kullanılarak düşürülecektir. Daha sonra ana linağa alınarak burada hızlandırılacaklardır ki her bir demet için ana linağın uzunluğu 11 km'dir. Ana linaklarda yeterli enerjiye ulaştırılan demetler 2.2 km'lik demet iletim sistemleri (Beam delivery system) kullanılarak çarpışma noktasında istenilen demet ebatlarında çarpıştırılacaktır.



Şekil 2.16 ILC'nin genel görünümü

ICFA tarafından 2004 yılında düzenlenen International Recommendation Panelinde 500 GeV'lik lineer hızlandırıcılarda süper ve normal iletken teknolojiler karşılaştırılmış ve süper iletken teknolojinin kullanılması tavsiye edilmiştir.

2.3.3 LHC (Large Hadron Collider)

Büyük hadron çarpıştırıcısı (LHC), İsviçre ile Fransa sınırında bulunan CERN araştırma merkezinde inşa aşamasında olan parçacık çarpıştırıcısıdır (<http://lhc.web.cern.ch/lhc/>). 2007 sonunda düşük enerjide test çalışmaları başlamıştır. 2008'in ortalarında yüksek enerjili ilk çarpışmaların başlatılacaktır. Tamamlandığında dünyanın en büyük ve en yüksek enerjili parçacık hızlandırıcısının olacaktır. 34 ülkeden, çok sayıda üniversite ve

araştırma merkezinin çalışması ile kurulumu gerçekleştirilmiştir. Çalışmaya başladığında standart model uyarınca elementer parçacıklara kütle mekanizmasını kazandıran Higgs bozonunun bulunması hedeflenmektedir.

LHC yerin yaklaşık 100 metre altında bulunan 27 km'lik eski LEP tüneline inşa edilmiştir. Aynı tünel içindeki iki farklı demet hattında karşılıklı olarak dolanan her biri 7 TeV enerjili, iki proton veya ağır iyon demetini çarpıştırmak için tasarlanmıştır. Her bir demet 2808 proton paketçüğünden oluşacaktır. Ve her paketçikte 1.1×10^{11} parçacık bulunacaktır. Demetler magnetler yardımı ile 10^{-10} Torr'luk vakum ortamında ilerlerler. Kullanılacak eğici magnetlerin tamamı süperiletkendir ve her biri 14.4 m uzunluğundadır. Toplam 1232 adet eğici magnet kullanılacaktır. Bir linakta protonlar 50 MeV'lik enerjiye çıkarıldıktan sonra booster halkasında enerjisi 1.4 GeV'e çıkarılacak daha sonra proton sinkrotronuna aktarılarak burada 26 GeV enerjiye ulaşmaları sağlanacaktır. Buradan Super Proton Sinkrotronuna aktarılacak protonlar SPS'de 450 GeV'lik enerjiye çıkarılıp LHC'ye alınacaklardır. Son olarak, LHC'de enerjileri 7 TeV'e çıkarılıp 14 TeV'lik kütle merkezi enerjisi ile çarpıştırılacaklardır.

LHC'de kullanılacak toplam altı adet dedektör vardır. Bunlardan ATLAS ve CMS çok büyüktür ve daha genel amaçlı parçacık dedektörleridir. Diğer dördü ALICE, LHCb, TOTEM ve LHCf'dir. Son dört dedektör görece olarak daha küçüktür ve daha spesifik amaçlarla çalıştırılacaklardır.

2.4 Çarpıştırıcılarda Işınlık Kavramı

Işınlık (luminosity) birim zamanda birim yüzeyde meydana gelen etkileşme sayısı olarak tanımlanır. Bir çarpıştırıcının verimliliğini gösteren en önemli parametre ışınlıktır. Çarpıştırıcının ışınlığının üretilmek istenen olayın tesir kesiti ile çarpımı bize üretilen olay sayısını verecektir ki bunun için çarpıştırıcının ışınlık değerinin olabildiğince büyük yapılması zorunluluğu vardır.

Genellikle ışınlık, iki çarpışan paketçüğün görece limitler içerisinde uzay ve zaman üzerinden dört katlı integrali ile ifade edilir (Wille 1996).

$$L = f_c \int \int \int \int_{-\infty}^{+\infty} \rho^+(x, y, s + ct) \rho^-(x, y, s - ct) 2c dt ds dx dy \quad (2.70)$$

Burada ρ^+ ve ρ^- paketçiklerdeki parçacık dağılımıdır. Çarpışan demetlerin laboratuvar çerçevesindeki hızları $2c$ 'dir. b demette birbirini izleyen paketçikler arası mesafe olmak üzere $f_c=c/b$ çarpışma frekansıdır. ρ^+ ve ρ^- yi gausyen olarak alıp, basitlik için çarpışan iki demetin özdeş demet parametrelere sahip olduğu kabul edilirse ve. Aynı zamanda aralarındaki çarpışmanın kafa kafaya değil $2\theta \ll 1$ 'lik bir kesişme açısı ile olduğunu düşünülürse bu durumda gausyen bir demet için paketçiklerdeki parçacık dağılımı aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\rho^\pm(x, y, s \pm ct) = \frac{N^\pm}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x(s) \sigma_y(s) \sigma_s} e^{-\frac{(x \pm s\theta)^2}{2\sigma_x(s)^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y(s)^2} - \frac{(s \pm ct)^2}{2\sigma_s^2}} \quad (2.71)$$

Çarpışma noktasında demetin k.o.k. yarıçapı σ_x^* ve σ_y^* çok küçük olacak şekilde keskin bir odaklamaya sahiptir. Bu noktadan önce ve sonra demet ebatları aşağıdaki gibi verilir.

$$\sigma_z(s) = \sigma_z^* \sqrt{1 + \left(\frac{s}{\beta_z^*}\right)^2}, \quad (2.72)$$

Yukarıdaki ifadede $z=x, y$ ve β_z^* etkileşme noktasındaki enine betatron fonksiyonlarıdır. Daha önce belirtilen dört katlı ışınlık ifadesinin paketçik dağılımları ve demet ebatları için belirtilen denklemler yerleştirilerek integralinin alınması ile aşağıdaki ifade elde edilir.

$$L = \frac{f_c N^+ N^-}{4\pi \sigma_x^* \sigma_y^*} S \quad (2.73)$$

Bu denklem, parçacık akımı $f_0 N^+$ (parçacık/saniye) olan demetin, yoğunluğu $N^-/4\pi\sigma_x^* \sigma_y^*$ (parçacık/m²) olan hedefle çarpışması gibi yorumlanabilir.

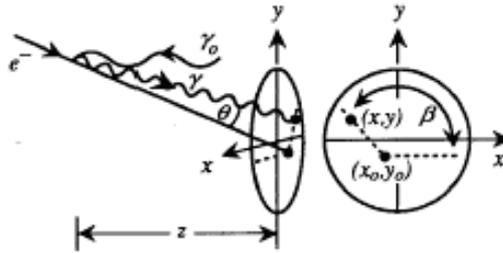
Işınlık suppression faktörü S , demet ebatındaki diverjans dolayısıyla etkin etkileşme alanının artmasını ve demetler arası çarpışma açısının ışınlığa olan etkisini içerir.

$$S = \frac{2}{\sqrt{\pi}\sigma_s} \int_0^\infty \frac{e^{-\left(\frac{s}{\sigma_s}\right)^2} e^{-\left(\frac{s\theta}{\sigma_x(s)}\right)^2}}{\sqrt{1+\left(\frac{s}{\beta_x^*}\right)^2} \sqrt{1+\left(\frac{s}{\beta_y^*}\right)^2}} ds \quad (2.74)$$

Genellikle suppression faktörü $S=0.8\dots0.95$ civarındadır.

2.5 γp Çarpıştırıcılarında Işınlık Kavramı

Bir lineer hızlandırıcıdaki demetten üretilmiş yüksek enerjili foton demeti bir başka elektron demeti ile çarpıştırılırsa $e\gamma$, proton demeti ile çarpıştırılırsa ep , yine aynı şekilde üretilmiş bir başka gama demeti ile çarpıştırılırsa $\gamma\gamma$ çarpışması meydana gelir. Küçük fakat sonlu foton saçılma açıları sebebi ile ışınlık dağılımını çok hassas şekilde mesafeye (dönüşüm bölgesinden etkileşme noktasına olan mesafe) ve elektron demetinin şekline ve ölçülerine bağlıdır.



Şekil 2.17 γp çarpışmasının şematik görünümü

Şekil 2.17'de görüldüğü gibi dönüşüm bölgesi ve etkileşme bölgesi arasındaki mesafe z olarak tanımlanan ve etkileşme düzlemiyle (x_0, y_0) noktasında kesişen bir elektron yolu

düşünülürse, bu yol üzerinde ilerleyen elektrondan polar θ ve azimutsal β açısı ile saçılan fotonun etkileşme düzleminde kestiği nokta (x,y) aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$(x,y)=(x_0+z\theta \cos\beta, y_0+z\theta \sin\beta) \quad (2.75)$$

Eğer $\rho_e(x,y)$ etkileşme noktasında elektron demetinin enine yoğunluğu ise fotonların yoğunluğu (polar ve azimutsal açılarda saçılan)

$$\rho_\gamma(x,y; \theta, \beta)=\rho_e(x_0-z\theta \cos\beta, y_0-z\theta \sin\beta) \quad (2.76)$$

olur. Eğer $z\theta$ tipik demet kesiti boyutlarından çok küçük ise geri saçılan fotonların odaklanması elektronların son odaklamasından çok farklı olmayacaktır. Buna karşın $z\theta$ eğer demet sebatlarından çok büyük ise o zaman fotonun etkileşme noktasındaki ebatları orijinal elektron demet ebadından çok büyük olacak ve sonuç olarak da ışınlıkta düşme meydana gelecektir. Demet enerjilerinin çok yüksek olduğu ve dönüşüm mesafesinin birkaç santimetre olduğu durumlar için; $z\theta$, 10^1 nanometre mertebesindedir. Dolayısıyla, özellikle yüksek enerjilerde, geri saçılan fotonların etkileşme noktasında ki demet ebatları elektronların demet ebatlarına oldukça yakın bir değer alır.

Basitleştirmek amacı ile elektron demeti, azimutual simetriye sahip düşünülürse;

$$\rho_e(x,y) = F_e(\sqrt{x^2 + y^2}) \equiv F_e(r) \quad (2.77)$$

(i.e., $\rho_e(x,y)dxdy=F_e(r)rdrd\phi$, burada $\phi=\arctan(y/x)$). Compton geri saçılmasından sonra, ω enerjili fotonun etkileşme düzleminde (r, ϕ) noktasında kesişme olasılığı aşağıdaki gibidir.

$$P_\gamma(r, \phi, \omega) = \frac{f(\omega)}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\beta F_e(\sqrt{r^2 + z^2\theta(\omega)^2 - 2r\theta_\gamma(\omega) \cos\beta}) \quad (2.78)$$

$P(r, \phi, \omega)$ ifadesi ϕ 'den bağımsı olduğu için $P(r, \phi) \equiv P(r, \phi, \omega)$ olarak kullanılabilir.

Yüksek enerjili geri saçılmış fotonların gelen proton demeti ile çarpıştığı düşünülün. Etkileşme düzleminde (r, ϕ) noktasında E enerjili bir protonun bulunma olasılığı

$$P_p(r, \phi, E) = \delta(E - E_p) F_p(r) \quad (2.79)$$

dir. γp çarpışmasının diferansiyel ışınlığı

$$\frac{dL_{p\gamma}}{d\omega} = 2\pi N_e N_p \int_0^\infty r dr F_p(r) P_\gamma(r, \omega) \quad (2.80)$$

olur. Burada N_e ve N_p sırasıyla elektron ve proton paketçiklerinde bulunan parçacık sayısıdır. Lazerin olmadığı durumda ep çarpışması için ışınlık ifadesi

$$L_{ep} = 2\pi N_1 N_2 \int_0^\infty r dr F_e(r) F_p(r) \quad (2.81)$$

olarak düşünülürse γp çarpıştırıcısı için normalize diferansiyel ışınlık

$$\frac{1}{L_{ep}} \frac{dL_{p\gamma}}{d\omega} = \frac{\int_0^\infty r dr F_p(r) P_\gamma(r, \omega)}{\int_0^\infty r dr F_p(r) F_e(r)} \quad (2.82)$$

olur. Kütle merkezi enerjisi

$$W_{\gamma p} = 2\sqrt{\omega E_p} \quad (2.83)$$

kullanılarak değişken değiştirilir ise γp ışınlık dağınımı

$$\frac{1}{L_{ep}} \frac{dL_{p\gamma}}{dW} = \frac{W}{2E_p} \frac{\int_0^{\infty} r dr F_p(r) P_\gamma(r, \frac{W^2}{4E_p})}{\int_0^{\infty} r dr F_p(r) F_e(r)} \quad (2.84)$$

halini alır (Borden *et al.* 1992).

Daha açık olması için elektron demetini gausyen profilde alınır ve azimutual simetrik olduğunu kabul edilirse etkileşme noktasında elektron yoğunluğu

$$F_e(r) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} \quad (2.85)$$

olur ve bu ifade ile ilişkili olarak foton yoğunluğu

$$P_\gamma(r, \phi, \omega) = \frac{f(\omega)}{2\pi\sigma^2} I_0\left(\frac{rz\theta_\gamma(\omega)}{\sigma^2}\right) e^{-\frac{r^2+z^2\theta_\gamma(\omega)^2}{2\sigma^2}} \quad (2.86)$$

halini alır. Burada I_0 , 0'ıncı mertebeden modifiye Bessel fonksiyonudur. Buradan γp çarpışması için ışınlık ifadesi

$$\frac{1}{L_{ep}} \frac{dL_{p\gamma}}{dW} = \frac{W}{2E_p} f\left(\frac{W^2}{4E_p}\right) e^{-\frac{d^2}{2(\sigma_e^2+\sigma_p^2)}} \quad (2.87)$$

halini alır. Burada $d \equiv z\theta_\gamma\left(\frac{W^2}{4E_p}\right)$ 'dir.

Dairesel demet için, ep çarpıştırıcısında ışınlık ifadesi aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$L_{ep} = \frac{f_c}{2\pi} \frac{n_e n_p}{\sigma_e^2 + \sigma_p^2} \quad (2.88)$$

Burada σ_e ve σ_p sırasıyla çarpışma noktasındaki elektron ve proton demet ebatlarıdır. Yukarıdaki ifade yardımı ile diferansiyel ışıklık ifadesi aşağıdaki gibi yazılabilir (Ciftci *et al.* 1995).

$$\frac{dL_{\gamma p}}{d\omega} = \frac{f(\omega)0.65n_e n_p f_\gamma}{2\pi(\sigma_e^2 + \sigma_p^2)} \exp\left[\frac{-z^2\theta_\gamma(\omega)^2}{2(\sigma_e^2 + \sigma_p^2)}\right] \quad (2.89)$$

Kütle merkezi enerjisini içerecek şekilde diferansiyel ışıklık ifadesi yeniden yazılır ise

$$\frac{dL_{\gamma p}}{dW_{\gamma p}} = \frac{W_{\gamma p}}{2E_p} \frac{f\left(\frac{W_{\gamma p}^2}{4E_p}\right)0.65n_e n_p f_\gamma}{2\pi(\sigma_e^2 + \sigma_p^2)} \exp\left[\frac{-z^2\theta_\gamma\left(\frac{W_{\gamma p}^2}{4E_p}\right)^2}{2(\sigma_e^2 + \sigma_p^2)}\right] \quad (2.90)$$

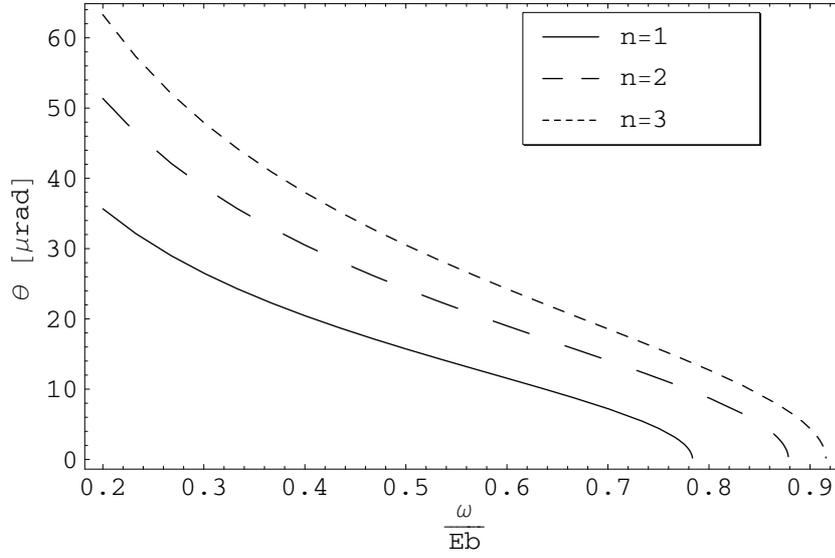
halini alır.

2.6 Lineer Olmayan Compton Saçılmasının Işınlığa Etkisi

Lineer olmayan Compton geri saçılması foton enerji spektrumunda yayılmaya ve $n=1$ fotonlarının maksimum enerjisinin düşmesine sebep olur. Denklem 2.89'da $f(\omega)$ yerine lineer olmayan Compton saçılması için türetilen 2.21 ifadesi kullanılarak lineer olmayan Compton saçılmasına etkisi belirlenebilir. Ayrıca denklem içerisinde görülen, ω enerjili geri saçılan fotonlar ile elektron demeti doğrultusu arasındaki açı olan $\theta(\omega)$ açısı lineer olmayan durumda farklılık göstermektedir. Saçılma açısının tek bir elektrondan aynı anda saçılan foton sayısının n 'e bağlılığı

$$\theta_\gamma^n(\omega) = \theta_0^n \sqrt{\frac{y_n}{y} - 1}, \quad \theta_0^n = \frac{m_*}{E_b} \sqrt{1 + u_n}, \quad m_* = m\sqrt{1 + \xi^2} \quad (2.91)$$

şeklindedir (Galynskii *et al.* 2001). Şekil 2.18'den görüldüğü üzere n arttıkça üretilen fotonların saçılma açıları artmaktadır. Dolayısıyla $n=1$ durumu dışındaki durumların γp saçılmasının ışıklığına katkıları daha düşüktür.



Şekil 2.18 Lineer olmayan Compton geri saçılmasında farklı n'ler için saçılma açıları

2.7 Lazer Demeti

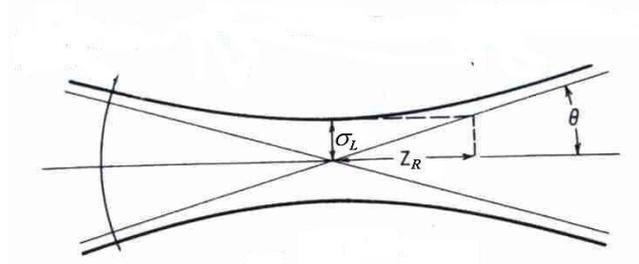
Bir lazer, (Light Amplification Stimulated Emission of Radiation) kazanç ortamı da denilen aktif lazer ortamı ve bir optik kaviteden oluşur. Kazanç ortamı, kuantum mekaniksel bir süreç olan stimulated emission (uyarılmış yayılım) yoluyla demeti güçlendiren, dolayısıyla lazerin saflığını, yoğunluğunu ve şeklini belirleyen bir materyaldir. Kazanç ortamı, bir dış enerji kaynağı ile pompalanır (Enerji kazandırılır). Pompalama kaynağı olarak flaş lambaları veya bir başka lazer kullanılabilir. Pompalanan enerji, lazer ortamı tarafından absorbe edilir ve bazı parçacıklar daha yüksek enerjili (uyarılmış) kuantum durumlarına yerleşir. Parçacık ışıkla etkileştiğinde foton soğurabilir veya foton yayımlayabilir. Bu yayımlanan foton, doğal (spontaneous) ışımaya veya uyarılmış ışımaya olabilir. Uyarılmış ışımada yayımlanan foton, geçen ışık ile aynı doğrultuda yayımlanır. Bir uyarılmış durumdaki parçacıkların sayısı daha düşük enerji seviyelerinde ki parçacık sayısını aşarsa ortamın içinden geçen ışık sebebiyle yayımlanan foton sayısı soğurulan foton sayısından fazla olur. Böylece ışık güçlendirilmiş olur.

Lazer teknolojisinde gelişmeler farklı alanlardaki çalışmalar ile ilerlemektedir. Bu çalışmalar γp , $\gamma \gamma$ ve γe çarpıştırıcılarının hayata geçebilmesi için oldukça büyük bir şans yaratmaktadır. Geçtiğimiz on yıl içerisinde geliştirilen kısa atma uzunluğuna ve yüksek güce sahip lazerler kullanılarak, γp çarpıştırıcısında gereksinim duyulan lazer sistemlerini dizayn ve inşa etmek mümkündür. γp çarpıştırıcısında kullanılabilir iki lazer sistemi mevcuttur: katı hal lazerleri ve serbest elektron lazerleri.

Pikosaniye mertebesinde ve terawattlık atma enerjisine sahip lazerler geliştirilmiştir. Bu güçlü lazerlerin dalgaboyları foton çarpıştırıcıları için uygun mertebelindedir. Serbest elektron lazerleri de çok uygundur çünkü değiştirilebilir dalga boyuna sahiptirler ve tamamıyla hızlandırıcı teknolojisine dayanırlar.

2.7.1 Dönüşüm bölgesinde lazer demeti

Lazer demeti dönüşüm bölgesinde Compton geri saçılması ile yüksek enerjili gama fotonları üretecek şekilde optimize edilmelidir. Şekil 2.19'den görüldüğü üzere lazer demeti de elektron demeti gibi bir bele sahiptir. Dönüşüm bölgesinin bu odak noktasında seçilmesi kuşkusuz ki en uygun olanıdır. Lazer demet ebatlarının hesaplanmasında elektron demeti ve lazer demeti arasındaki ilişkiyi hatırlamakta fayda vardır. Daha önce belirtildiği gibi elektron demetinin herhangi bir noktadaki demet ebatları, yayınım ve demetin o noktadaki β fonksiyonu ile belirlenir. Lazer demetinde de aynı şekilde demet ebatları lazerin dalgaboyu ve Rayleigh uzunluğu ile belirlenir (ϵ_x , $\epsilon_y \leftrightarrow \lambda / 4\pi$ β_x^* , $\beta_y^* \leftrightarrow Z_R$).



Şekil 2.19 Lazer demetinin odak civarındaki projeksiyonu

Z_R niceliği optik literatürde Rayleigh uzunluğu olarak geçmektedir ve lazerin odaktaki demet kesitinin iki katına çıktığı mesafe olarak tanımlanır. Rayleigh uzunluğu yardımı ile odaktaki k.o.k. demet ebadı σ_L ve odaktaki kesit Σ sırasıyla şöyle verilir.

$$\sigma_{Lx} = \sqrt{\frac{\lambda}{4\pi}} Z_R \quad \Sigma \equiv 2\pi\sigma_{Lx}^2 = \frac{1}{2} \lambda Z_R \quad (2.92)$$

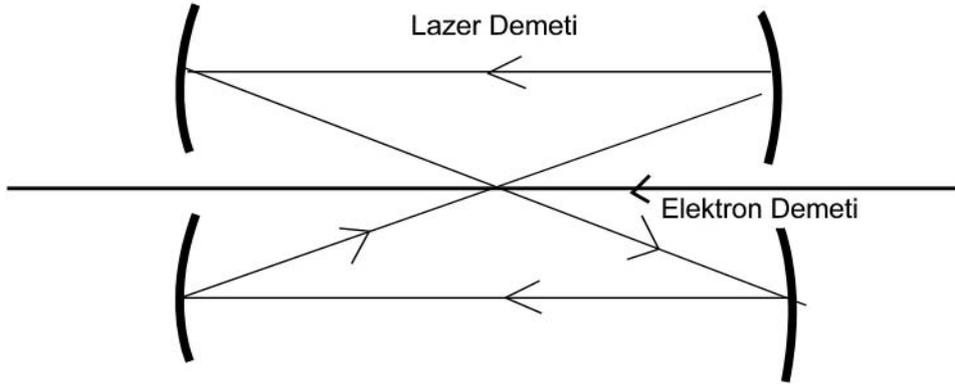
Şekil 2.18'den görüldüğü üzere lazerin demet ebadı odaktan uzaklaştıkça artar. Lazerin ilerlediği z eksenini boyunca demet zarfının davranışı aşağıdaki ifade ile verilir.

$$\sigma_{L,i}(z) = \sigma_{L,i}(0) \sqrt{1 + \frac{z^2}{Z_R^2}} \quad (2.93)$$

2.7.2 Lazer optiği

$\gamma\gamma$ çarpıştırıcısında lazerlerin en önemli özelliği, $e \rightarrow \gamma$ dönüşümünde yüksek lazer atması gücüne gereksinim duyulmasıdır. $\gamma\gamma$ çarpıştırıcısında gereksinim duyulan yüksek lazer atma enerjisine (birkaç joule) ve lazer atması devam süresine (≈ 1 ps) sahip çok sayıda lazer mevcuttur ve dünyada bir çok laboratuarda kullanılmaktadır. Temel mesele elektron demetinin zaman yapısına uyacak düzeyde yüksek tekrarlıma oranına sahip lazer elde etmektir.

Tekrarlıma oranı meselesi, bir lazer paketçisinin $e \rightarrow \gamma$ dönüşümünde defalarca kullanılması ile çözümlenebilir. Gerçekte 1 J'lük bir lazer atması yaklaşık 10^{19} adet lazer fotonu içerir ve yalnızca 10^{10} - 10^{11} adet lazer fotonu elektronlarla etkileşerek yüksek enerjili fotonları oluşturur. Bu sebeple lazer atmasının defalarca kullanılmasının lazer atmasının üzerine çok fazla bir etkisi yoktur. Şekil 2.20 dönüşüm bölgesinde kullanılabilir ve lazer frekansını iki kat arttırabilecek optik sistemin şematik görünümünü göstermektedir.



Şekil 2.20 Dönüşüm bölgesinde lazer optiğinin şematik görünümü.

Foton çarpıştırıcılarında pik ve ortalama akım çok yüksektir. Yüksek yansıtıcı aynalarda ortalama güç yoğunluğu sınırı 10 MW/cm^2 ve pik güç yoğunluğu sınırı 10 GW/cm^2 'dir (Urakawa 2006). Her iki durum içinde problem ayna yüzeyinde oluşacak boşalmalardır (Ayna yüzeyindeki hidrokarbonların zarar görmesi).

2.7.3 Katı hal lazerleri

Katıhal lazerlerinde, atma gücü petawatt (10^{15}) mertebesine ulaştırılmış ve atma süresi femtosaniye düzeyine düşürülmüştür. Gerekli atma enerjisi ve süresinin elde edilmesi zor değildir. Buna karşın temel mesele yüksek tekrarlama oranının elde edilebilmesidir. Pikosaniye mertebesinde atmalar, CPA (Chirped Puls Amplification) tekniği ile kullanılarak elde edilebilir. Yüksek tekrarlama oranını diyot pumping (Yüksek verimliliğe sahip yarı iletken lazerler) adı verilen bir tekniğin kullanılması ile çözülebilir). γ çarpıştırıcısının gerçekleşmesi için önemli lazer teknolojileri aşağıda listelenmiştir (Badelek *et al.* 2001).

- Chirped puls tekniği;
- Diyot pumping;
- Yüksek iletkenliğe sahip lazer materyalleri;
- Yüksek dayanıklılığa sahip aynalar;
- Kutuplayıcılar;
- Yüksek yansıtıcılığa sahip aynalar;

2.7.4 Serbest elektron lazerleri

γp çarpıştırıcılarında serbest elektron lazerlerinin kullanılması da düşünülebilir. SEL ışınması çok rahat ayarlanabilir ve her zaman oldukça küçük dağınıma sahiptir. SEL ışınması helisel veya düzlemsel undulatör kullanılması durumuna göre sırasıyla tamamen çembersel veya düzlemsel polarizedir. SEL üretmek için kullanılacak lineer hızlandırıcı olarak, sürücü olarak kullanılan ana lineer hızlandırıcı kullanılabilir (Saldin *et al.* 1995, 2000). Bu bize ihtiyaç duyulan lazer atması zaman yapısının elde edilmesini de sağlar. Lazer ve elektron atmalarının eş zamanlı olarak elde edilme sorunu da bu sayede çözülmüş olur. Elektron demetinin yeterince yüksek pik gücü sağlaması durumunda lazerin pik gücü ihtiyaç duyulan TW düzeylerine ulaşacaktır.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

Çalışmada $\gamma\gamma$ çarpıştırıcısının özellikleri belirlenirken ikinci ve üçüncü bölümde kullanılan analitik ifadeler kullanılarak dönüşüm verimliliğinin maksimum olmasını sağlayacak lazer özellikleri belirlenmiştir. Üçüncü bölümde belirtilen ışınlık ifadeleri kullanılarak $\gamma\gamma$ çarpıştırıcısı için önerilen opsiyonların ışınlık spektrumları ve değerleri belirlenmiştir.

$\gamma\gamma$ ve γe çarpıştırıcıları için yazılmış olan CAIN simülasyon programı kullanılarak, Compton geri saçılmasına uğramış foton spektrumu belirlenmiştir. Ayrıca Monte Carlo simülasyon tekniği kullanılarak bir simülasyon programı yazılmıştır ve bu simülasyon programı yardımıyla dönüşüm sonrasında üretilen foton spektrumu ve ışınlık spektrumları elde edilmiştir.

3.1 Monte Carlo Simülasyon Yöntemi

Monte Carlo simülasyonu objelerin diğer objelerle veya buldukları ortamlarla etkileşmelerine dair problemleri basit nesne nesne veya nesne ortam bağıntıları kullanarak çözümleneyen sayısal bir yöntemdir. Monte Carlo metodu sosyal bilimler, trafik akışı, finans, genetik, radyoterapi ve radyasyon dozimetrisi gibi birçok alanda kullanılabilir.

Mikroskobik etkileşmelerin simülasyonu yapılarak makroskobik sistem için bir çözüm elde edilir. Çok sayıdaki mikroskobik etkileşme matematiksel olarak genişletilebilir.

3.2 Monte Carlo Yönteminin $\gamma\gamma$ Çarpıştırıcısına Uygulanması

Lazer demeti içerisinde ilerleyen bir elektronun etkileşmeye girmeden t mesafesi kadar yol alabilmesinin olasılığı

$$p(t) = e^{-\mu t} \quad (3.1)$$

dir. Burada μ etkileşme sabitidir. Parçacığın yolu boyunca değişebilir. Yukarıdaki ifadeden parçacığın t mesafesinde etkileşmeye girme olasılığı

$$c(t) = 1 - p(t) = 1 - \exp[-\mu t] \quad (3.2)$$

olur. Bu ifade kümülatif dağıtım fonksiyonu (CDF) olarak da ifade edilir (Bialajew 1993). Kümülatif dağıtım fonksiyonunun tersi alınır ise

$$t = \frac{1}{\mu} \log(1 - c(t)) \quad (3.3)$$

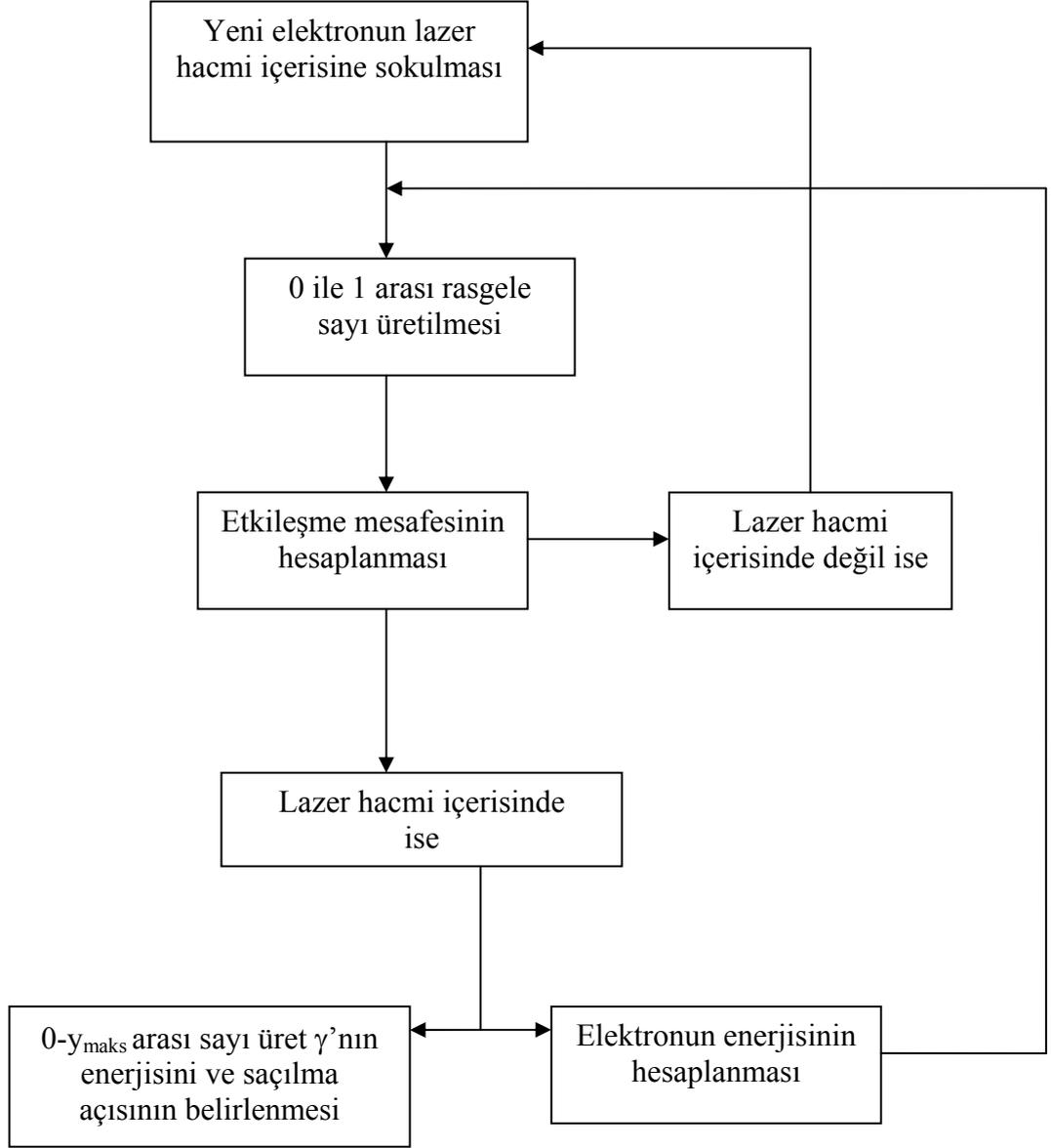
olur. 0 ile 1 arasında tekdüze olarak dağıtım gösteren η sayısı düşünelim. Bu durumda etkileşmenin gerçekleşeceği mesafe

$$t = \frac{1}{\mu} \log(1 - \eta) \quad (3.4)$$

olur. $(1 - \eta)$ sayısı sıfır ile bir arasında tekdüze olarak değişen bir sayı ise η sayısı da aynı şekilde değişecektir. Dolayısıyla

$$t = \frac{1}{\mu} \log(\eta) \quad (3.5)$$

olarak da yazılabilir. Bu şekilde bir parçacığın lazer fotonu ile etkileştiği nokta rasgele bir biçimde belirlenebilir. Şekil 3.1 Compton geri saçılması yoluyla üretilecek foton spektrumunu hesaplaya simülasyon programının algoritmasını göstermektedir.



Şekil 3.1 Üretilen foton spektrumunu belirleyen programın akış diyagramı

3.3 Box-Muller Dönüşümü

Hızlandırıcılarda bir paketçikte bulunan elektronlar, bir enerji değeri etrafında gaussian dağılımı gösterirler. Dolayısıyla Monte Carlo metodu ile parçacıkların enerji dağılımları rasgele bir şekilde belirlenirken bu özelliğin göz önünde tutulması gerekir. Çalışmada gaussian rasgele sayılar üretmek için Box-Muller dönüşümü kullanılmıştır. Box Muller Dönüşümü tekdüze rasgele sayı kaynağı kullanılarak bağımsız gaussian dağılıma sahip rasgele sayılar üretmeyi sağlayan bir metottur. Sıfır ve bir arasında tek düze dağılımı gösteren s_1 ve s_2 rasgele sayıları düşünülürse Box-Muller metodu uyarınca

$$z_0 = \sqrt{-2 \log(s_1)} \cos(2\pi s_2) \quad (3.6)$$

ve

$$z_1 = \sqrt{-2 \log(s_1)} \sin(2\pi s_2) \quad (3.7)$$

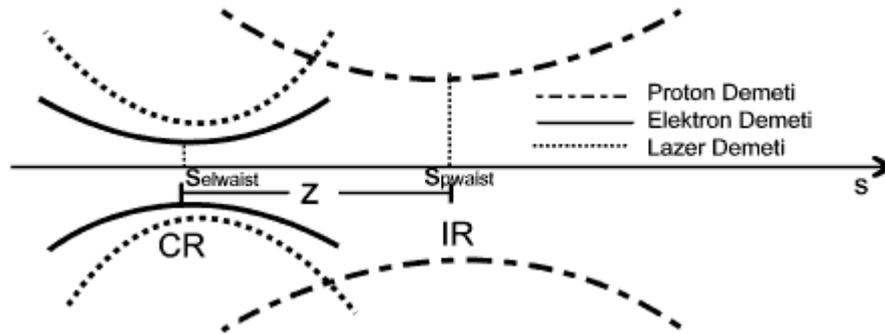
ifadeleri kullanılarak yine rasgele olan z_0 ve z_1 sayıları üretilebilir (Box and Muller 1956). Dönüşüm sonrasında elde edilen z_0 ve z_1 rasgele sayıları standart sapması 1 olan normal dağılıma sahip ve bağımsız rasgele sayılardır. Yazılmış olan simülasyon programında parçacıkların enerji sapması belirlenirken Box-Muller metodu kullanılarak üretilen rasgele sayılar kullanılmıştır.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4.1 γp Çarpıştırıcısının Geometrisi

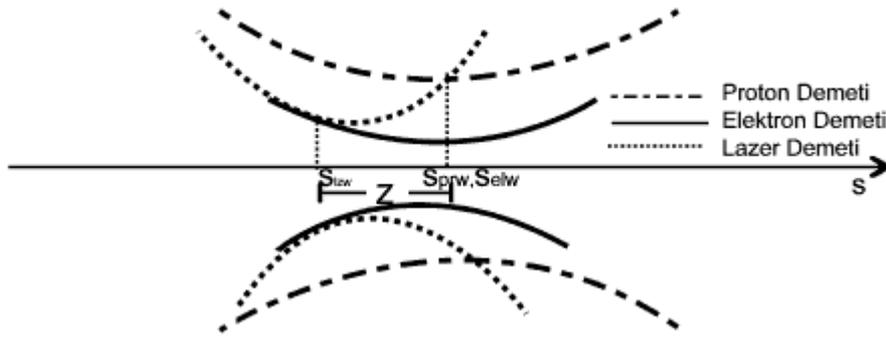
γp çarpıştırıcısında yüksek enerjili fotonlar, lazer fotonlarının linaktan gelen elektronlardan dönüşüm bölgesinde Compton geri saçılmasına uğraması ile elde edilir. Dönüşüm bölgesinde üretilen yüksek enerjili fotonlar LHC'nin protonları ile çarpışma bölgesinde çarpıştırılır. Çarpışmanın geometrisi önemlidir ve bu çalışmada iki ayrı geometri seçilmiş ve hesaplamalar bu iki ayrı geometri için de yapılmıştır.

Lazer demetinin odaklama problemleri dolayısıyla dönüşüm bölgesindeki lazer demetinin enine ebadı, elektron demetinin enine ebadından daha büyük olmalıdır. Çarpışmanın geometrisinin belirlenmesinde bu özellik dikkate alınmıştır. Seçilen ilk geometri için lazer, elektron ve proton demetlerinin projeksiyonu Şekil 4.1'de verilmiştir. Burada lazer demetinin odağı ve elektron demetinin beli dönüşüm bölgesinde seçilmiştir. Dönüşüm bölgesi ile çarpışma bölgesi arası mesafe (z) 75 cm'dir. Proton demetinin beli çarpışma noktasında seçilmiştir. Bu geometride avantaj γ üretiminde kullanılan elektronların çarpışma bölgesine ulaşmadan manyetik alan kullanılarak dışarı alınabilmesidir. Manyetik alan kullanılarak uzaklaştırılan elektronların üreteceği sinkrotron ışınımı, dikkat edilmesi gereken problemlerden bir tanesidir.



Şekil 4.1 γp çarpıştırıcısında seçilen birinci geometrinin projeksiyonu

Seçilen ikinci geometri Şekil 4.2’de verilmiştir. Burada, elektron demetinin beli ile proton demetinin beli çarpışma noktasında seçilmiştir. Dönüşüm bölgesi ile çarpışma noktası arası mesafe z çok küçüktür, bu sebeple elektron demetinin dışarı çıkarılması mümkün değildir. Buna karşın, elektron demetinin ebatları çarpışma bölgesinde daha küçük olabileceği için daha yüksek ışınlığa ulaşmak mümkündür. Bu geometride, elektron demeti ve yüksek enerjili fotonlar, etkileşme bölgesindeki protonlarla aynı anda etkileşmeye girecektir. Dedektör tasarlanırken ep etkileşmelerinin yaratacağı arka plan etkisi hesaba katılmalıdır.



Şekil 4.2 γp çarpıştırıcısında seçilen ikinci geometrinin projeksiyonu

4.2 Optimize Edilen Hızlandırıcı Parametreleri

Yüksek bir dönüşüm verimliliğine ulaşmak ve ışınlığı olabildiğince yüksek yapabilmek için elektron demeti ve proton demeti parametrelerinin iyi belirlenmesi oldukça önemlidir. Daha önce belirtildiği üzere dönüşüm bölgesinde lazer demet ebadının elektron demetinin ebatlarından büyük olması gerekliliği dikkate alınarak iki ayrı çarpışma geometrisi için hesaplamalar yapılmıştır. Çizelge 4.1’de, QCD Explorer’a dayanan γp çarpıştırıcısı için önerilen CLIC opsiyonlarından CLIC-1 ve CLIC-15 ile ILC-1 çarpıştırıcıları için belirlenen elektron demeti parametreleri verilmiştir. Çizelge 4.2 ise LHC proton demeti parametrelerini göstermektedir.

Çizelge 4.1 Elektron demeti parametreleri

Parametre	Sembol	CLIC-1	CLIC-15	ILC-1
Enerji	E_b (GeV)	75	75	60
Parçacık Sayısı	N_b (10^{10})	0.256	0.512	2
Paketçik uzunluğu	σ_z (mm)	0.035	0.07	0.15
Paketçik mesafesi	t_{sep} (ns)	0.267	0.534	300
Paketçik sayısı	n_b	220	92	2820
IP'de beta fonksiyonu	$\beta_{x,y}^*$ (m)	26.8	26.8	14.1
IP'de demet ebadı	$\sigma_{x,y}^*$ (μm)	11	11	11
CP'de beta fonksiyonu	$\tilde{\beta}_{x,y}^{cp}$ (cm)	2.1	2.1	4.0
Demet ebatı	$\sigma_{x,y}^{cp}$ (μm)	0.8	0.8	1.3
Normalize yayınım	$\gamma\varepsilon$ ($\mu\text{m rad}$)	0.7	0.7	1
Hızlandırıcı gradyent	MV/m	150	75	35
RF frekansı	f_{rf} (GHz)	30	15	15
Tekrarlama oranı	f_{rep} (Hz)	150	150	5

Çizelge 4.1'de CLIC-15'e dair verilen parametreler, CLIC-15a'nın parametreleridir. CLIC-15b'de CLIC-15a'dan farklı olarak paketçik sayısı 220 olmaktadır. CLIC-15c'de ise paketçik sayısı gene 220 olmakla beraber tekrarlama oranı da 420'ye yükselmiştir. Ayrıca, çizelgede verilen değerler z'nin 75 cm olduğu birinci geometri göz önüne alınarak belirlenmiştir. Çarpışma ve dönüşüm bölgesi arası mesafenin 5 cm olduğu ikinci geometride ise çarpışma bölgesi parametreleri olarak birinci geometride dönüşüm bölgesindeki demet ebatları kullanılmıştır.

Çizelge 4.2 Proton demeti parametreleri

Parametre	Sembol	LHC
Enerji	E_b (TeV)	7
Parçacık Sayısı	N_b (10^{10})	17
Paketçik uzunluğu	σ_z (mm)	37.8 (75.5)
Paketçik mesafesi	t_{sep} (ns)	5 (25)
Paketçik sayısı	n_b	12 (2808)
IP'de beta fonksiyonu	$\beta_{x,y}^*$ (m)	0.25
IP'de demet ebadı	$\sigma_{x,y}^*$ (μm)	11
Normalize yayınım	$\gamma\varepsilon$ ($\mu\text{m rad}$)	3.75
Hızlandırıcı gradyent	MV/m	3.75
RF frekansı	f_{rf} (GHz)	0.5
Tekrarlama oranı	f_{rep} (Hz)	150

Elektron ve proton demetine dair Çizelge 4.1 ve Çizelge 4.2'de belirtilen hızlandırıcı parametrelerinden paketçik yapısı ile ilgili olan parametreler CLIC, ILC ve LHC'nin nominal parametreleridir. Bununla beraber, demet ebatlarına dair parametreler bölüm 2'de belirtildiği üzere çarpıştırıcının son odaklama sistemi yeniden tasarlanarak veya magnetlerin güç parametreleri değiştirilerek belirlenebilir. Demet ebatları ile ilgili parametreler, seçilen geometrinin gereksinimlerini sağlayacak ve ışınlığı maksimum yapacak şekilde seçilmiştir.

4.3 Lazer Demetinin Optimizasyonu

İkinci bölümde belirtildiği üzere Compton geri saçılması yoluyla γ üretiminde en önemli parametrelerden biri x parametresidir. Lazer demetinde bulunan fotonların enerjisi, üretilen fotonların hiç etkileşmeye girmemiş lazer fotonları ile etkileşerek e^+e^- çift oluşumu olayının gerçekleşmesini önlemek amacıyla, x parametresini 4.8 yapacak şekilde seçilmiştir. Bir diğer gereksinim yüksek şiddete sahip lazer kullanmaktır.

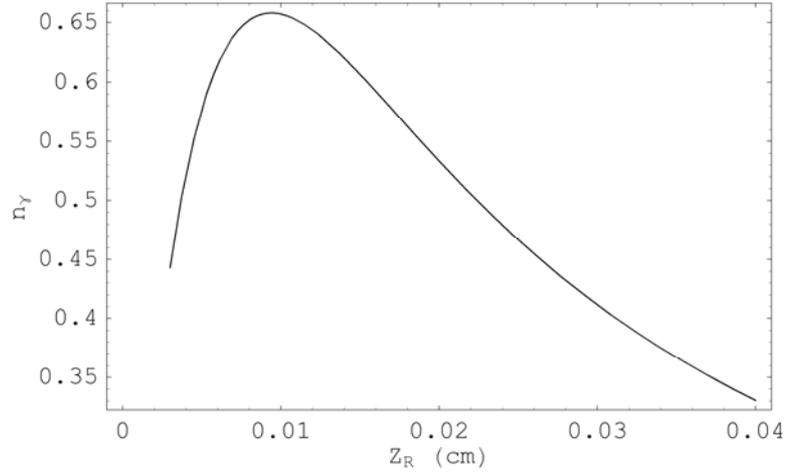
Bununla beraber lazer şiddetini artırmak lazer maliyetini çok artırmaktadır. Ayrıca, dönüşüm oranının yüzde 65'i geçtiği durumda lazer şiddeti ile dönüşüm oranı çok az etkilenmektedir. Bu sebeple Çizelge 4.3'te belirtilen lazer parametreleri dönüşüm oranını % 65 yapacak şekilde seçilmiştir. Lazer parametrelerinin seçimi verimliliği yüksek bir dönüşüm için önemlidir. Ayrıca lineer olmayan saçılmaların dönüşüme etkisini belirleyen ξ parametresinin olabildiğince düşük olması amaçlanmıştır.

Çizelge 4.3 Lazer demeti parametreleri

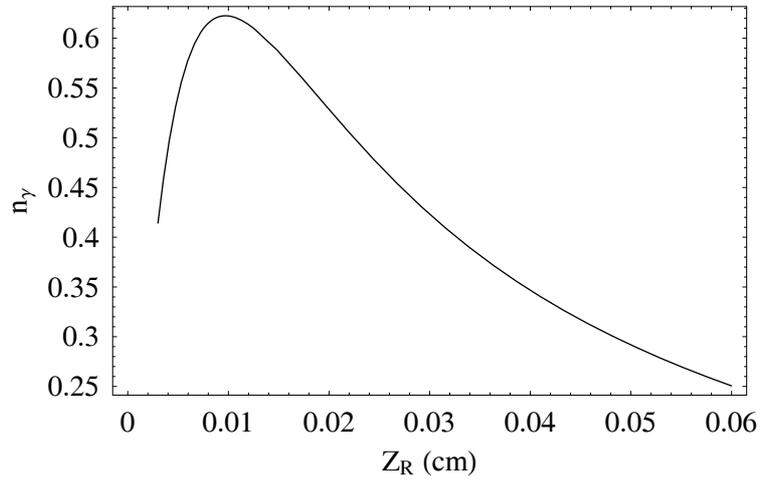
Parametre	Sembol	CLIC-1	CLIC-15	ILC
Foton enerjisi	ω_0 (eV)	4.1	4.1	5.2
Atma enerjisi	A (J)	1	1	1
Dalgaboyu	λ (μm)	0.29	0.29	0.24
Rayleigh uzunluğu	Z_R (mm)	0.09	0.09	0.1
Odakta k.o.k. ebat	$\sigma_{L,i}$ (μm)	1.44	1.44	1.38
Pik güç	P (TW)	0.5	0.5	0.5
Pik şiddet	$I \cdot 10^{18}$ (W/cm ²)	3.8	3.8	4.8
Atma uzunluğu	$\sigma_{L,i}$ (mm)	0.15	0.15	0.15

4.3.1 γ üretiminde dönüşüm verimliliği

Lazer parametrelerinin verilmiş olduğu Çizelge 4.3'deki parametrelerin belirlenmesinde denklem 2.31 kullanılarak optimum Rayleigh uzunluğu belirlenmiştir. Şekil 4.3'te CLIC-1 opsiyonları ve Şekil 4.4'te ILC-1 için dönüşüm verimliliğinin Rayleigh uzunluğuna göre değişimi gösterilmektedir. Rayleigh uzunlukları dönüşüm verimini % 65 yapacak şekilde seçilmiştir.



Şekil 4.3 CLIC-1 için dönüşüm verimliliğinin Z_R'ye göre değişimi



Şekil 4.4 ILC-1 için dönüşüm verimliliğinin Z_R'ye göre değişimi

4.3.2 γp çarpıştırıcısında ayna gereksinimleri

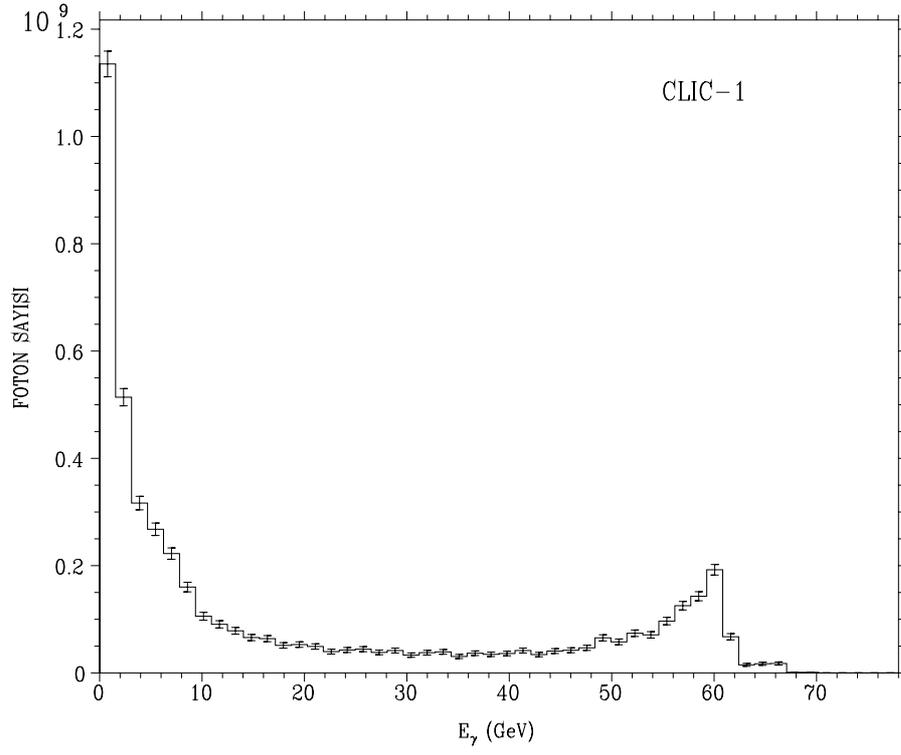
Bölüm 2'de belirtildiği üzere foton çarpıştırıcıları için en önemli zorluk yüksek frekansa sahip lazer gereksiniminden gelmektedir. Bu sorunu çözebilmek için ayna sistemleri kullanılarak lazer atmalarının defalarca kullanılması önerilmektedir. Bu sebeple mevcut bulunan ayna sistemlerinin getireceği sınırlamalar incelenmelidir. Yüksek yansıtıcılı aynalarda ortalama güç yoğunluğu sınırı 10 MW/cm² ve pik güç yoğunluğu sınırı 10 GW/cm²'dir (Urakawa 2006). Her iki durum içinde problem ayna yüzeyinde oluşacak boşalmalardır (Ayna yüzeyindeki hidrokarbonların zarar görmesi).

CLIC-1, 15a, 15b, 15c için gerekli ortalama lazer gücü sırasıyla 33, 13.8, 33, 92 kW, ILC-1'de ise 14 kW'tır. CLIC opsiyonlarında gerekli lazer pik gücü 0.73 TW ve ILC-1 için gerekli lazer pik gücü 0.66 TW'tır. Bu güç değerleri ile birlikte aynaların sınırlamaları düşünülürse ayna yüzeylerinde lazerin demet çapının minimum 10 cm olma gerekliliği kolayca hesaplanabilir. Dönüşüm bölgesinde lazer optiği tasarlanırken aynaların konumlarının ve uzaklıkların belirlenmesinde bu sınırlama göz önünde tutulmalıdır.

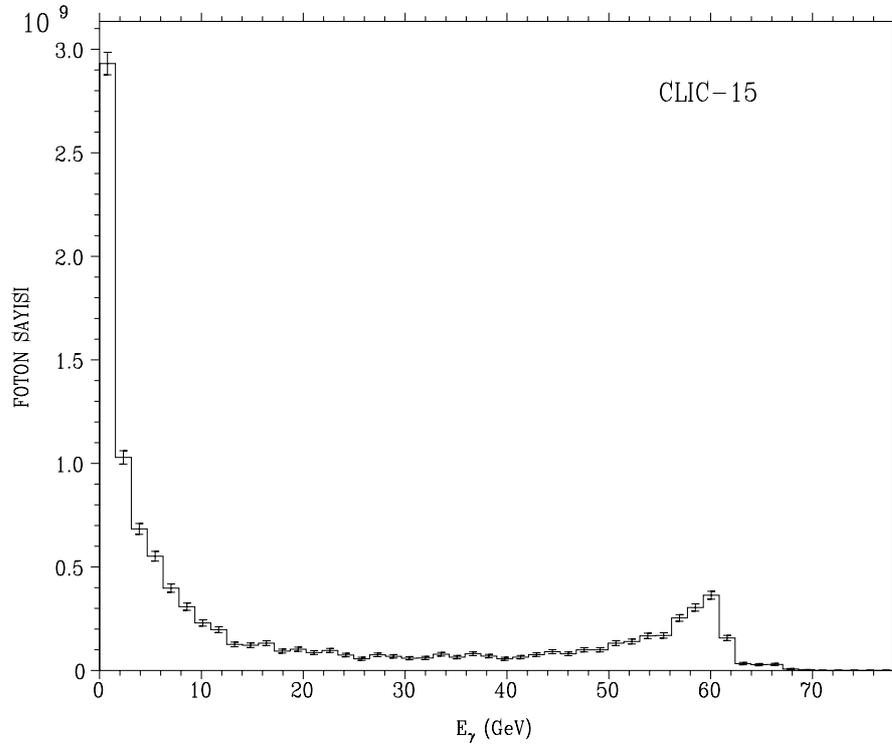
4.3.3 CAIN simülasyon programı sonuçları

Bölüm 2'de belirtilen Compton geri saçılması sürecine dair türetilmiş analitik ifadeler ardışık saçılmaları içermemektedir. Oysa ki bu saçılmaların üretilen foton spektrumuna çok büyük etkisi olacaktır. Bu sebeple, geri saçılan foton spektrumunun belirlenmesinde daha gerçekçi sonuçlara ulaşabilmek için simülasyon programlarını kullanmak gerekliliği vardır. Bu programlardan en önemlisi $\gamma\gamma$ ve γe çarpıştırıcıları için yazılmış olan CAIN simülasyon programıdır (Chen *et al.* 1997).

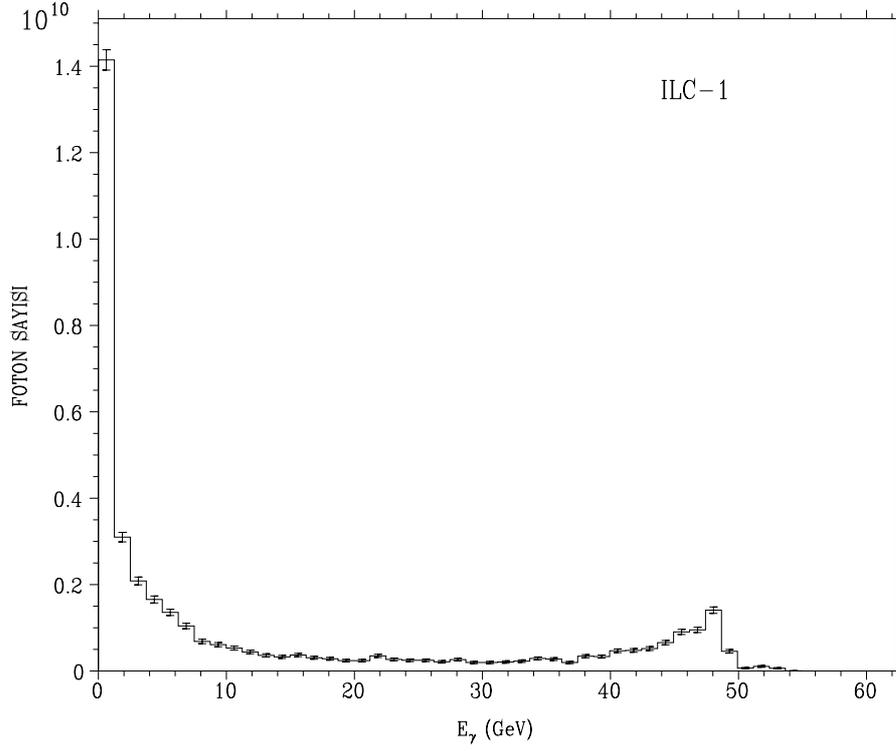
Belirlenen elektron demeti ve lazer demeti parametreleri kullanılarak CAIN simülasyon programı yardımıyla Compton geri saçılması ile oluşan yüksek enerjili γ fotonlarının enerji spektrumu belirlenmiştir. Şekil 4.5 CLIC-1 için, Şekil 4.6 CLIC-15 için Şekil 4.7 ise ILC-1 için Compton geri saçılması yolu ile üretilen γ fotonu enerji spektrumlarını göstermektedir (Ciftci *et al.* 2007).



Şekil 4.5 CLIC-1 için CAIN ile elde edilen γ spektrumu



Şekil 4.6 CLIC-15 için CAIN ile elde edilen γ spektrumu

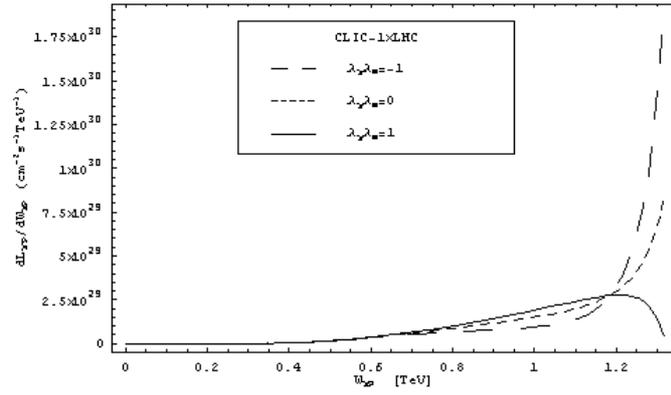


Şekil 4.7 ILC-1 için CAIN ile elde edilen γ spektrumu

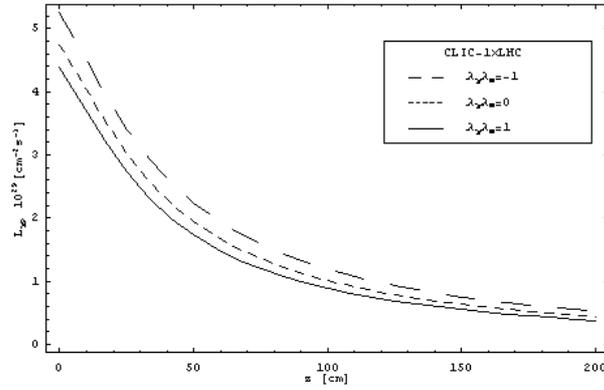
4.4 $\gamma\gamma$ Çarpıştırıcısı İçin Işınlık Değerleri

Bölüm 3'te ışınlık için verilen ifadeler incelendiğinde ışınlığın elektron ve proton demeti parametrelerine kuvvetli bir şekilde bağlı olduğu açıkça görülmektedir. Elde edilecek ışınlık değerini, özellikle ışınlık spektrumunu etkileyen bir önemli parametre de lazer fotonlarının ve elektronların helisite durumlarıdır. Şekil 4.8 ve Şekil 4.10'da, CLIC-1 ve ILC-1 için, farklı helisite durumlarının toplam ışınlık ve diferansiyel ışınlık değerlerine etkileri gösterilmiştir. Görüldüğü üzere zıt helisite durumunda hem elde edilecek toplam ışınlık değeri daha yüksek olmakta hem de ışınlık spektrumu $\gamma\gamma$ çarpıştırıcısı için daha uygun olmaktadır. Çarpışma bölgesi ile dönüşüm bölgesi arası mesafe olan z değeri de ışınlık değerini etkileyen önemli parametrelerden biridir. Toplam ışınlığın z mesafesine göre değişimi de yine Şekil 4.9 ve Şekil 4.11'de gösterilmiştir. Burada, lineer olmayan Compton geri saçılmasının ışınlığa olan etkileri ihmal edilmiştir.

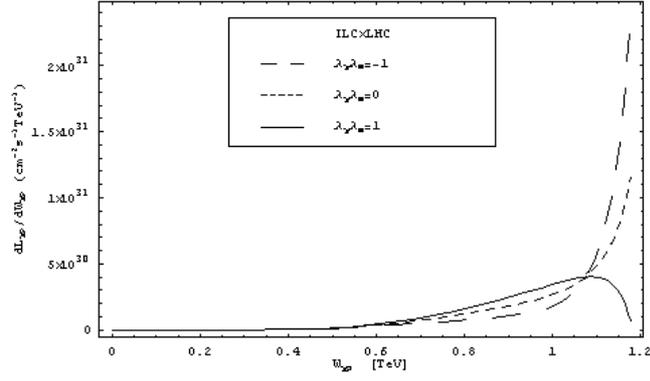
Daha önce belirtildiği üzere CLIC'in paketçik yapısı LHC ile çok iyi uyuşmamaktadır bu sebeple 2 metrelik bir çarpışma bölgesi düşünülerek bir proton paketçığının birden fazla elektron paketçığı ile çarpıştırılması mümkündür. Bu bağlamda iki metrelik çarpışma bölgesinde CLIC-1xLHC'de bir proton paketçığı 50 elektron paketçığı ile etkileşmektedir. CLIC-15 opsiyonlarında ise bir proton paketçığı 25 elektron paketçığı ile etkileşmektedir.



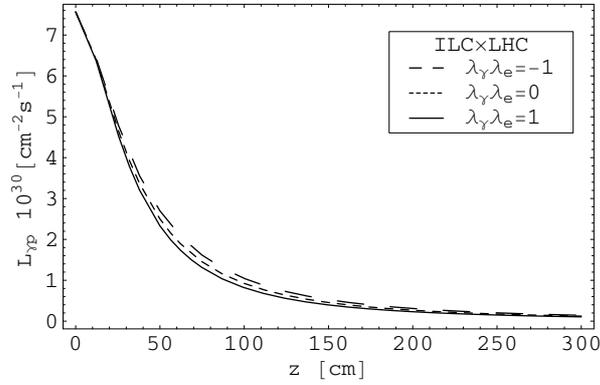
Şekil 4.8 CLIC-1xLHC için diferansiyel ışınım spektrumu (lineer olmayan Compton geri saçılması ihmal)



Şekil 4.9 CLIC-1xLHC için toplam ışınımın dönüşüm bölgesi ve çarpışma bölgesi arasındaki mesafe z 'ye göre değişimi (lineer olmayan Compton geri saçılması ihmal)



Şekil 4.10 ILC-1xLHC için diferansiyel ışınım spektrumu (lineer olmayan Compton geri saçılması ihmal)



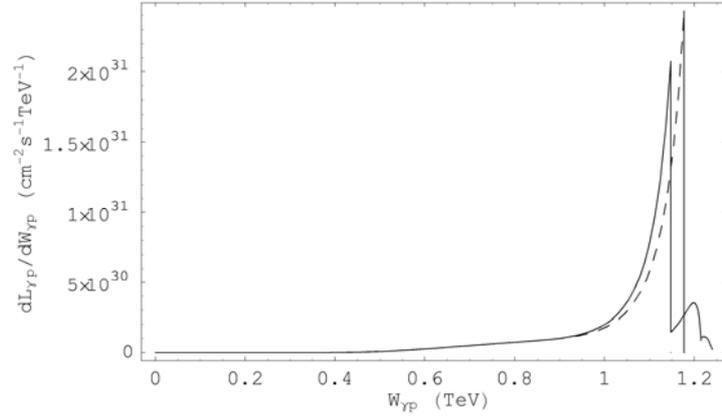
Şekil 4.11 ILC-1xLHC için toplam ışınımın dönüşüm bölgesi ve çarpışma bölgesi arasındaki mesafe z 'ye göre değişimi (lineer olmayan Compton geri saçılması ihmal)

Toplam ışınım grafiklerinden görüldüğü üzere etkileşme bölgesi ile çarpışma bölgesi arası mesafe z arttıkça ışınım azalmaktadır. Ayrıca maksimum toplam ışınım zıt helisite durumunda elde edilmektedir. Diferansiyel ışınım grafikleri incelenirse, zıt helisite durumunda, ışınım spektrumu daha serttir dolayısıyla yüksek enerjilerde meydana gelen çarpışmaların toplam ışınım katkısı çok yüksektir. Buradan $\gamma\gamma$ çarpışması için, zıt helisite durumunun daha uygun olduğu kolaylıkla söylenebilir.

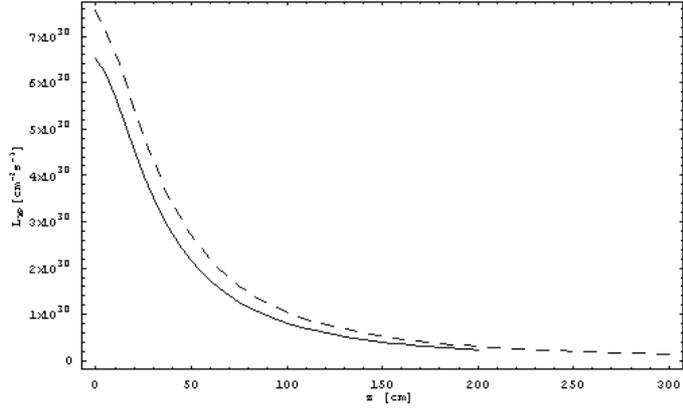
$z=75$ cm olduğu durumda CLIC-1xLHC için toplam ışınım değeri $1.55 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ dir. Diğer CLIC opsiyonlarında ise: CLIC-15a'da $1.18 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, CLIC-15b'de $2.6 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ve CLIC-15c'de $7.5 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ dir. ILC-1'de ise $1.6 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ lik toplam ışınım değerine ulaşılmıştır (Aksakal *et al.* 2007).

4.5 Lineer Olmayan Compton Saçılmasının γ Işınlığına Etkisi

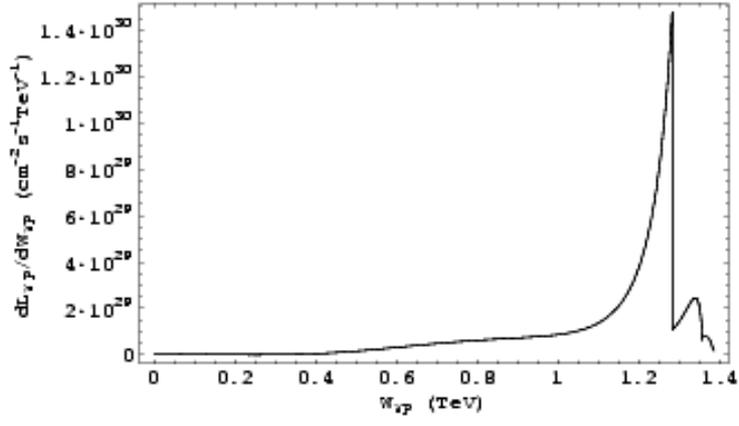
Bölüm 2’de lineer olmayan Compton saçılmasının saçılan foton spektrumuna etkisi açıklanmıştır. Lineer olmayan Compton geri saçılması sebebi ile elde edilen foton spektrumunda bir yayılma meydana gelecektir. Denklem 2.89’da verilen ışınlık ifadesinde, lineer olmayan Compton geri saçılması için verilmiş olan foton dağılımı ifadesi kullanılarak, ışınlık spektrumu lineer olmayan katkıları da içerecek şekilde belirlenebilir. Şekil 4.12 ve Şekil 4.14’de lineer olmayan etkilerde hesaba katıldığı durumda, ILC-1 ve CLIC-1 için diferansiyel ışınlığın kütle merkezi enerjisine göre değişimi gösterilmektedir. Daha önce belirtildiği üzere γ çarpışmasında en kullanışlı olan fotonlar $n=1$ fotonlarıdır. Toplam ışınlığın z mesafesine göre değişimi Şekil 4.13 ve 4.15’de gösterildiği gibidir.



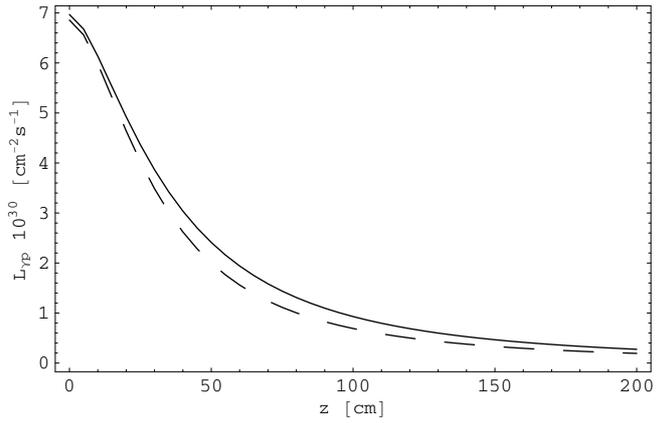
Şekil 4.12 ILC-1xLHC için diferansiyel ışınlık spektrumu (sürekli çizgi $\xi^2=0.3$, kesikli çizgi $\xi^2=0.0$)



Şekil 4.13 ILC-1xLHC için $\lambda_e\lambda_\gamma=-1$ durumu için toplam ışınlığın z mesafesine göre değişimi (sürekli çizgi $\xi^2=0.3$, kesikli çizgi $\xi^2=0.0$)



Şekil 4.14 CLIC-1xLHC için diferansiyel ışınlık spektrumu



Şekil 4.15 CLIC-1xLHC’de toplam ışınlığın dönüşüm bölgesi ve etkileşme bölgesi arası mesafe z 'ye göre değişimi

Diferansiyel ışınlık grafiklerinden görüldüğü üzere lineer olmayan etkiler, yüksek enerji bölgesinde bir yayılmaya neden olmaktadır. Bu da dedektör için ek bir problem oluşturmaktadır. Ayrıca toplam ışınlıkta yaklaşık yüzde 2'lik bir azalmaya sebep olmaktadır.

4.6 CLICxLHC'de Işınlığı Artırmak İçin Yöntemler

Bölüm 4.4 ve 4.5'de yapılan ışınlık hesaplarında çarpışma bölgesi mesafesi 2 metre olarak alınmıştır. Ancak bu mesafe, demetin ebatlarının 2 metrelik çarpışma bölgesi boyunca betatron hareketi dolayısı ile artması sebebi ile ışınlık değerinde azalmaya sebep olmaktadır. Ayrıca proton demetlerinden bir kısmı da kullanılamamaktadır. Dolayısıyla çarpışma bölgesi daha hassas bir şekilde ayarlanabilir. γp çarpıştırıcısında ışınlıkta bir miktar artış, LHC'nin paketçikler arası mesafesi düşürülerek de sağlanabilir. CLIC-15 için optimum çarpışma bölgesi uzunluğu 72 cm'dir. Bu durumda bir proton paketçigi 9 elektron paketçigi ile çarpışmaktadır. CLIC-12 opsiyonu için optimum çarpışma bölgesi uzunluğu olan 36 cm'de 6 çarpışma meydana gelmektedir.

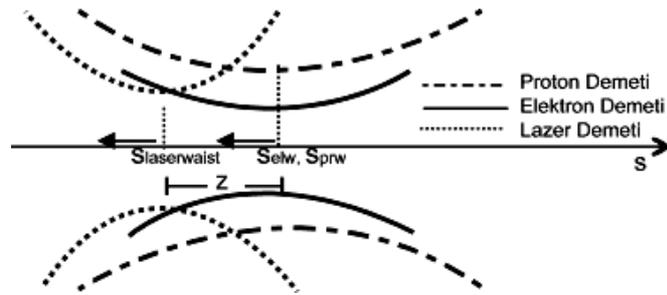
CLIC opsiyonları için ışınlık ayarlanabilir son odaklama sistemi kullanılarak da artırılabilir. Bu durumda tüm çarpışmalar elektron demetinin belinde gerçekleşecektir. γp çarpışmasının ayarlanabilir son odaklama sistemi kullanılması durumunda çarpışmanın geometrisi Şekil 4.16'da gösterilmektedir. Bu durumda elektronun beli, her çarpışmada son odaklama sistemindeki kuadropollerin gücü değiştirilerek kaydırılır. Bu sayede çarpışmanın her zaman elektron demetinin belinde olması sağlanarak demet ebatları hep minimumda tutulur ve böylece ışınlıkta bir miktar artış daha sağlanabilir.

Çizelge 4.4 75 GeV ve 1.5 TeV'lik CLIC-15 (15GHz), CLIC(12 GHz) elektron demeti ve LHC proton demeti parametreleri

Parametre	Elektron	Proton
Demet Enerjisi E_b (GeV)	75 /1500	7 TeV
Parçacık Sayısı $N_b 10^9$	0.512 (0.278)**	17
K.O.K. Paketçik Uzunluğu σ_z (Gaussian)	31 μm	37.8mm
Paketçikler Arası Mesafe L_{sep} (ns)	0.534 (0.417)**	5 (2.5)*
Paketçik sayısı n_b	220 (146)**	12 (24)*
IP'de beta fonksiyonu $\beta_{x,y}^*$ (m)	0.003	0.25
IP'de demet ebadı $\sigma_{x,y}$ (μm)	1 /0.3	11
K.O.K. yayını $\gamma_{\mathcal{E}_{x,y}}$ (μm)	73	3.75
Tekrarlama oranı f_{coll} (Hz)	450 (243)**	
Etkileşme bölgesi uzunluğu l (cm)	72 (36)**	
IP ile CP arası mesafe z	5 cm	
$L_{\gamma p}$ ($z = 5$ cm, $\lambda_e \lambda_0 = -1$) ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$7.5 \cdot 10^{29}$	
$L_{\gamma p}$ ($z = 5$ cm, $\lambda_e \lambda_0 = -1$)* ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$4.9 \cdot 10^{30}$	
$L_{\gamma p}$ ($z = 5$ cm, $\lambda_e \lambda_0 = -1$)** ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$1.3 \cdot 10^{30}$	
L_{ep} ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$1.2 \cdot 10^{30}$	
L_{ep}^* ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$7.8 \cdot 10^{30}$	
L_{ep}^{**} ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$2.1 \cdot 10^{30}$	

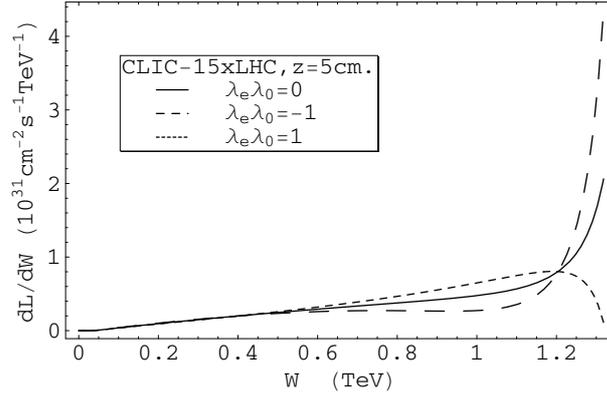
* yenilenmiş parametreler

** 12 GHz CLIC parametreleri

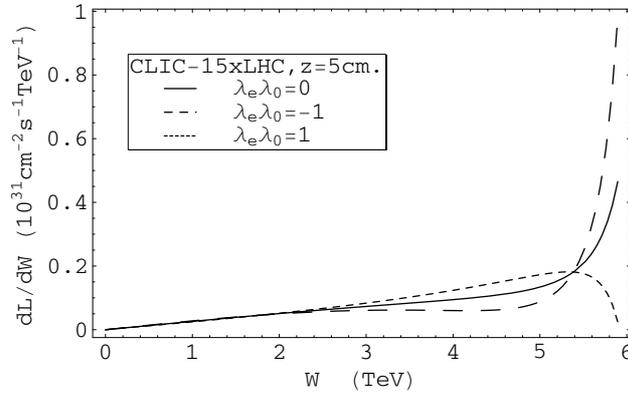


Şekil 4.16 $\gamma\gamma$ çarpışmasının ayarlanabilir son odaklama sistemi kullanılması durumunda projeksiyonu

12 GHz ve 15 GHz'lik CLIC opsiyonları için ışınık değerleri Çizelge 4.4'te gösterilmiştir. 1.5 TeV için ışınık değeri 75 GeV'lik opsiyon için hemen hemen aynıdır. Şekil 4.17 ve Şekil 4.18 sırasıyla 75 GeV'lik ve 1.5 TeV'lik CLIC'e dayanan $\gamma\gamma$ çarpıştırıcısı için diferansiyel ışınık spektrumlarını göstermektedir.

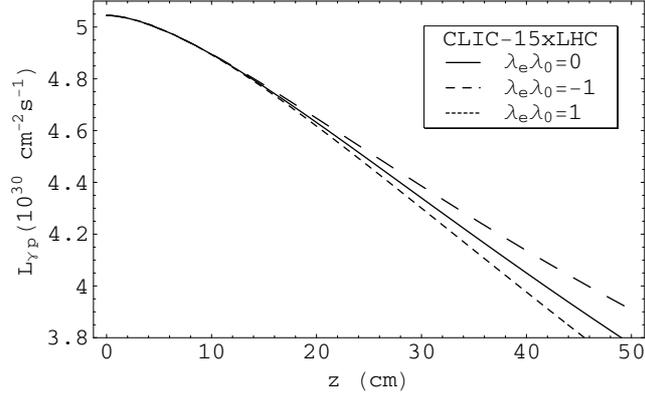


Şekil 4.17 QCD Explorer'a dayanan $\gamma\gamma$ çarpıştırıcısı için diferansiyel ışınık spektrumunun kütle merkezi enerjisine göre değişimi

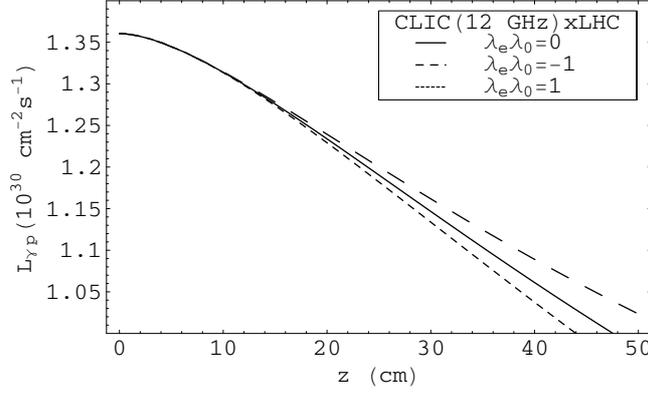


Şekil 4.18 Energy Frontier'a dayanan $\gamma\gamma$ çarpıştırıcısı için diferansiyel ışınık spektrumunun kütle merkezi enerjisine göre değişimi.

QCD Explorer'a dayanan $\gamma\gamma$ çarpıştırıcısı için toplam ışınık dönüşüm ve çarpışma bölgesi arası mesafeye göre değişimi Şekil 4.19 ve Şekil 4.20'de CLIC'in önerilen iki ayrı opsiyonu için verilmiştir.



Şekil 4.19 QCD Explorer'a dayanan γp çarpıştırıcısı için toplam ışınlığın z 'ye göre değişimi (CLIC-15 75 GeV)



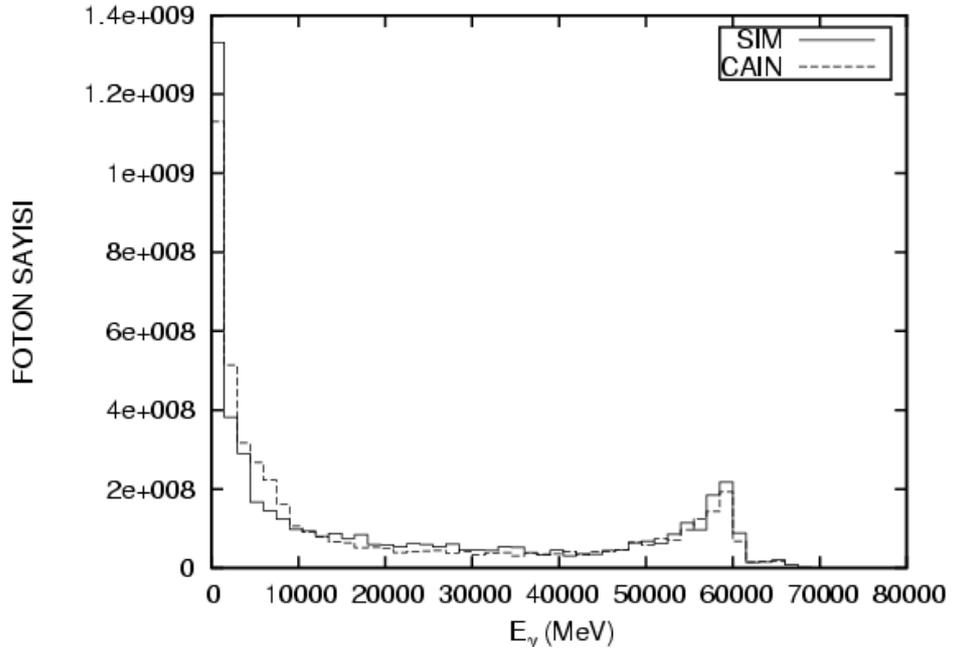
Şekil 4.20 QCD Explorer'a dayanan γp çarpıştırıcısı için toplam ışınlığın z 'ye göre değişimi (CLIC-12 75 GeV)

4.7 Simülasyon Sonuçları

Lazer fotonlarının ve elektronların dönüşüm bölgesinde etkileşmesi sonucu olarak oluşan geri saçılan fotonların spektrumu için CAIN simülasyon programı ile elde edilen sonuçlar bölüm 4.4'te verilmiştir. Ancak CAIN simülasyon programı γp çarpışmasının ışınlğını belirlemek için uygun değildir. Bu sebeple dönüşüm bölgesinden sonra üretilen foton spektrumunu belirlemek için bir simülasyon programı yazma gereksinimi duyulmuştur. Monte Carlo simülasyon tekniği ile yapılan bu programda kullanılan yöntem ve programın algoritması materyal ve yöntemler bölümünde anlatılmıştır.

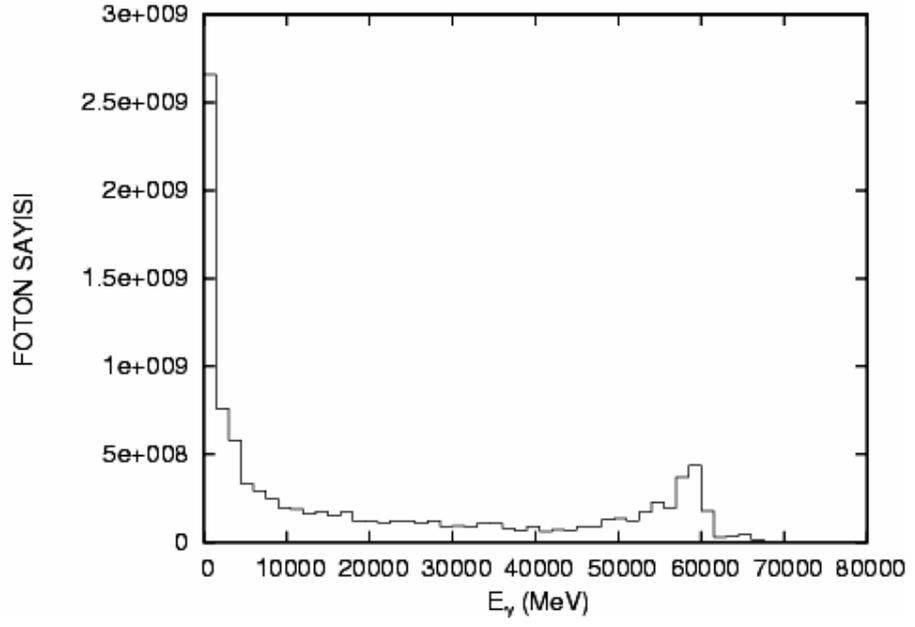
Simülasyon hem lineer olmayan Compton geri saçılmasının hem de ardışık Compton geri saçılmasının foton spektrumu üzerine katkılarını içermektedir. CLIC-1, CLIC-15 ve ILC-1 için yazılmış olan programdan elde edilen sonuçlar Şekil 4.21, Şekil 4.22 ve Şekil 4.23'te gösterilmiştir.

Dönüşüm sonucu foton spektrumu belirlendikten sonra $\gamma\gamma$ çarpıştırıcısının diferansiyel ışınlık ifadesi yine bir program yardımı ile belirlenmektedir. Program sonucunda elde edilen diferansiyel ışınlık-kütle merkezi enerjisi grafikleri Şekil 4.24, 4.25, 4.26, 4.27, 4.28 ve 4.29'da gösterilmektedir. Hesaplamalarda, CLIC-1, CLIC-15c ve ILC-1, için hem $z=5$ cm hem de $z=75$ cm durumları incelenmiştir.

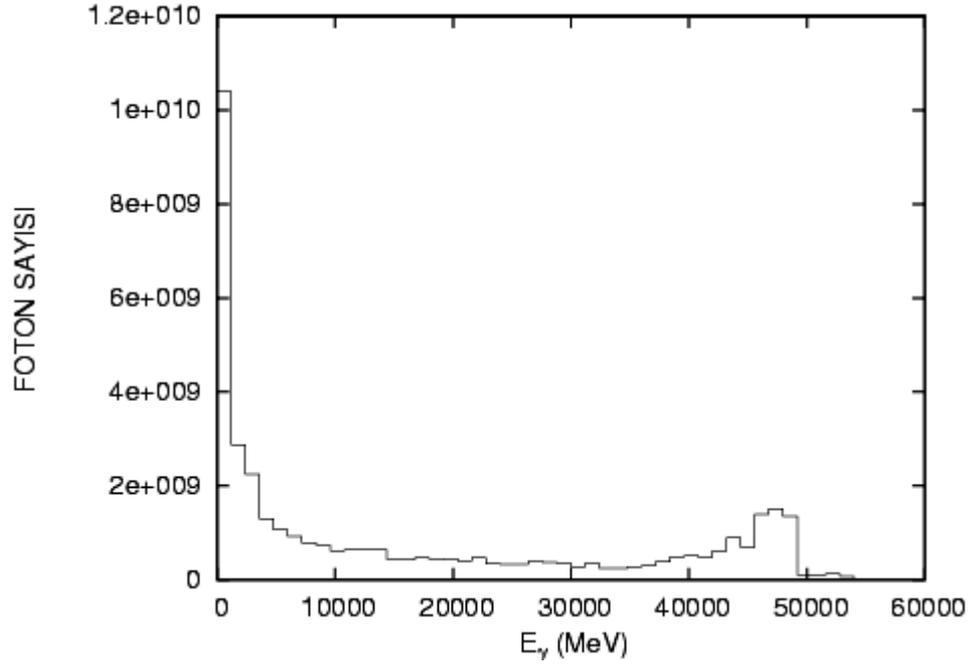


Şekil 4.21 CLIC-1'den üretilen γ spektrumu ($\lambda_e\lambda_\gamma=-1$)

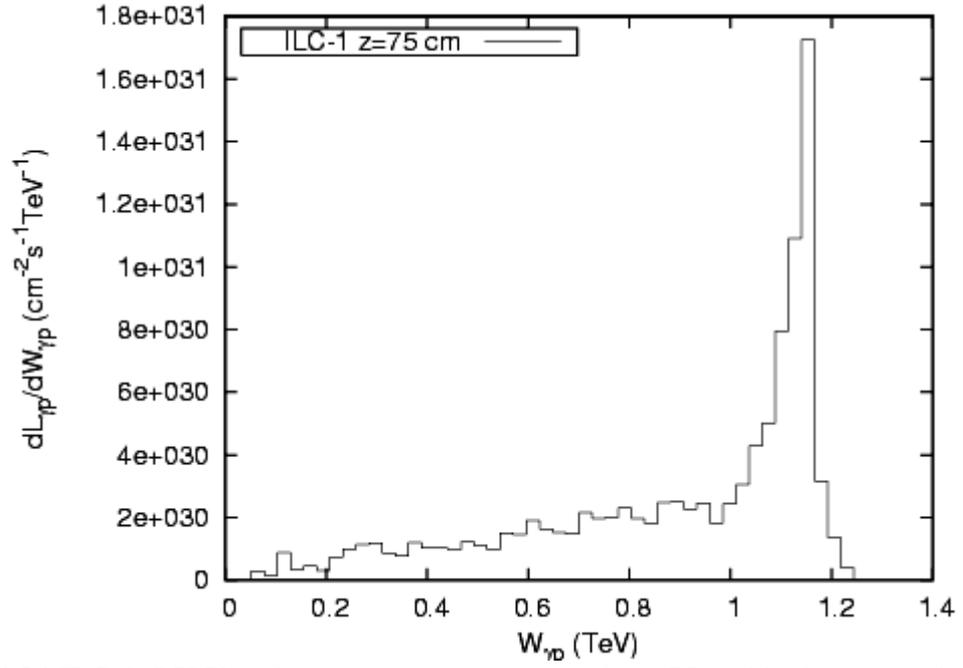
Çalışmada yazılmış olan simülasyon programından elde edilen foton dağılımı ile CAIN simülasyon programından elde edilen foton dağılımı Şekil 4.21'den görüldüğü üzere uyumludur.



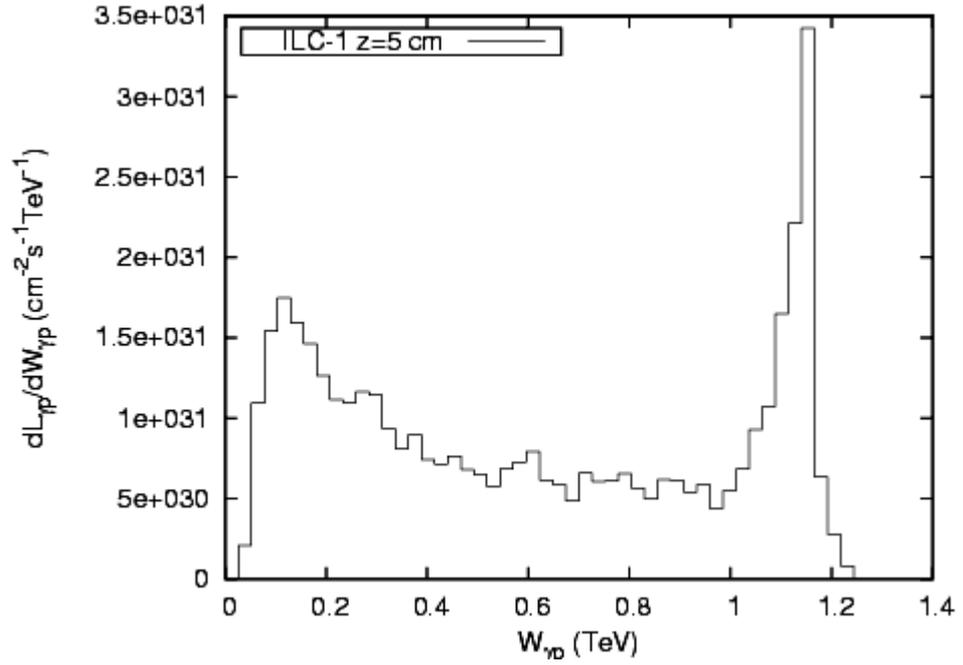
Şekil 4.22 CLIC-15'den üretilen γ spektrumu ($\lambda_e\lambda_\gamma=-1$)



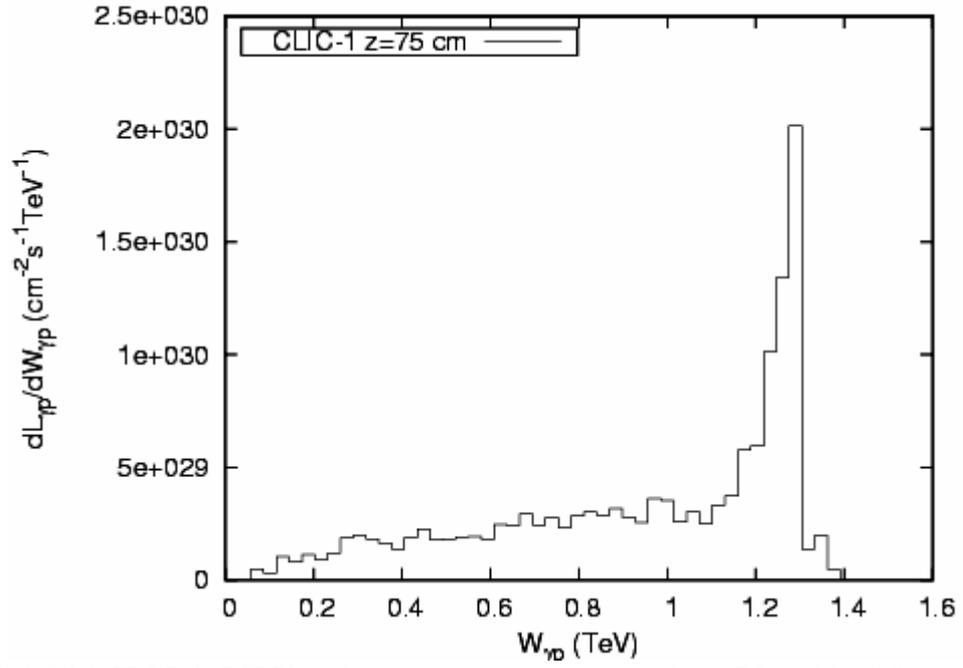
Şekil 4.23 ILC-1'den üretilen γ spektrumu ($\lambda_e\lambda_\gamma=-1$)



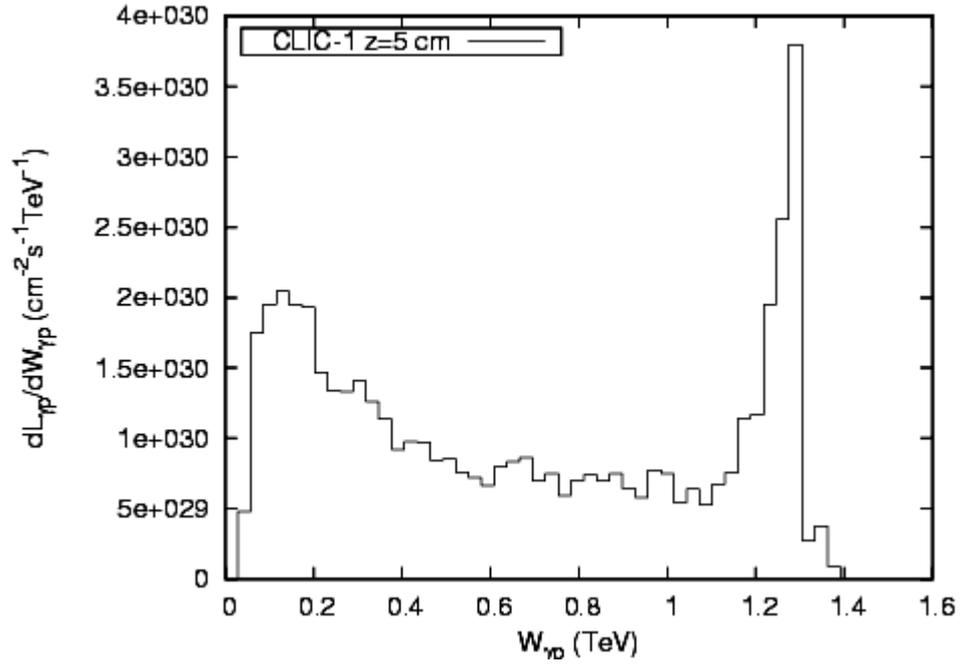
Şekil 4.24 ILC-1xLHC'ye dayanan γp çarpıştırıcısında $z=75$ cm'de diferansiyel ışınlığın kütle merkezi enerjisine göre değişimi ($\lambda_e \lambda_\gamma = -1$)



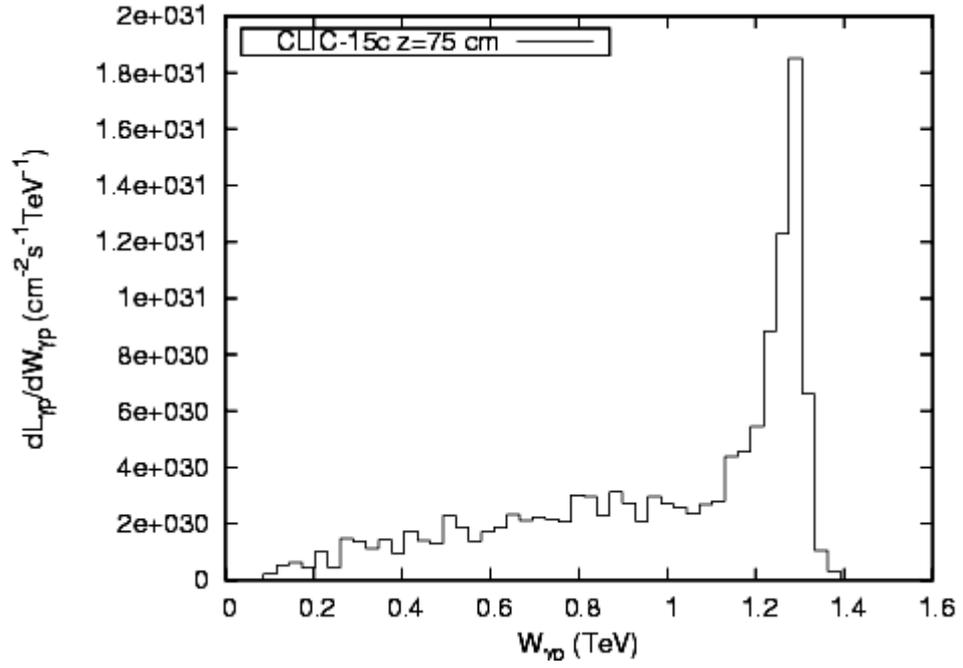
Şekil 4.25 ILC-1xLHC'ye dayanan γp çarpıştırıcısında $z=5$ cm'de diferansiyel ışınlığın kütle merkezi enerjisine göre değişimi ($\lambda_e \lambda_\gamma = -1$)



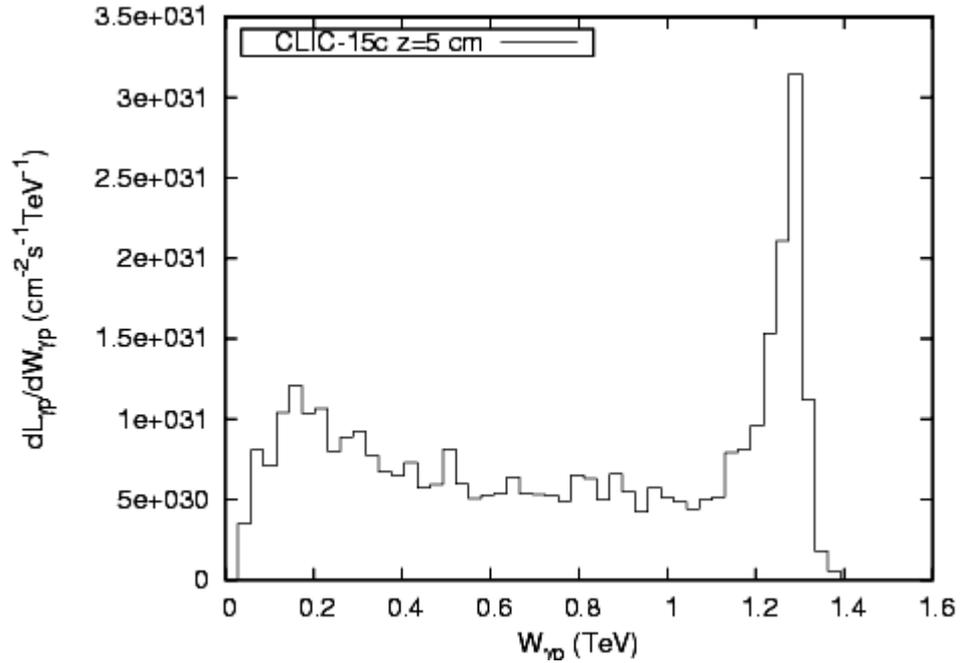
Şekil 4.26 CLIC-1xLHC'ye dayanan γp çarpıştırıcısında $z=75 \text{ cm}$ 'de diferansiyel ışınlığın kütle merkezi enerjisine göre değişimi ($\lambda_e \lambda_\gamma = -1$)



Şekil 4.27 CLIC-1xLHC'ye dayanan γp çarpıştırıcısında $z=5 \text{ cm}$ 'de diferansiyel ışınlığın kütle merkezi enerjisine göre değişimi ($\lambda_e \lambda_\gamma = -1$)



Şekil 4.28 CLIC-15cxLHC'ye dayanan γp çarpıştırıcısında $z=75$ cm'de diferansiyel ışıklığın kütle merkezi enerjisine göre değişimi ($\lambda_e \lambda_\gamma = -1$)



Şekil 4.29 CLIC-15cxLHC'ye dayanan γp çarpıştırıcısında $z=5$ cm'de diferansiyel ışıklığın kütle merkezi enerjisine göre değişimi ($\lambda_e \lambda_\gamma = -1$)

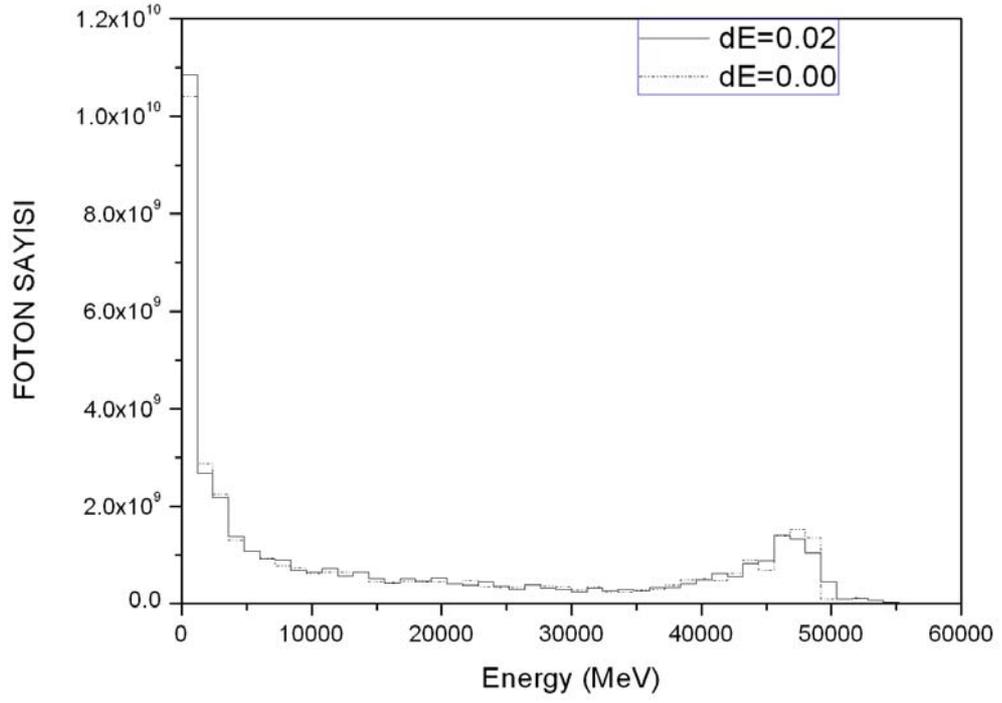
Yukarıda CLIC opsiyonları için verilen sonuçlarda çarpışma bölgesinin uzunluğu CLIC-1'de 32 cm, CLIC-15'de 72 cm alınmıştır. Proton paketçisi CLIC-1'de 32 cm'de

9 elektron paketçığı etkileşmektedir. CLIC-15’de ise bu sayı 12’dir. CLIC opsiyonları ve ILC için demet ebatları Çizelge 1’de belirtildiği gibidir. Bununla beraber $z=5$ cm’de çarpışma bölgesindeki demet ebatları olarak dönüşüm bölgesindeki demet ebatları alınmıştır.

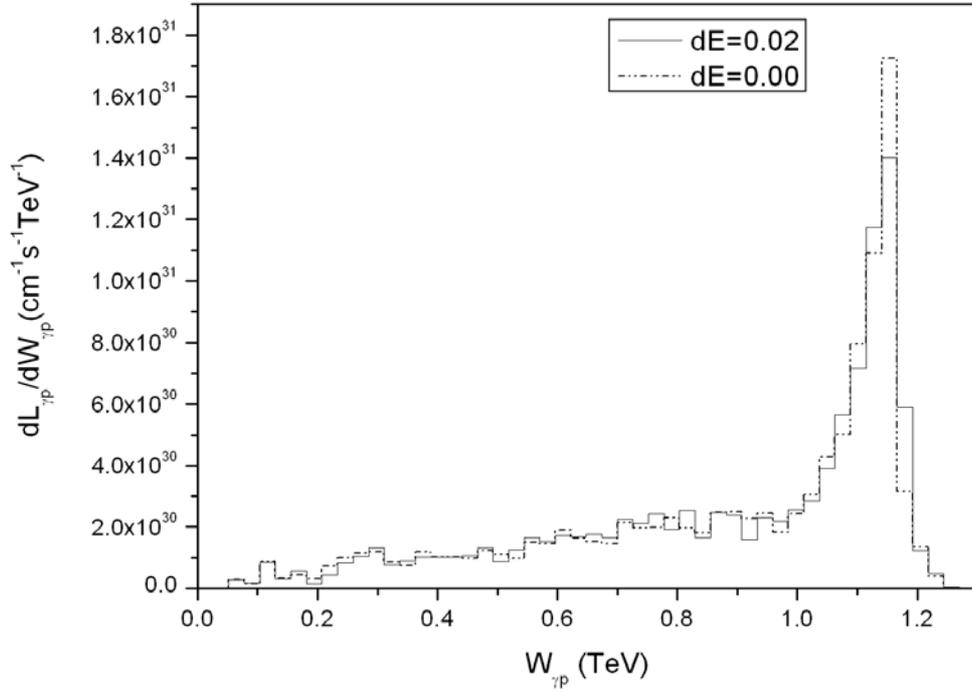
Yazılmış olan simülasyon programı neticesinde elde edilen toplam ışınlık değerleri; CLIC-1 için, $z=75$ cm olduğu durumda $4.1 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, $z=5$ cm olduğu durumda $1.4 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$; CLIC-15 için, $z=75$ cm olduğu durumda $2.7 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, $z=5$ cm olduğu durumda $1.0 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$; ILC-1 için, $z=75$ cm olduğu durumda $2.7 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, $z=5$ cm olduğu durumda $1.0 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ olarak elde edilmiştir. Simülasyon sonucu elde edilen bu toplam ışınlık değerleri, ardışık saçılmaların ve lineer olmayan saçılmaların etkilerini de içermektedir.

4.8 Enerji Yayılmasının Işınlığa Etkisi

Elektronlar hızlandırıcıda rf kavitelerdeki elektromanyetik alanlar yardımı ile hızlandırılırlar. Paketçıklar kavitelerden geçerken elektromanyetik alan ile etkileştiklerinde önde giden parçacıklar daha düşük arkadaki parçacıklar daha büyük bir alan değeri ile etkileşmeye uğrayacaklar dolayısıyla önde giden parçacıklar daha az enerji kazanırken arkadaki parçacıklar daha fazla enerji kazanacaklardır. Bu sebeple paketçığın önünde bulunan parçacıklar bir süre sonra paketçığın arka tarafına arkadaki parçacıklar ise paketçığın ön tarafına yerleşeceklerdir. Parçacıkların boyuna yaptıkları bu hareket, bir enerji yayılmasına sebep olacaktır. Şekil 4.30 ve 4.31 elektron paketçığındeki enerji yayılmasının üretilen foton spektrumuna ve diferansiyel ışınlık spektrumuna olan etkilerini göstermektedir.



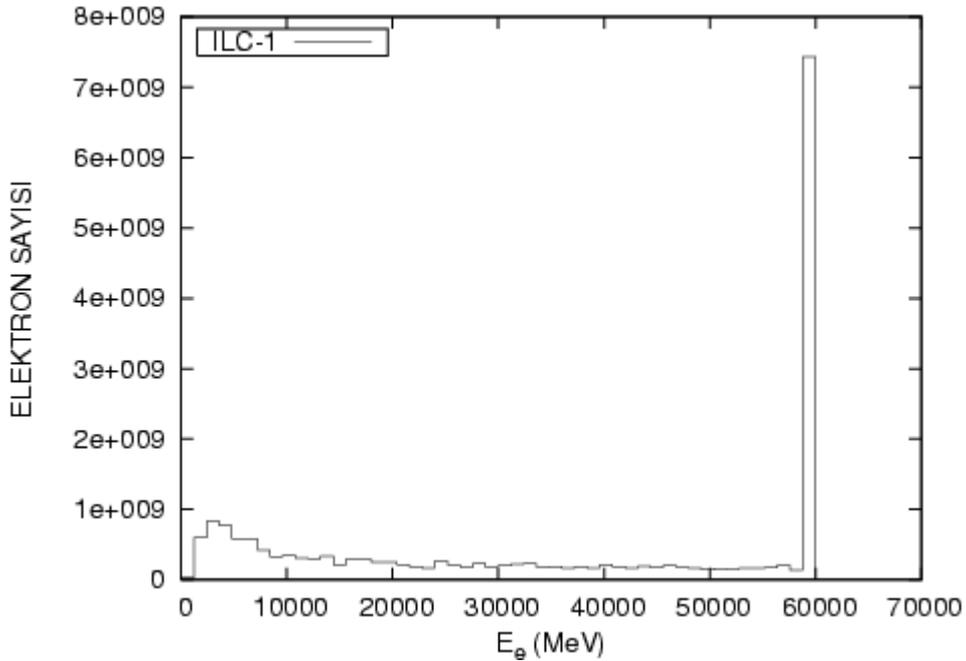
Şekil 4.30 ILC-1’de farklı enerji yayınımlı değerleri için üretilen foton spektrumları



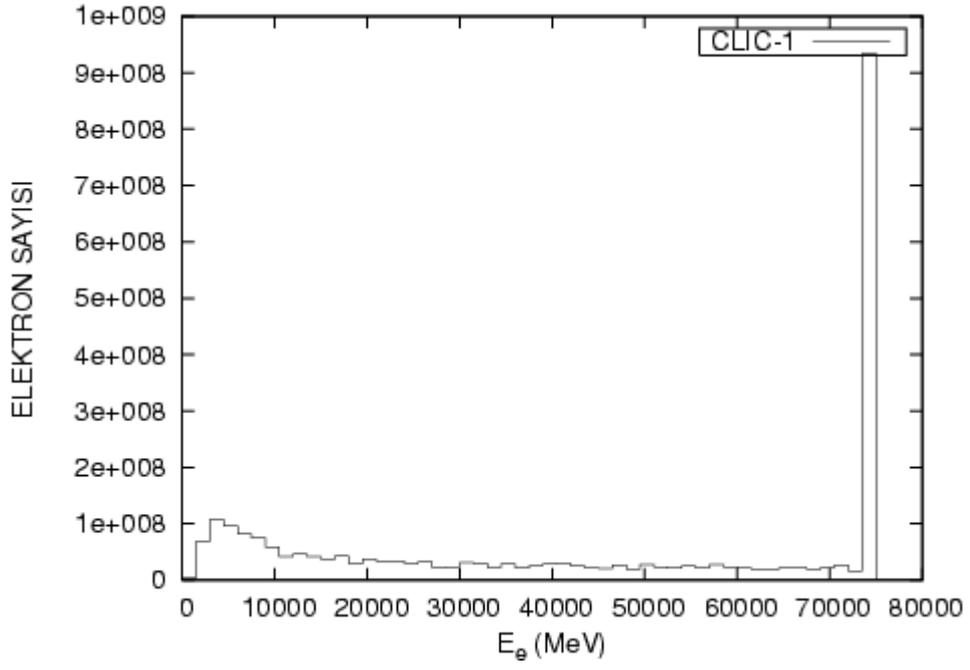
Şekil 4.31 ILC-1’de farklı enerji yayınımlı değerleri diferansiyel ışınım spektrumları

4.9 Artık Elektronlar

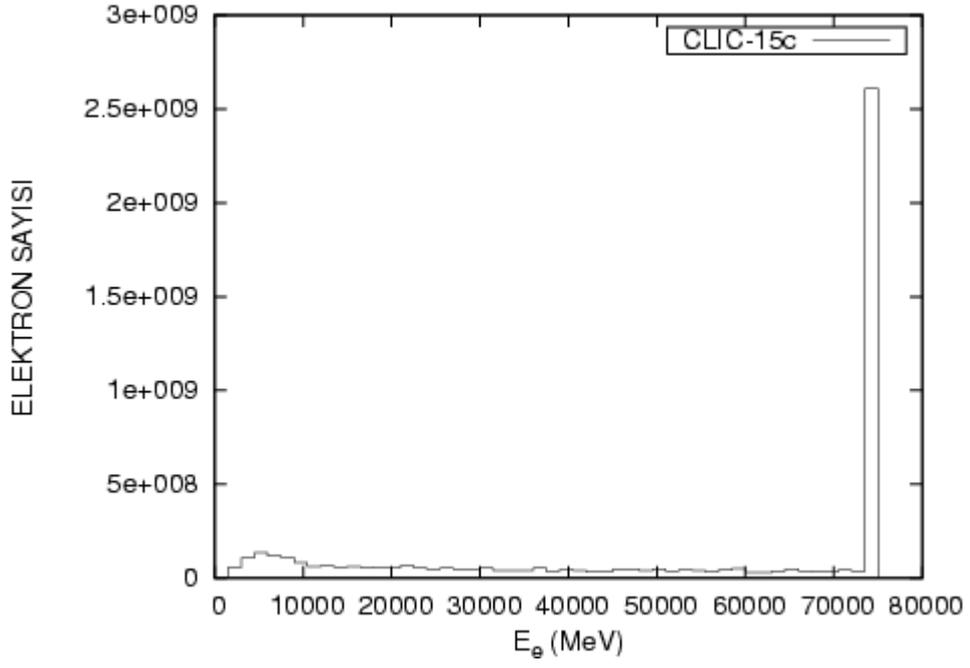
Gama-proton çarpıştırıcısında daha önce bahsedildiği gibi yüksek enerjili fotonlar lazer demeti ile elektron demetinden Compton geri saçılması ile üretilirler. Dönüşüm sonrası lazer fotonları ile hiç etkileşmeye girmemiş veya girdikten sonra enerjilerinin bir kısmını kaybetmiş elektronlar üretilen fotonlar ile birlikte hareket ederler. İki tane opsiyon vardır ve bu opsiyonlar çarpışmanın geometrisi ile yakından ilgilidir. İlk geometride dönüşüm bölgesi ve etkileşme bölgesini uzun tutmak gerekmektedir. Bu sayede etkileşme bölgesi ve çarpışma bölgesi arasında manyetik alan uygulanarak elektronların yüksek enerjili lazer fotonlarından ayrılması sağlanabilir. Burada doğrultusunun protonun demet ebadından çok daha fazla değiştirilmesi gerekmektedir. Bu değişim $y = \frac{eBz^2}{2E'}$ ile verilir. Burada E' dönüşümden sonra elektronun enerjisi ve B uygulanması gereken manyetik alandır. Lazer fotonları ile etkileşmemiş 75 GeV'lik elektronu yaklaşık olarak protonun demet ebadının 10 katı kadar saptırmak için 0.98 kG'luk bir manyetik alan uygulamak gerekmektedir.



Şekil 4.32 ILC-1 de dönüşüm sonrası elektron spektrumu



Şekil 4.33 CLIC-1’de dönüşüm sonrası elektron spektrumu



Şekil 4.34 CLIC-15c’de dönüşüm sonrası elektron spektrumu

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Çalışmada $\gamma\gamma$ çarpıştırıcısı LHC ile birlikte önerilmiş olan iki lineer hızlandırıcı opsiyonu, CLIC ve ILC temel alınarak ışınlık hesapları yapılmıştır. 60 GeV'lik ILC-1'in yanı sıra 75 GeV'lik CLIC-1, CLIC-15a, CLIC-15b ve CLIC-15c için analitik ifadeler yardımı ile ışınlık değerleri hesaplanmıştır. $z=75$ cm olduğu durumda CLIC-1xLHC için toplam ışınlık değeri $1.55 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 'dir. Diğer CLIC opsiyonlarında ise: CLIC-15a'da $1.18 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, CLIC-15b'de $2.6 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ve CLIC-15c'de $7.5 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 'dir. ILC-1'de ise $1.6 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 'lik toplam ışınlık değerine ulaşılmıştır. Çarpışma bölgesi ve dönüşüm bölgesi arası mesafe z 'nin 75 cm olma durumu, dönüşüm sonrası geri saçılmış fotonlarla birlikte ilerleyen artık elektronların protonlarla etkileşmeye girmeden dışarı alınması için yeterli bir mesafedir. Bununla beraber $z=5$ cm alındığı yani γ fotonları ile elektronların protonlarla aynı anda etkileşmeye sokulduğu durum da incelenmiştir. Bu durumda çarpışma noktasındaki elektron demeti ebatlarının dolayısıyla γ demeti ebatlarının çok küçültülmesi mümkündür. Bu sayede ışınlık değeri iki kat artırılabilir. CLIC opsiyonlarında ışınlığı artırmak için LHC'nin paketçiler arası mesafesinin yarıya düşürülmesi ve ayarlanabilir son odaklama sistemi önerilmiştir. Bu sayede ışınlığın daha da artarak 4.9×10^{30} 'a kadar çıkarılması sağlanmıştır.

CLIC-1, CLIC-15 ve ILC için $\gamma\gamma$ çarpıştırıcısında analitik ifadeler kullanılarak, yüksek enerjili γ fotonlarının elde edildiği dönüşüm bölgesindeki lazer parametreleri belirlenmiştir. Bu parametrelerle dönüşüm verimliliğinin yüzde 65 olması sağlanmıştır. Verimliliğin daha yüksek olduğu durumda verimliliği biraz artırmak için dahi lazer şiddetinin çok fazla artırılması gerekmektedir ki bu lazer maliyetleri açısından çok büyük güçlük meydana getirmektedir.

Lineer olmayan Compton geri saçılması da $\gamma\gamma$ çarpışmasının ışınlık spektrumunu etkilemektedir. Lineer olmayan Compton geri saçılması, üretilen foton spektrumunun yüksek enerji bölgesinde, bir dağılmaya sebep olmaktadır. Dolayısıyla ışınlık

spektrumunda da bu yayılma gözlenmektedir. Lineer olmayan Compton geri saçılmasının ışınlık değerlerinde % 2'ye yakın bir kayba sebep olduğu görülmüştür.

Dönüşüm sonrası, üretilen foton ve ışınlık spektrumunun daha gerçekçi bir şekilde belirlenmesi için bir simülasyon programı yazılmıştır. Bu simülasyon programının analitik hesaplamalar ile uyumlu olduğu görülmüştür. Bu simülasyon programı yardımı ile ardışık saçılmaların da geri saçılan foton spektrumuna etkileri incelenmiştir. Ardışık saçılmaların düşük enerjili fotonların sayısının artmasına sebep olduğu görülmüştür. Ayrıca simülasyon yardımı ile ışınlık dağılımını incelendiğinde düşük enerjili fotonların z 'nin küçük olduğu durumlarda ışınlık spektrumuna çok büyük katkı getirdiği görülmüştür. Çarpışma bölgesi ve dönüşüm bölgesi arası mesafenin büyük olduğu durumlarda düşük enerjili fotonların katkısı çok düşük olmaktadır.

Işınlığı ep ve γ çarpıştırıcılarında artırmak için iki yaklaşım önerilebilir. Birincisi, linak-halka tipli çarpıştırıcı yerine halka-halka tipli ep çarpıştırıcısı düşünmektir. Burada LHC'nin üzerine birde elektron halkası inşa etmek gereklidir ki çok gerçekçi değildir. Ayrıca bu durumda γ çarpışmasının gerçekleşmesi mümkün olmamaktadır. İkinci yaklaşım özel bir linak tasarlamaktır. Tasarlanacak lineer hızlandırıcıda bir paketçikte bulunan parçacık sayısını 10 kat kadar artırmak mümkün olabilir. Bu sayede ışınlıkta bir mertebelik artış sağlanabilir.

KAYNAKLAR

- Çiftçi, A. K., Sultansoy, S., Türköz, Ş. and Yavaş, Ö. 1995, Main Parameter of TeV Energy γp collider. Nucl. Instr. Meth. A 365, 317.
- Ciftci, A. K. 1998. Main Parameter of γp collider. Tr. J. of Physics 22, 675-680.
- Ciftci, A. K., Sultansoy, S. and Yavaş, Ö. 2001. TESLA*HERA based γp and γA Collider. Nucl. Instr. Meth A 472, 72-78.
- Ciftci, A. K. 2004. Main Parameter of γp Collider. CLIC Note 619.
- Aksakal, H., Çiftçi, A.K. , Zimmerman, F. and Schulte, D. 2005. Photon Nucleon Collider based on LHC and CLIC, TPPP010, PAC05.
- Sultansoy, S. 2004. Linac-ring type colliders: Second way to TeV Scale. Eur. Phys. J. C. 33, 1064-1066.
- Sultansoy, S. 1998. Four Ways to TeV Scale. Tr. J. of Physics 22, 575-594.
- Katz, U., Klein, M., Levy, A. and Schlensdedt, S. 2001. The THERA book. DESY 01-123F, vol. 4.
- Ginzburg, İ. F, Kotkin, G. L., Serbo, V. and Telnov, V. 1983. Colliding ge and gg beams on the single pass e^+e^- colliders (VLEPP TYPE). Nucl. Instr. Meth A 205, 47-68
- Telnov, V. I. 1990. Problems in Obtaining gg and ge colliding beams at linear collider. Nucl. Instr. Meth. A 294, 72.
- Telnov, V. I. 2000. High Energy photon colliders, Nucl. Instr. Meth. A 455, 63-69
- Borden, D. L. , Bauer, D. A. and Caldwell, D. O.1992. Physics Possibilities at a Photon Collider. SLAC-PUB 5715.
- Adolphsen, C., Meyerhofer, D. D., 1996. Zeroth-order design report for the Next Linear Collider Appendix B, LBNL-5424.
- Bringmann, R. 1997. An interaction region for gamma-gamma and gamma-electron collider. ECFA-97-182.
- Galynskii, M., Kuraev, E., Levchuk, M. and Telnov, V. 2001. Nonlinear effects in compton scattering at photon colliders. Nucl. Instr. Meth A 472, 267-279
- Wiedemann, H. 1993. Particle Accelerator Physics. Springer-Werlag.
- Bryant, P. J. and Johnsen, K. 1993. Circular Accelerators and Storage Rings. Cambridge University Press.

- Wille, K. 1996. Particle Accelerator Physics. Oxford University Press.
- Anonymous 2008. Web Sitesi: <http://www.clic-study.web.cern.ch/lhc/>, Erişim Tarihi: 17.01.2008.
- Asner, D., Burkhard, E., Roeck A., Ellis, J. and Gronberg, J. 2003. Higgs Physics with a gamma gamma collider based on CLIC-1. Eur Phys. J. C 28, 27-44.
- Aksakal, H., Çiftçi, A. K., Nergiz, Z., Zimmerman, F. and Schulte, D, 2007. Conversion efficiency and luminosity for gamma-proton colliders based on the LHC-CLIC or CLIC-LHC QCD Explorer scheme. Nucl. Instr. Meth A 576, 287-293.
- Anonymous 2008. Web Sitesi: <http://linearcollider.org/cms/>, Erişim Tarihi: 17.01.2008.
- Anonymous 2008. Web Sitesi: <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>, Erişim Tarihi: 17.01.2008.
- Urakawa, J.2006. Workshop of Posipol 2006, CERN.
- Badelek, B. 2001. TESLA Technical Design Report.
- Saldin, E. L., Schneidmiller, E. A. and Yurkov, M. V. 2000. Free Electron laser for gamma-gamma collider at TESLA. Nucl. Instr. Meth. A 445, 320-323.
- Saldin, E. L., Sarantsev, V. P., Schneidmiller, E. A., Ulyanov, Y. N. and Yurkov, M. V. 1995. 2x250 GeV gamma-gamma collider at TESLA. Nucl. Instr. Meth. A 361, 101-110.
- Chen, P., Ohgaki, T., Spitkovski, A., Takahshi, T. and Yokoya, K. 1997. Simulations of the interaction region in a photon-photon collider. Nucl. Instr. Meth. A 397, 458-464.
- Bialajew, A. F., 1993. Lecture Notes: Photon Monte Carlo simulation. Report PIRS-0393.
- Box, G. E. P and Muller, M. 1958. A note on the generation of random normal deviates. The Annals of Mathematical Statistic, Vol.29, No 2, p.610
- Ciftci, A. K., Aksakal, H. and Nergiz, Z. 2007. Analytical Expression for the luminosity of Gamma-p colliders. AIP Conference Proceedings 899, p.183.
- Ciftci, A. K., Aksakal, H. and Nergiz, Z. 2007. High energy photon production for QCD Explorer based γp colliders. AIP Conference Proceedings 899, p.211.
- Ciftci, A. K., Aksakal, H., Nergiz, Z. and Zimmermann, F. 2007. Luminosity upgrade of CLIC-LHC ep/gp colliders. Proceedings of PAC07 Albuquerque, New Mexico, 2853-2855.

EK 1 Compton Geri Saçılması Sonrası Foton Spektrumunu Hesaplayan Program

```
#include <iostream.h>
#include <math.h>
#include <fstream.h>
#include <stdlib.h>
#include <string.h>

const float h=4.13e-21; //planck sabiti birimi MeV s
int nharmonmax=4; //hesaplanacak maksimum harmonik sayısı
double masselectron=0.511; //elektronun kütlesi MeV biriminde
const double PI=3.14175; //pi sayısı
double mu0=4*PI*1e-7;
const int nmacro=5000; //makroparçacık sayısı
const double cvel=3e8; //ışık hızı
const int step=5; // adım sayısı
double electronenergy=60e3; // elektron demeti enerjisi birim MeV
double numbOfElect=2e10; // bir paketçikteki elektron sayısı
double pulseenergy=1; // lazer atma enerjisi
double ray_length=1e-4; //reileght uzunlugu m biriminde
double lphotonenergy=5.2e-6; // lazer foton enerjisi MeV
double lwavelength=h*cvel/lphotonenergy; //lazer dalgaboyu m
double laser_sigma=sqrt(lwavelength*ray_length/(4*PI)); //lazerin odakta demet ebadı
double siglasz=15e-5; //laser pulse length in unit m
double lasercross=lwavelength*ray_length/2; // lazer kesit alanı m^2
double main_lasercross=lasercross*(1+siglasz*siglasz/(3*ray_length*ray_length)); //
ortalama kesit alanı;

double eyayyuzde=0.02; //enerji yayılması
double eyayenergy=eyayyuzde*electronenergy;

double nlaser=pulseenergy/(1.6e-13*lphotonenergy); //bir atmadaki foton sayısı
double deltas=siglasz/step; //adim uzunlugu

double intensity=pulseenergy*cvel/main_lasercross/2/siglasz; // lazer şiddeti;
double xpcomp; //x parametresi
double lambdaelectron=1; //elektron demetinin ortalama helisitesi
double lambdalaser= -1; //lazer demetinin ortalama helisitesi
double pi=3.14;
double
ksi=sqrt(intensity*mu0*lwavelength*lwavelength*cvel/(2*PI*2*PI*masselectron*1e6*
masselectron*1e6));

//un'in hesabı
double fu(int nbes,double xparam) {
    double fonkresult;
    fonkresult=nbes*xparam/(1+ksi*ksi);
```

```

    return fonkresult;
}
//rn'in hesabı
double fr(int nbes,double xparam, double fy) {
    double fonkresult;
    fonkresult=fy/fu(nbes, xparam)/(1-fy);
    return fonkresult;
}
//yn'in hesabı
double fyn(int nbes, double xparam){
    double fonkresult;
    fonkresult=fu(nbes, xparam)/(1+fu(nbes,xparam));
    return fonkresult;
}
//alfan'in hesabı
double falpha (int nbes,double xparam, double fy) {
    double fonkresult;
    fonkresult=fr(nbes,xparam, fy)*(1-fr(nbes,xparam, fy));
    return fonkresult;
}
//zn'in hesabı
double fz(int nbes, double xparam,double fy){
    double fonkresult;
    fonkresult=2*nbes*ksi*sqrt(falpha(nbes, xparam, fy))/sqrt(1+ksi*ksi);
    return fonkresult;
}
//Bessel fonksiyonu hesabi
double bessel(double xbes, int nbes) {

    double gamafonk=1;
    double mfact=1;
    double besresult=0;
    int sonterim=25;
    for (int m=0; m<=sonterim; m++)
    {
        for (int i=1; i<=(nbes+m);i++){
            gamafonk=i*gamafonk;
        }

        for (int i=1; i<=m;i++){
            mfact=i*mfact;
        }
        besresult=besresult+pow(-1,m)*pow(xbes/2,2*m+nbes)/mfact/gamafonk;

        gamafonk=1;
        mfact=1;
    }
}

```

```

return besresult;
}

//F1n fonksiyonunun hesabi
double fonk1(int nbes, double xparam, double fy) {
    double fonkresult;
    double zny=fz(nbes, xparam, fy);
    double fymaks=nbes*xparam/(nbes*xparam+1+ksi*ksi);

fonkresult=-4*bessel(zny,nbes)*bessel(zny,nbes)+ksi*ksi*(1-fy+1/(1-
fy))*(bessel(zny,nbes-1)
    *bessel(zny,nbes-1)+bessel(zny,nbes+1)*bessel(zny,nbes+1)-
2*bessel(zny,nbes)*bessel(zny,nbes));

return fonkresult;
}

//F2n fonksiyonunun hesabi
double fonk2(int nbes, double xparam, double fy) {
    double fonkresult;
    double fymaks=nbes*xparam/(nbes*xparam+1+ksi*ksi);
    double zny=fz(nbes, xparam, fy);
    double ynx=fyn(nbes, xparam);
    double term2=1-2*fy*(1-ynx)/ynx/(1-fy);

fonkresult=ksi*ksi*(-1+fy+1/(1-fy))*term2*(bessel(zny,nbes-1)*bessel(zny,nbes-1)
    -bessel(zny,nbes+1)*bessel(zny,nbes+1));

return fonkresult;
}

//dsigc/dw hesabi
double difsigcomp(int nbes, double xparam, double fy, double lambdae, double
lambdal){
    double fonkresult;
    fonkresult=fonk1(nbes, xparam, fy)+lambdae*lambdal*fonk2(nbes, xparam,fy);

    return fonkresult;
}

// sigcomp hesabi
double sigcomp (double xparam, double lambdae, double lambdal){
    double fonkresult=0;
    double yharmonmaks;
    double part=25;
    double dyint;

```

```

double yhesap1;
double alan=0.0;
double sum=0.0;
double sayma;

for (int i=1; i<=nharmonmax;i++){
    yhesap1=0;
    yharmonmaks=i*xparam/(i*xparam+1+ksi*ksi);
    dyint=yharmonmaks/part;
    for (int j=1; j<part;j++){
        alan=difsigcomp(i, xparam,yhesap1, lambdae,lambda)+difsigcomp(i,
xparam,yhesap1+dyint, lambdae,lambda);
        alan=alan*dyint/2;
        sum=sum+alan;
        alan=0;
        yhesap1=yhesap1+dyint;
    }
    fonkresult=fonkresult+sum;
    sum=0;
}

    return fonkresult;
}

//f(w)'nun hesabi
double gammaenergy(int nbes, double xparam, double fy, double lambdae, double
lambda, double elscaten){
    double fonkresult;

    fonkresult=difsigcomp(nbes, xparam, fy, lambdae, lambda)/sigcomp(xparam,
lambdae, lambda);

    return fonkresult;
}

//lazerin herhangi bir noktasında kesit hesaplıyor
double delta_laser_cross(double delta_sigz){

    double cross;
    double sig_waist;
    sig_waist=sqrt(lwavelength*ray_length/(4*PI));
    cross=PI*sig_waist*sig_waist*(1+delta_sigz*delta_sigz/(ray_length*ray_length));
    return cross;

}

//Compton tesir kesitini hesaplıyor
long double compcross_section (double xvalue, double lelect, double llaser){

```

```

long double resultcomp;
double compcross_section1;
double compcross_section2;
compcross_section1=(1-(4/xvalue)-
(8/(xvalue*xvalue))*log(xvalue+1)+0.5+(8/xvalue)-(1/(2*(xvalue+1)*(xvalue+1))));
compcross_section2=log(xvalue+1)*(1+(2/xvalue))-(2.5)+(1/(xvalue+1))-
(1/(2*(xvalue+1)*(xvalue+1)));
resultcomp=(compcross_section1+lelect*llaser*compcross_section2)*(2*2.5e-
29)/xvalue;//

return resultcomp;

}

```

```

// *****
//Buradan sonra foton üretimi için işlemler yapılıyor
//*****

```

```

void generationAnkara () {
//electrons are producing now
ofstream gammaspectrumfile("gammaspectrumfile.txt",ios::out);
ofstream gammaspectrumfile2("gammaspectrumfile2.txt",ios::out);
ofstream gammaspectrumfilesalla("gammaspectrumfilesalla.txt",ios::out);
ofstream electhistogram("electspectrumfile.txt",ios::out);

double ymaksharmon1; //n=1 için kaksimum enerji
double ymaksharmon2; //n=2 için kaksimum enerji
double ymaksharmon3; //n=3 için kaksimum enerji
double ymaksharmon4; //n=4 için kaksimum enerji

float xparameter; //bu kullanılan x parametresi sürekli değişiyor
int elnumber;
elnumber=nmacro;
double y1energy;
double numbOfGamma;
double y2number;
double probi;
double probngamma3;
int nscat;
double theta_gamma;
double convconst;

int countscat=0;
float xelectron[elnumber];
float yelectron[elnumber];
float xtemp1[elnumber]; // bu degerler elektron enerjisinin

```

```

float ytemp1[elnumber]; // rasgele belirlenmesi için
double zelectron[elnumber];
int elno[elnumber];
float elecEnergy[elnumber];
float eneryay[elnumber];
double rand_prob_scat;
double delta_scat_z;
for (int i=1; i<=elnumber; i++){
elno[i]=i;
xtemp1[i]=rand();
xtemp1[i]=xtemp1[i]/RAND_MAX;
ytemp1[i]=rand();
ytemp1[i]=ytemp1[i]/RAND_MAX;
xelectron[i]=sqrt(-2*log(xtemp1[i]))*cos(2*pi*ytemp1[i]);
yelectron[i]=sqrt(-2*log(xtemp1[i]))*sin(2*pi*ytemp1[i]);
zelectron[i]=0;
eneryay[i]=rand();
eneryay[i]=xelectron[i]*eyayenergy;

elecEnergy[i]=electronenergy+eneryay[i];

}

for (int i=1; i<=elnumber; i++){
esc: rand_prob_scat=rand();
rand_prob_scat=rand_prob_scat/RAND_MAX; //tek parçacık için rasgelesaçılma
olasılığı
xparameter=15.3*elecEnergy[i]*lphotonenergy;
convconst=compcross_section(xparameter, lambdaelectron,
lambdalaser)*intensity/(1.6e-13*lphotonenergy)/cvel;
delta_scat_z=-log(1-rand_prob_scat)/convconst; //saçılma mesafesi
zelectron[i]=zelectron[i]+delta_scat_z; //elektronun z konumu

if (zelectron[i]<=2*siglasz) {
ymaksharmon1=xparameter/(1+xparameter+ksi*ksi);
ymaksharmon2=2*xparameter/(1+2*xparameter+ksi*ksi);
ymaksharmon3=3*xparameter/(1+3*xparameter+ksi*ksi);
ymaksharmon4=4*xparameter/(1+4*xparameter+ksi*ksi);

y1energy=rand();
y1energy=(y1energy/RAND_MAX)*ymaksharmon3; //saçılan fotonun enerjisi
if (y1energy<ymaksharmon1) nscat=1;
else if (ymaksharmon1<=y1energy) if (y1energy<ymaksharmon2) nscat=2;
else if (ymaksharmon2<=y1energy) if (y1energy<ymaksharmon3) nscat=3;
else if (ymaksharmon3<=y1energy) if (y1energy<ymaksharmon4) nscat=4;
}
}

```

```

//bu enerji ve n değeri için saçılan foton sayısı hesaplanıyor
numbOfGamma=gammaenergy(nscat, xparameter, y1energy, lambdaelectron,
lambdalaser, nscat);
countscat=countscat+1;
//fotonun saçılma açısı hesaplanıyor
theta_gamma=(masselectron/elecEnergy[i])*sqrt(1+ksi*ksi)*sqrt(1+fu(nscat,
xparameter))
                                *sqrt((fyn(nscat, xparameter)/y1energy)-1);
    gammaspectrumfile
<<numbOfGamma<<"\t"<<(y1energy*elecEnergy[i])<<endl;
    gammaspectrumfile2 << i <<"\t"
<<numbOfGamma<<"\t"<<(y1energy*elecEnergy[i])<<"\t"<<theta_gamma<<endl;
    gammaspectrumfilesalla << i <<"\t"
<<numbOfGamma<<"\t"<<y1energy<<"\t"<<theta_gamma<<endl;
    elecEnergy[i]=elecEnergy[i]-(elecEnergy[i]*y1energy); //elektronun saçılma
sonrası enerjisi

    cout<<i<<"\t\t";
    goto esc;
    }
    else continue;
    }

//burada foton için datalar histogram çizdirilecek hale getiriliyor
int numberoffline;
numberoffline=countscat;
double ynumber1[numberoffline];
double yenergy1[numberoffline];
double ebas=0.0;
double ebas2=0.0;
double say=0.0;
int bin1=50;
double deltaE;
deltaE=0.02*electronenergy;
cout <<"deltaE="<<deltaE<<endl;
cout<<"numberoffline="<<numberoffline<<endl;
ifstream gammaspectrumin("gammaspectrumfile.txt",ios::in);
ofstream gammahistogram("gammaspectrumhistogram.txt",ios::out);
for (int i=1; i<=countscat; i++) {
    gammaspectrumin>>ynumber1[i]>>yenergy1[i];
}
for (int j=1;j<=bin1;j++){
    for (int i=1;i<=countscat; i++){
        if (ebas<=yenergy1[i]) if (yenergy1[i]<=ebas+deltaE) say=say+ynumber1[i];
        else continue;
    }
    say=say*numbOfElect/elnumber;
    gammahistogram<<say<<"\t"<<(ebas)<<endl;
}

```

```

        gammahistogram<<say<<"\t"<<(ebas+deltaE)<<endl;
        ebas=ebas+deltaE;
        say=0;
    }
//Burada artık elektronlar histogram haline geliyor

    for (int j=1;j<=bin1;j++){
        for (int i=1;i<=nmacro; i++){
            if (ebas2<=elecEnergy[i] if (elecEnergy[i]<=ebas2+deltaE) say=say+1;
            else continue;
        }
        say=say*numbOfElect/elnumber;
        electhistogram<<say<<"\t"<<(ebas2)<<endl;
        electhistogram<<say<<"\t"<<(ebas2+deltaE)<<endl;
        ebas2=ebas2+deltaE;
        say=0;
    }
}

int main() {
    cout
<<"ksisq="<<ksi*ksi<<"intensity="<<intensity<<"sig_laser="<<laser_sigma<<"dalgab
oyu="<<lwavelength<<endl;
    cout<<"cross="<<lasercross<<"\t\t"<<"ortcross="<<main_lasercross<<endl;
    cout <<"sig_laser"<<laser_sigma<<endl;
    cout << "please wait"<<endl;

    generationAnkara();

    int a;
    cin >>a;

}

```

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Zafer NERGİZ

Doğum Yeri : Araklı

Doğum Tarihi: 03-07-1975

Medeni Hali : Evli

Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu

Lise : Ankara Anadolu Lisesi (1991-1993)

Lisans : Gazi Üniversitesi, Gazi Eğitim Fakültesi, Fizik Bölümü (1994-1998)

Yüksek Lisans: Ankara Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı
(2000-2003)

Çalıştığı Kurum/Kurumlar:

Niğde Üniversitesi Fen ve Edebiyat Fakültesi 1999-2000

Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi 2000-2008

Yayımları (SCI ve diğer)

Aksakal, H., Çiftçi, A. K., Nergiz, Z., Zimmerman, F. and Schulte, D., 2007. Conversion efficiency and luminosity for gamma-proton colliders based on the LHC-CLIC or CLIC-LHC QCD Explorer scheme, Nucl. Instr. Meth A 576, 287-293

Ciftci, A.K., Aksakal,H., Nergiz, Z., 2007. Analytical Expression for the luminosity of Gamma-p colliders, AIP Conference Proceedings 899, p.183

Ciftci, A.K., Aksakal,H., Nergiz, Z., 2007. High energy photon production for QCD Explorer based γp colliders, AIP Conference Proceedings 899, p.211

Ciftci, A.K., Aksakal,H., Nergiz, Z., Zimmermann, F., 2007. Luminosity upgrade of CLIC-LHC ep/gp colliders, Proceedings of PAC07, Albuquerque, New Mexico, 2853-2855

Rodriguez, J., Nergiz, Z., Aksakal, H., Mete, O., Corsini, R., Doebert, S., Fandos, R., Grudiev, A., Syrathev, I., Taborelli, M., Tecker, F., Urschutz, P.,

Wuensch, W., 2007. 30 Ghz high-gradient accelerating structure test results, Proceedings of PAC07, Albuquerque, New Mexico, 3618-3620

Nergiz, Z., Çiftçi, A. K., Receptoğlu, E., ‘TAC Φ Fabrikasının Depolama Halkası İçin Tasarım Çalışması’, TFD, 21. Ulusal Fizik Kongresi, 11-14 Eylül 2002, Isparta. Bildiri Özetleri YEF_S13, Sayfa: 241. S. D. Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Dergisi, 8-2(2004), Özel Sayı, 1-3