



**İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**DOKTORA TEZİ**

**ÇOK İNCE HEDEFLERDE OLUŞUM UZUNLUĞUNUN  
IŞIMAYA ETKİLERİ**

**İ. Alper DİZDAR  
Fizik Anabilim Dalı  
Genel Fizik Programı**

**Danışmanlar  
Prof. Dr. Emine RIZAOĞLU  
Prof. Dr. Ulrik I. UGGERHØJ**

**Aralık, 2006**

**İSTANBUL**



**İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**DOKTORA TEZİ**

**ÇOK İNCE HEDEFLERDE OLUŞUM UZUNLUĞUNUN  
IŞIMAYA ETKİLERİ**

**İ. Alper DİZDAR  
Fizik Anabilim Dalı  
Genel Fizik Programı**

**Danışmanlar  
Prof.Dr. Emine RIZAOĞLU  
Prof. Dr. Ulrik I. UGGERHØJ**

**Aralık, 2006**

**İSTANBUL**

Bu çalışma 29.12.2006 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı, Genel Fizik Programında Doktora Tezi olarak kabul edilmiştir.

### Tez Jürisi

Jüri Adı : Prof.Dr. Emine Rızaoğılu (Danışman)  
Üniversite : İstanbul Üniversitesi  
Fakülte : Fen Fakültesi

Jüri Adı : Prof.Dr.Gediz Akdeniz  
Üniversite : İstanbul Üniversitesi  
Fakülte : Fen Fakültesi

Jüri Adı : Prof.Dr.Hasan Tatlıpınar  
Üniversite : Yıldız Teknik Üniversitesi  
Fakülte : Fen Fakültesi

Jüri Adı : Prof.Dr. Nizamettin Erduran  
Üniversite : İstanbul Üniversitesi  
Fakülte : Fen Fakültesi

Jüri Adı : Prof.Dr. Engin Işıksal  
Üniversite : Marmara Üniversitesi  
Fakülte : Fen Fakültesi

Bu alışma İstanbul Üniversitesi Bilimsel Araştım Projesi Birimi tarafından T-849/02062006 numaralı proje kapsamında desteklenmiştir.

## ÖNSÖZ

Doktora çalışmalarına çok sayıda hocamın ve arkadaşımın katkısı oldu. Özellikle deneysel bir çalışma olduğu için, birçok büyük ve küçük ama önemli katkılarda bulunan herkesi burada anmak mümkün değil. Hepsine çok teşekkür ederim.

Öncelikle doktora çalışmalarım boyunca gösterdiği destek ve yardımdan dolayı değerli hocam Prof.Dr. Emine Rızaoğlu'na içtenlikle teşekkür ederim.

Doktora çalışmasını yürüttüğüm deney grubuyla tanışmamı sağladığı için Doç.Dr. Sehban Kartal'a ve Dr. Gökhan Ünel'e; tez boyunca çalışmalarımı destekleyen Prof.Dr.Gediz Akdeniz'e ve Prof.Dr. Hasan Tatlıpınar'a teşekkürü borç bilirim.

Günlük çalışmaları sürdürdüğüm dönemde, odada ve koridorda işleri kolaylaştıran, bilgisayar desteği veren, türlü sorulara maruz kalan, eğlenceli fizik tartışmaları sürdürdüğümüz, beraber eğlenebildiğimiz hoca ve arkadaşlarıma; Ferhat Özok'a, Prof. Dr. Nizamettin Erduran'a, Prof.Dr. Melih Bostan'a ve Doç.Dr. Gürkan Çelebi'ye teşekkür ederim.

Deney grubuna katılımımı kabul edip, sonrasında çalışmaların ABC'sini öğreten, doktora çalışmalarının İsviçre ve Danimarka'da yapılan bölümlerine destek olan, ikinci danışmanım Aarhus Üniversitesi'nden Prof. Dr. Ulrik I. Uggerhøj'a ve grubunda yer alan çalışma arkadaşlarıma çok teşekkür ederim.

**Aralık 2006**

**İ. Alper Dizdar**

## İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ.....	i
İÇİNDEKİLER .....	ii
ŞEKİL LİSTESİ .....	v
TABLO LİSTESİ .....	vi
SEMBOL LİSTESİ .....	vii
ÖZET .....	x
SUMMARY .....	xi
<b>1. GİRİŞ .....</b>	<b>1</b>
1.1. TARİHSEL GELİŞİM.....	2
1.2. İNCE HEDEFLER.....	4
1.3. 2004 DENEYİ .....	6
<b>2. İNCE LEVHALARDAN IŞIMA .....</b>	<b>8</b>
2.1. GÖRECELİ HIZLARDA IŞIMA.....	8
2.1.1. Göreceli Hızlar İçin Elektromanyetik Alanlar.....	9
2.1.2. Toplam Işıma ve Işımanın Açısal Dağılımı.....	10
2.1.3. Işımanın Frekans Dağılımı.....	13
2.2. FRENLEME IŞIMASI .....	14
2.2.1. Frenleme Işımasının Klasik Yorumu .....	14
2.2.2. Frenleme Işımasının Kuantum Hesabı .....	16
2.2.3. Tesir Kesiti Hesabı.....	19
2.2.4. Işıma Uzunluğu .....	21
2.2.5. Frenleme Işıması Hesapları ve Ölçümü .....	22

<b>2.3. OLUŞUM UZUNLUĞU</b> .....	<b>23</b>
2.3.1. Klasik Yaklaşımlar .....	24
2.3.2. Kuantum Mekaniği Çerçevesinde Yaklaşım .....	26
2.3.3. Pratik hesap .....	27
2.3.4. Ortamın Oluşum Uzunluğuna Etkisi .....	29
<b>2.4. FRENLEME İŞİMASINI BASKILAYAN SÜREÇLER</b> .....	<b>31</b>
2.4.1. Yalıtkanlık Baskılaması.....	31
2.4.2. LPM Etkisi - Çoklu Saçılmaya Bağlı Baskılama.....	33
<b>2.5. İNCE HEDEFLERDEN İŞİMA</b> .....	<b>38</b>
2.5.1. Geçiş İşımasının Klasik Yorumu .....	38
2.5.2. Çoklu Saçılmaya Bağlı Geçiş İşıması .....	39
2.5.3. TSF Etkisi – İnce Hedeflerde Baskılanma .....	44
<b>2.6. İÇ YAPISI OLAN HEDEFLER</b> .....	<b>48</b>
2.6.1. Baier ve Katkov Hesabı .....	49
2.6.2. Blankenbecler ve Drell Hesabı.....	51
2.6.3. İç Yapılı Hedef Hesapları Üzerine Bir Tartışma .....	54
<b>2.7. ÖNCEKİ DENEYLER VE 2004 DENEYİ</b> .....	<b>54</b>
2.7.1. İvmelendiricilerle Yapılan Deneyler .....	54
2.7.2. 2004 Deneyi.....	57
<b>3. DENEY VE YÖNTEM</b> .....	<b>59</b>
<b>3.1. DENEY ALANI</b> .....	<b>59</b>
3.1.1. İvmelendiriciler .....	59
3.1.2. CERN İvmelendirme Sistemi.....	61
3.1.3. H4 Hüzmesinin Oluşumu .....	63
<b>3.2. DENEY DÜZENEGİ</b> .....	<b>65</b>
3.2.1. Hedeflerin Özellikleri .....	65
3.2.2. İşıldayıcılar ve Diğer Düzenek Elemanları.....	68
3.2.3. Kurşunlu Cam Enerji Ölçer.....	70
3.2.4. Veri Alım Sistemi ve Elektronikliği .....	72

<b>3.3. DENEY HAZIRLIĞI.....</b>	<b>73</b>
3.3.1. Deney Öncesi .....	73
3.3.2. Enerji Ölçer Ölçümlemesi.....	73
3.3.3. Arkaplan Işıması.....	79
<b>3.4. ANALİZ HAZIRLIĞI .....</b>	<b>80</b>
3.4.1. Verilerin Ayıklanması.....	80
3.4.2. Birimleme.....	82
3.4.3. Benzetim Programı .....	86
3.4.4. Hata Hesabı .....	87
<b>4. BULGULAR.....</b>	<b>90</b>
<b>4.1. GENEL GÖZLEMLER.....</b>	<b>90</b>
4.1.1. Grafikler .....	90
4.1.2. Kuramsal Beklentiler.....	92
<b>4.2. KONTROL HEDEFLERİ.....</b>	<b>93</b>
4.2.1. Bakır Hedef.....	93
4.2.2. Tungsten Hedef .....	94
<b>4.3. ALTIN HEDEFLER .....</b>	<b>97</b>
4.3.1. Altın(10) Hedefi.....	97
4.3.2. Altın(2) Hedefi .....	98
<b>4.4. GENEL SONUÇLAR .....</b>	<b>100</b>
<b>5. TARTIŞMA VE SONUÇ.....</b>	<b>101</b>
<b>KAYNAKLAR.....</b>	<b>103</b>
<b>EK - KÜÇÜK SÖZLÜK .....</b>	<b>106</b>
<b>ÖZGEÇMİŞ.....</b>	<b>107</b>



## ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1	: Gecikmeli zamanda gözlem .....	9
Şekil 2.2	: Göreceli hareket için elde edilen açısal ışınma dağılımı .....	12
Şekil 2.3	: Elektronun çekirdek alanında frenleme ışınması .....	18
Şekil 2.4	: Frenleme ışınmasını için Feynman çizimcikleri .....	20
Şekil 2.5	: Eşzaman ışınmasında oluşum uzunluğu .....	26
Şekil 2.6	: 200 GeV enerjili elektronlar için oluşum uzunluğu .....	28
Şekil 2.7	: Frenleme ve yalıtkanlık tesir kesitlerinin karşılaştırılması .....	32
Şekil 2.8	: Farklı enerjiler için LPM baskılması .....	37
Şekil 2.9	: Çoklu saçılmaya bağılı geçiş ışınması şeması .....	40
Şekil 2.10	: Geçiş ışınması hesaplarının karşılaştırılması .....	41
Şekil 2.11	: Çoklu saçılmaya bağılı geçiş ışınması fonksiyonu .....	43
Şekil 2.12	: Çoklu saçılmaya bağılı geçiş ışınması tesir kesiti .....	44
Şekil 2.13	: Ortalama foton dağılımının kalınlığa bağılı değişimi .....	46
Şekil 2.14	: TSF etkisi için baskılama oranları .....	47
Şekil 2.15	: İç yapılı hedef .....	48
Şekil 2.16	: Baier ve Katkov eğrisi .....	51
Şekil 2.17	: Blankenbecler ve Drell LPM eğrisi .....	53
Şekil 2.18	: SLAC deneyinde altın hedefle elde edilen ışınma grafiği .....	56
Şekil 2.19	: İridyum ve tantalum hedeflerden ışınma .....	57
Şekil 3.1	: CERN ivmelendirme sistemi .....	62
Şekil 3.2	: SPS’de deney alanları .....	63
Şekil 3.3	: H4 hüzmesi elde edilmesi .....	64
Şekil 3.4	: Deney düzeneği .....	66
Şekil 3.5	: Plastik ışıldayıcı .....	70
Şekil 3.6	: Elektromanyetik saçak oluşumu .....	71
Şekil 3.7	: Düşük kazanç için enerji ölçümleme verisi .....	75
Şekil 3.8	: Yüksek kazanç için enerji ölçümleme verisi .....	76
Şekil 3.9	: Düşük kazanç durumu için ölçümleme sonucu .....	78
Şekil 3.10	: Enerji ölçer çözünürlüğü .....	78
Şekil 3.11	: Arkaplan ışınması .....	79
Şekil 3.12	: Dört dedektörden gelen ham veri grafikleri .....	81
Şekil 3.13	: Pozitron sayısına birimleme .....	83
Şekil 3.14	: Kalınlığa birimleme .....	84
Şekil 3.15	: Altın(2) hedefi için birimleme .....	86
Şekil 3.16	: Benzetim programı yardımıyla elde edilen ışınma eğrileri .....	87
Şekil 4.1	: Altın(2) hedefle toplam ışınma enerjisi dağılımı .....	91
Şekil 4.2	: Bakır hedefle gözlemlenen frenleme ışınması .....	94
Şekil 4.3	: Tungsten hedefle gözlemlenen frenleme ışınması .....	96
Şekil 4.4	: Altın(10) hedefiyle gözlemlenen frenleme ışınması .....	98
Şekil 4.5	: Altın(2) hedefiyle gözlemlenen frenleme ışınması .....	100

## TABLO LİSTESİ

<b>Tablo 2.1</b>	: Çeşitli maddeler için ışıma değişkenleri .....	<b>37</b>
<b>Tablo 3.1</b>	: CERN sistemindeki ivmelendiricilerin bazı değişkenleri.....	<b>62</b>
<b>Tablo 3.2</b>	: Hedeflerin geometrik özellikleri .....	<b>67</b>
<b>Tablo 3.3</b>	: Hedeflerin fiziksel özellikleri.....	<b>68</b>
<b>Tablo 3.4</b>	: Ölçümlemede Gauss eğrisine uydurma işlemi.....	<b>76</b>
<b>Tablo 4.1</b>	: Gözlenmesi beklenen ışıma karakterleri ve değişkenleri.....	<b>93</b>

## SEMBOL LİSTESİ

$c$	: Işık hızı
$\gamma$	: Lorentz çarpanı
$e$	: Elektron yükü
$m$	: Elektron kütlesi
$Z$	: Çekirdek yükü
$n$	: Çekirdek yoğunluğu
$\hbar$	: Planck sabiti
$\lambda_e$	: Elektronun Compton dalgaboyu
$a$	: Thomas-Fermi atomik yarıçapı
$a_0$	: Bohr yarıçapı
$\alpha = e^2/\hbar c$	: İnce yapı sabiti
$r_e = e^2/mc^2$	: Klasik elektron yarıçapı
$X_0$	: Işıma uzunluğu
$E$	: Enerji
$E_i, E_s$	: İlk ve son enerjiler
$E_0$	: Parçacık kütlesine karşılık gelen enerji
$v, \mathbf{v}$	: Skaler ve vektörel hız
$v_1, v_2$	: Etkileşimden önceki ve sonraki vektörel hızlar
$\Delta v$	: Vektörel hız farkı
$\beta = v/c$	: Lorentz hızı
$\dot{v}$	: İvme
$\dot{\beta}$	: Lorentz ivmesi
$p_i, p_s$	: İlk ve son momentum
$q$	: Momentum farkı
$q_{\perp}, q_{\parallel}$	: Düşey ve doğrusal aktarılan momentum
$\hbar\omega, k$	: Foton enerjisi
$\mathbf{k}$	: Foton dalga vektörü
$\lambda$	: Foton dalgaboyu
$\omega$	: Foton frekansı
$y = \hbar\omega/E$	: Fotonun enerjisinin elektronun enerjisine oranı
$t$	: Zaman
$t'$	: Gecikmeli zaman
$g$	: Gecikmeli zaman indisi
$\mathbf{q}(t), \mathbf{r}(t)$	: Konum vektörü
$\mathbf{O}$	: Gözlem noktası
$\mathbf{n}$	: Birim vektör
$R$	: Gözlem noktasına uzaklık

$\omega_s$	: Eşzaman ivmelendiricisi frekansı
$\omega_p$	: Plazma frekansı
$\varepsilon(\omega)$	: Dielektrik katsayısı
$\Phi$	: Faz açısı
$\Phi(\mathbf{r}, t)$	: Skaler potansiyel
$A(\mathbf{r}, t)$	: Vektörel potansiyel
$E(\mathbf{r}, t)$	: Elektrik alan
$B(\mathbf{r}, t)$	: Manyetik alan
$S(\mathbf{r}, t)$	: Poynting vektörü
$W$	: Toplam enerji
$d\Omega$	: Katı açılı diferansiyeli
$d\Omega_\gamma, d\Omega_e$	: Foton ve elektronun saçılmada katı açılı diferansiyelleri
$dW/d\Omega$	: Toplam enerjinin açısal dağılımı
$P$	: Toplam güç
$P(t)$	: Birim zamanda güç
$dP(t)/d\omega$	: Birim zamanda gücün frekans dağılımı
$dP(t)/d\Omega$	: Birim zamanda gücün açısal dağılımı
$\theta$	: Saçılma açısı
$\theta_\gamma$	: Foton-elektron arasındaki açı
$\theta_i, \theta_s$	: İlk ve son kutupsal açılar
$\theta_{\text{mak}}$	: Saçılma açısının maksimum değeri
$\theta_{\text{KOK}}$	: Saçılma açısının kare ortalama kök değeri
$\theta_{\text{ÇS}}$	: Çoklu saçılma açısı
$\varphi$	: Azimut açısı
$F(t)$	: Fourier dönüşümü için zaman değişkeniyle elektrik alanı
$F(\omega)$	: Fourier dönüşümü için frekans değişkeniyle elektrik alanı
$I(\omega, \mathbf{n})$	: Işıma yoğunluğu
$\frac{d^2 I}{d\Omega d\omega}$	: Birim katı açılı başına, birim frekans aralığında ışıma yoğunluğu
$\sigma_{\text{BH}}$	: Bethe-Heitler ışıması tesir kesiti
$\frac{d\sigma_{\text{BH}}}{d\hbar\omega}$	: Bethe-Heitler ışıması diferansiyel tesir kesiti
$H_{\text{Etk}}$	: Etkileşim Hamiltoniyeni
$\bar{\psi}(x)$	: Dirac spinörünün eşleniği
$\gamma_\mu$	: Dirac matrisleri
$\psi(x)$	: Dirac spinörü
$A^\mu(x)$	: Dörtlü potansiyel
$\psi_i, \psi_s$	: İlk ve son dalga fonksiyonları
$S$	: S matrisi
$M, M_{is}$	: Etkileşim matrisi ve matris elemanı
$\delta$	: Dirac delta fonksiyonu
$u$	: Elektronlar için Dirac spinörü
$\varepsilon$	: Foton kutuplanması
$\hat{q} = a_\mu \gamma^\mu$	: Feynman bölüsü
$F_{\text{elas}}, F_{\text{inelas}}$	: Elestik ve inelastik yapı çarpanları

$f$	: Işınım düzeltmeleri
$l_o$	: Oluşum uzunluğu
$l_\gamma$	: Çoklu saçılma uzunluğu
$\Delta t$	: Levha kalınlığı
$k_p$	: Yalıtkanlık baskılaması için kesme enerjisi
$S$	: Frenleme ışınması baskılama oranı
$E_{LPM} = \hbar \omega_{LPM}$	: LPM baskılaması için kesme enerjisi
$\hbar \omega_{TSF}$	: TSF baskılaması için kesme enerjisi
$\frac{d\sigma_{KL}}{dk}$	: Klasik saçılma diferansiyel tesir kesiti
$\frac{dN}{d\hbar\omega}$	: Sayım diferansiyel tesir kesiti
$\frac{d\sigma_{Yal}}{dk}$	: Yalıtkanlık baskılması diferansiyel tesir kesiti
$\frac{d\sigma_{LPM}}{dk}$	: LPM baskılması diferansiyel tesir kesiti
$\xi(s), G(s), \phi(s)$	: LPM baskılması fonksiyonları
$E_T$	: Ternovskii enerjisi

## ÖZET

### ÇOK İNCE HEDEFLERDE OLUŞUM UZUNLUĞUNUN IŞIMAYA ETKİLERİ

Yüksek enerjili elektronların oluşturduğu Bethe-Heitler frenleme ışımaya dağılımı, foton oluşum uzunluğu doğrultusunda çoklu saçılmaya bağlı olarak baskılanmaktadır. Landau-Pomeranchuk-Migdall etkisi olarak bilinen bu baskılama mekanizması daha önce çeşitli deneylerde gözlenmiştir. Ternovskii-Shul'ga-Fomin etkisi olarak bilinen bir diğer baskılama mekanizması, foton oluşum uzunluğu hedef kalınlığından büyük olduğu durumlarda etkindir ve deneysel olarak daha önce incelenmiştir. Kuramsal çalışmalar, hedef kalınlıklarının foton oluşum uzunluğundan daha da küçük olduğu durumlarda, bu baskılama mekanizmalarının ortadan kalktığını öngörmektedir. Bu durumda Bethe-Heitler frenleme ışması karakteristiği yeniden kazanılmalıdır.

Yapılan deney bu öngörülerini sınamak için ilk gözlemdir. CERN H4 hüzmesinden elde edilen 178GeV enerjili pozitronlar, birkaç mikron kalınlığında levhalarla oluşturulan iç yapıları hedefler üzerine gönderilerek deneyler gerçekleştirildi ve toplanan veriler analiz edildi.

Sonuçlar, levha kalınlığı incelidikçe Bethe-Heitler ışmasının yeniden kazanılmasının ötesinde, gözlemlenen dağılımda düşük enerjilerde bir artış olduğunu ortaya koymaktadır. Bu artış hem iç yapıları hedeflerin yol açtığı girişim etkilerinden, hem de çoklu saçılmaya bağlı geçiş ışımından kaynaklanabilir. Frenleme ışması dağılımında görülen bu sapma, ince hedeflerin belli enerji aralıklarında yüksek enerjili foton elde etmek için kullanım olanaklarını sınırlayabilir.

## **SUMMARY**

### **THE FORMATION LENGTH EFFECTS ON RADIATION IN VERY THIN TARGETS**

The Bethe-Heitler bremsstrahlung spectrum generated by high energy electrons is suppressed due to multiple scattering along the photon formation length. This suppression mechanism is known as Landau-Pomeranchuk-Migdal effect and has already been observed in different experimental conditions. Another suppression mechanism, Ternovskii-Shul'ga-Fomin effect, appearing when the photon formation length is larger than the target thicknesses was previously experimentally investigated. The theory predicts that these suppression mechanisms will be vanished, if the thicknesses are much more smaller than the photon formation length. Then, the Bethe-Heitler bremsstrahlung characteristics will be regained.

This experiment is the first observation to verify these predictions. By using structured targets of a few micron thick foils with 178GeV positrons from CERN H4 beam, experiments are performed and the collected data are analyzed.

The results show that for the thinner foils, apart from regaining the Bethe-Heitler spectrum characteristics, there is an increase in the amplitude of the observed spectrum at lower energies. This growing up can be due to both the structured target interference effects and the transition radiation originating from multiple scattering. This deviation from bremsstrahlung distribution may restrict the region of applicability of thin foils as targets for energy-selective production of high energy photons.

## 1. GİRİŞ

Çeşitli kristal ve şekilsiz yapılarda elektronlar ışıma yaparak yavaşlar. Frenleme ışıması (bremsstrahlung) olarak bilinen bu ışımının oluşumu elektromanyetik teori tarafından tamamen açıklanmış durumdadır. Yüksek enerjili parçacıklar söz konusu olduğunda, kuantum alan etkileri frenleme ışımada belirginlik kazanmaktadır. Kuantum alan etkileri karakteristik frenleme ışımından sapmalar olarak gözlemlenir. Kuantum Elektrodinamiği (KEDİ) kuramı bu sapmaları tam olarak açıklayabilmektedir. Elektromanyetik kuramı ve KEDİ kuramını ele alan temel çalışmalarda frenleme ışıması işlenmektedir[1-5]. Kitaplara geçebilecek kadar detayıyla bilinen bu konu, buna rağmen halen güncelliğini korumaktadır!

Frenleme ışımının güncelliğini hâlâ korumasının üç ana nedeni vardır. Birincisi, bir alan kuramı olarak 1940'larda geliştirilen KEDİ diğer alan kuramlarının geliştirilmesi ve sınanması için hâlâ bir temel oluşturmaktadır. Kuantum Renk Dinamiği'ne uyan parçacıkların hareketlerini incelemek her durumda kolay değildir; fakat KEDİ'deki karşılıkları deneysel gözlemlere daha kolay konu olabilmektedir. Bir kuarkın kuark-zamk (gluon) plazmasında zamk yayınlıyarak gerçekleştirdiği "frenleme ışıması" buna örnek olarak düşünülebilir. Zamktan bir çift kuark oluşması, fotondan bir çift lepton oluşması mekanizmasına "benzer". Lepton çifti yaratımı için gerekli "oluşum uzunluğu"nun, kuark çifti oluşumu örneğinde bir karşılığı vardır. Ayrıca yüklü parçacıklar olarak kuarkların elektrodinamiği, leptonların elektrodinamiğinden temelde farklı değildir. Benzer örnekler çoğaltılabilir, önemli olan benzerliklerdir ve bu konuda yüzlerce (henüz kitaplara geçmeyen!) hesap ve öngörü vardır. Bu konuyla doğrudan ilgili olanlar kaynakçada verilmektedir[6,7].

Konunun güncelliğini sağlayan diğer temel neden ise her yeni ivmelendiriciyle daha yüksek enerjilere ulaşan parçacıkları gözlemlenmek durumunda olan dedektörlerin fiziğidir. Dedektör fiziği, bildiğimiz fiziği kullanarak bilinmeyen fiziği araştırmak anlamında bilinenler tarafında yer alır. Dedektörlerin daha yüksek enerjilerde daha



hassas ölçümler yapabilmesi koşullarından biri, yüklü parçacıkların maddeyle etkileşmesini en ince detayıyla anlamaktır. CERN’de (Avrupa Nükleer Araştırmalar Merkezi) kurulma aşamasında olan LHC’de (Büyük Hadron Çarpıştırıcısı) kullanılacak yeni dedektör sistemleri buna örnek olarak verilebilir. Bu yeni çarpıştırıcıda sıradan olaylarda gözlemlenecekler arasında 1TeV mertebesinde enerjiye sahip elektronlar da vardır.

Frenleme ışınması ölçümünde enerji ölçerde meydana gelen saçak oluşum süreci, yüklü parçacığın enerji kaybının ana mekanizmasıdır. Dedektör sistemlerinde parçacık tanımlanmasında kullanılacak ön-saçaklanma (preshower) sürecinde ise elektronların frenleme ışınmasındaki baskılanma mekanizması önem kazanmaktadır. Baskılanma nedeniyle, elektronların ön saçaklanmada ortama daha az enerji bırakması dolayısıyla daha kütleli parçacıklardan (muon, pion gibi) ayırdedilememe olasılığının yüksek olduğu hesaplanmakta ve yeni çözümler geliştirilmektedir[8].

Kozmik olayların incelenmesi de benzer incelikler taşımaktadır. Hem kozmik olaylar için uygulanan benzetim programlarında hem de dedektör yapılandırmasında, yüksek enerjilerdeki frenleme ışınmasının detayları önem kazanmaktadır[9]

Frenleme ışınmasıyla ilgili makale ve değerlendirme makalelerinin tarihleri özellikle son on yılda konunun yeniden güncellik kazandığını göstermektedir. 1994’te SLAC’ta (Stanford Doğrusal İvmelendiricisi) yapılan deney[10,11], yeni deney ve kuramsal çalışmaların başlatıcısı olmuştur. Konuyla ilgili değerlendirme makaleleri kaynakçada verilmektedir[12-15].

## 1.1. TARİHSEL GELİŞİM

Çekirdeğin elektrik alanında ivmelenen elektron ışınma yaparak enerjisini kaybeder. Elektron için frenleme ışınmasının kuantum tesir kesiti ilk olarak Bethe-Hietler tarafından 1934 yılında hesaplanmıştır[16]:

$$\frac{d\sigma_{\text{BH}}}{d\hbar\omega} = \frac{4\alpha r_e^2 Z^2}{\hbar\omega} \left( \frac{4}{3} - \frac{4\hbar\omega}{3E} + \frac{(\hbar\omega)^2}{E^2} \right) \ln(183Z^{-1/3}). \quad (1.1)$$

Formülde  $E$  elektron enerjisini,  $\hbar\omega$  ışınan fotonun enerjisini,  $\alpha$  ( $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$ ) ince yapı sabitini,  $Z$  levha atomlarının çekirdek yükünü,  $r_e$  ( $r_e = e^2/mc^2 = 2.8 \times 10^{-15} \text{m}$ ) klasik elektron yarıçapını ifade etmektedir.

Landau ve Pomeranchuk 1952 yılında yarı-klasik denen yaklaşımla frenleme ışınması yapan elektronun fotonu tek bir noktada değil fakat ihmal edilemeyecek kadar uzun belli bir bölgede yayınladığını öngörmüşlerdir[17]. Fotonun oluştuğu bu bölgenin uzunluğuna **oluşum uzunluğu** denmektedir.

Çoklu saçılmadan dolayı oluşum uzunluğu boyunca meydana gelen etkileşimler, Bethe-Heitler tesir kesitinin düşük enerjiler kısmında bir azalma (foton yayınlanmasında bir baskılama) meydana getirmektedir. Öngörülerin kuantum hesaplarını Landau ve Pomeranchuk'tan sonra Migdall yapmıştır[18]. Bugün oluşum uzunluğundan kaynaklanan bu etkiye, bulanların başharfleriyle, **LPM etkisi** denilmektedir.

Frenleme ışınmasında çekirdeğin elektrik alanı dışında, ortamdaki elektronların elektrik alanları da etkili olur. Yayınlanan fotonlar ortamın elektronlarıyla etkileşerek biraz daha enerji kaybeder. Yalnızca çok düşük enerjili fotonlar için önemli olan bu etkileşimlere, ortamın **yalıtkanlık etkisi** denir. Ortamın yalıtkanlık etkisini yine Landau grubundan Ter-Mikaelian[19,20] öngörmüş ve ilk hesaplarını yapmıştır.

1950 başlarında ortaya atılan bu kuramsal öngörülerin ilk deneysel gözlemleri kozmik ışınma deneylerinde yapılmıştır. Yapılan kozmik deneyler, elde edilebilen küçük istatistikler nedeniyle kuramsal öngörülerini tam olarak kanıtlamamakla beraber, ilk doğrulama olmuştur[13]. Ardından ivmelendiricilerle yapılan deneyler başlamıştır. Kuramsal öngörülerin tam gözlemi ve detaylı araştırılması 1970'lerde SSCB'de VEPP ivmelendiricisiyle yapılan ilk denemelerden sonra 1990'larda, neredeyse 50 yıl sonra, SLAC'ta yapılmıştır[10,19]. Görece düşük enerjilerde yapılan ilk deneylerin ardından, daha yüksek enerjilerde, daha detaylı araştırmalar devam etmektedir[21,22].

## 1.2. İNCE HEDEFLER

Frenleme ışıması daha detaylı ele alındığında, ışımanın gerçekleştiği çekirdek alanlarının bulunduğu geometri, yani hedefin geometrik özellikleri önem kazanmaktadır.

Klasik yaklaşıklıkta, hedefe giren elektronun beraberindeki elektromagnetik alanların, ortamın kutuplanma özelliklerine göre, yeniden düzenlenmesi sırasında gerçekleşen tedirgeme ışımaya yol açabilir. **Geçiş ışıması** olarak bilinen bu ışıma hedefin giriş ve çıkış yüzeylerinden gerçekleşir; oldukça düşük enerjili fotonların yayınlanmasına neden olur ve ince hedefler için önem kazanır. Klasik ve yarı klasik yaklaşıklıkta yapılan hesaplar, geçiş ışımasının frenleme ışıması üzerinde, foton enerjisi olarak MeV mertebesine kadar etkin olduğunu göstermektedir[1,23,24]. Kuantum hesaplarında ise, çoklu saçılmadan kaynaklanan ve geçiş ışımasındaki mekanizmaya benzer şekilde gerçekleşen, başka bir ışımanın olduğu belirtilmektedir[14,25]. Çoklu saçılmaya bağlı geçiş ışıması denilen bu ışıma, klasik geçiş ışımasından daha yüksek enerjilerde de etkin olmaktadır.

Hedefin geometrisi dahil edildiğinde frenleme ışımasında oluşum uzunluğuyla beraber karşımıza dört belirgin değişken çıkmaktadır. Bu değişkenler,  $\gamma = (1-v^2/c^2)^{-1/2}$  Lorentz çarpanı,  $c$  ışık hızı ve  $n$  birim hacimdeki atom sayısı olmak üzere, şunlardır:

- $X_0$  : Işıma uzunluğu  $\frac{1}{X_0} = 4\alpha Z^2 r_e^2 n \ln(183Z^{-1/3})$
- $l_0$  : Oluşum uzunluğu  $l_0 = 2\gamma^2 c \frac{E - \hbar\omega}{E\omega}$
- $l_\gamma$  : Çoklu saçılma uzunluğu  $l_\gamma = \frac{\alpha}{4\pi} X_0$
- $\Delta t$  : Levhanın kalınlığı

Değişkenlerden çoklu saçılma uzunluğu ışıma uzunluğunun bir fonksiyonudur. Bu nedenle ışıma mekanizmasını ele almak için üç değişken yeterlidir. Genel olarak, çoklu saçılma uzunluğunun, oluşum uzunluğundan büyük olduğu durumlarda ( $l_0 < l_\gamma$ ), klasik

Bethe-Heitler tipi ışıma gözlemlenir. Çoklu saçılma uzunluğunun oluşum uzunluğundan küçük olduğu durumlarda ise ( $l_\gamma < l_0$ ) kuantum etkileri belirginlik kazanmaktadır[26].

Çoklu saçılmanın etkin olduğu durumlarda ve kalın levhalarda frenleme ışımasında LPM etkisi ( $l_\gamma < l_0 < \Delta t$ ) gözlemlenir. Eğer hedef kalınlığı gözlem yapılan bölgede oluşum uzunluğundan daha küçükse ( $l_\gamma < \Delta t < l_0$ ), bu durumda başka bir baskılama mekanizması devreye girer. Düşük enerjili fotonlar için oluşum uzunluğu hedef kalınlığını aştığından yayınlanmaları azalır. İlk olarak Ternovskii tarafından öngörülen ve ardından Shul'ga ve Fomin'in katkılarıyla detaylı hesapları yapılan bu etki, bulanların başharfleriyle **TSF etkisi** olarak anılmaktadır[23,27-31].

Hedef kalınlığının çoklu saçılma uzunluğundan ve foton oluşum uzunluğundan küçük olduğu ( $\Delta t < l_\gamma < l_0$ ) çok ince hedefler için gerçekleşen frenleme ışımasında ise baskılanma görülmesi beklenmez. Çok ince hedefe çarpan elektronlar “tekli saçılma” gerçekleştireceği için klasik Bethe-Heitler tipi ışıma gözlemlenmelidir. Çoklu saçılmanın gözlemlenmediği bu tip çok ince hedeflerde, enerjiye de bağlı olarak, örneğin geçiş ışıması gibi diğer ışıma kaynakları da önemli olmaktadır.

Çoklu saçılma uzunluğunun, oluşum uzunluğundan küçük ve levha kalınlığı kadar olduğu ( $\Delta t \leq l_\gamma < l_0$ ) durumlar deneysel çalışmalarda karşımıza çıkmaktadır. TSF etkisinin gözlenemeyeceği kadar ince, fakat “tekli saçılma” gerçekleşmeyecek kadar kalın hedefler söz konusu olduğunda, gerçekleşecek ışımanın karakteri henüz hesaplanmamıştır. Bu tezin konusunu  $\Delta t \leq l_\gamma < l_0$  durumunda gözlemlenen ışımanın deneysel olarak araştırılması oluşturmaktadır.

Çok ince hedeflerle yapılan gözlemlerde hedeften gerçekleşen ışıma miktarı, deney araçlarından ve ortamından kaynaklanan arkaplan (background) ışımasına göre daha azdır. Bu nedenle hedeften gelen ışımayla arkaplan ışımasını ayırtırmak ve analiz etmek mümkün değildir. Dolayısıyla ince levhalardan ışıma karakterini inceleyebilmek için, bu levhalardan çok sayıda kullanmak gerekmektedir. Çok sayıda levhayla elde edilen iç yapılı hedefler kullanılarak olay sayısı artırılmaktadır. Arkaplan ışımasından ayırtılabilen sonuçlar bu yöntemle elde edilirken, hedeflerin iç yapıları nedeniyle yeni fiziksel olaylar meydana gelmektedir.

Deneysel araştırmanın ikinci kısmını iç yapısı olan hedeflerden gözlemlenen ışımaya oluşturmaktadır. Bugüne dek farklı yöntemlerle Blankenbecler ve Drell[32-36], Zakharov[37-40] ve Baier ve Katkov[14,25,41-44] tarafından yapılan üç hesap, iç yapılı hedeflerde gözlenmesi beklenen girişim için farklı sonuçlar vermektedir. Bölüm 2’de adı geçen bu hesaplar detaylı bir şekilde ele alınmaktadır.

### 1.3. 2004 DENEYİ

2004 deneyi CERN’de yer alan Süper Proton Eşzaman İvmelendiricisi’nden (SPS) sağlanan pozitron demetiyle Kuzey Deney Alanı’nda gerçekleştirildi. Deneyde 180GeV enerjili pozitronlar ince levha hedefler üzerine gönderilerek frenleme ışınması sağlandı. Dört ayrı hedefle yapılan deneylerde pozitronlar hedefle gerçekleştirdikleri etkileşimin ardından güçlü bir manyetik alan yardımıyla deney alanının dışına yönlendirildi. Işıldayıcılar yardımıyla ve elektronik seviyede seçme yoluyla istenmeyen olaylar ayıklandı. Frenleme ışınmasının enerji dağılımı kurşunlu cam enerji ölçer kullanılarak elde edildi. Enerji dağılımı benzetim programları yardımıyla kuramsal modellerle karşılaştırılarak sonuçlar yorumlandı. Yapılan deney ve analiz sonuçları 2005’te yayınlandı[26].

Bu çalışmada deneyle ilgili kuramsal çalışmalar 2. Bölüm’de detaylı olarak ele alınmaktadır. Farklı fiziksel süreçleri konu alan hesaplar, deney değişkenleri kullanılarak yapılmaktadır. Belirtilen kaynaklardan alınan kuramsal hesaplar, çeşitli matematik programları yardımıyla (Matlab ve MathCad gibi) bu bölümde yeniden üretilmiştir. 3. Bölüm’de deney alanı ve hazırlıkları deneyin gerçekleştirilme süreciyle beraber aktarılmaktadır. Deney verilerinin analizi sürecinde yapılanlar adım adım anlatılarak 3. Bölüm tamamlanmaktadır. 4. Bölüm’de ise deney bulguları ve sonuçlar üzerine bir tartışma yürütülmektedir. Deney sonuçlarını özetleyen 5. Bölüm’le çalışma noktalanmaktadır.

Çalışma boyunca fiziksel büyüklüklerin birimleri yüksek enerji fiziğinde alışlagelen şekliyle kullanılmaktadır. MeV, GeV, TeV gibi enerji büyüklükleri, momentum için GeV/c ve kütle için GeV/c<sup>2</sup> şeklini almaktadır. Bununla beraber, yüksek enerji fiziğinde alışılmadık haliyle, denklemlerde  $c$  ve  $h$  sabitleri korunmaktadır.

Son olarak Türkçe'yle ilgili kişisel bir not. Fiziksel bilimlerde diğer alanlarda olduğu gibi Türkçe kullanımıyla ilgili ciddi bir sorun bulunmaktadır. Özgün çalışmaların Türkiye'de çok az yapılması, çok az sayıda telif kitap basılması, yapılan çevirilerde, ders anlatımlarında tamamen özensiz bir Türkçe'yle iletişim kurulması, "türkizce" olarak adlandırılabilen "yeni bir bilim dili"ni gün geçtikçe ilerletmektedir. Bu hazine durumuyla uğraşmak herhalde her düzeyde yapılan çalışmalarda sorumluluğumuzdur. Bu çabayı çalışma konusuyla ilgili karşılaşılan terimleri mümkün olduğunca türkçeleştirerek ve bunları okuyanı zorlamamak için bir sözlükçede toplayarak somutlamaya çalıştım. Bu çabanın zorlama bir yanının olması doğaldır ama zorlamadan da pek birşey olduğu görülmemiştir... İmla için Ömer Asım Aksoy başkanlığında hazırlanan Ana Yazım Kılavuzu'ndan yararlandım.

## 2. İNCE LEVHALARDAN IŞIMA

Işıma elektromanyetik kuramın ana uygulama konularından biridir. “*Gökyüzü neden mavi görünür?*” sorusunun elektromanyetik kuramla ilişkisi kurularak 1870’lerde verilen cevabı, elektromanyetik dalgaların saçılması konusunun ilk başarılarından biridir. Günümüzde 100GeV mertebesinde enerji taşıyan fotonların davranışını incelemenin geçmişi oralara kadar gitmektedir...

Bu bölümde temel kuramsal yaklaşımlar klasik ve kuantum boyutlarıyla ele alınıyor. Deneysel sonuçlarını anlamayı hedef alan kuramsal özetle konuyla ilgili pek çok hesap karşılaştırmalı olarak inceleniyor.

Klasik elektromanyetik kuram üzerine yazılan bütün kitaplarda ışıma ve çoğunda frenleme ışması konuları ele alınmaktadır. KEDİ kuramını ele alan kitapların bazılarında frenleme ışmasının detaylı hesabı bulunabilir. Burada yalnızca kullanılan kaynaklar belirtilmektedir[1-5].

Uzun bir tarihi ve kitaplara geçen temelleri olsa da çeşitli boyutlarıyla halen hem kuramsal hem de deneysel güncelliğini koruyan ışıma konusunda Türkçe çalışmaların ve çevirilerin azlığı bizi bu bölümü geniş tutmaya itti.

### 2.1. GÖRECELİ HIZLARDA IŞIMA

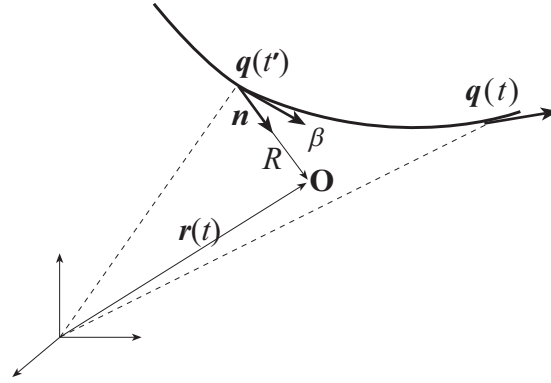
İvmeli hareket eden yüklü parçacıkların ışıma yaptığı bilinmektedir. Işımanın karakteri ise, yalnızca ivme yaratan dış elektromanyetik alanın özelliklerine değil, aynı zamanda parçacığın hızına bağlıdır. Göreceli hızlarda hareket eden yüklü parçacığın gerçekleştirdiği ışıma, aynı parçacığın olağan hızlarda gerçekleştirdiği ışımayla karşılaştırıldığında köklü değişiklikler gözlemlenir. Bu durum parçacığın beraberinde taşıdığı elektromanyetik alanların değişmesinden kaynaklanmaktadır.

### 2.1.1. Göreceli Hızlar İçin Elektromanyetik Alanlar

Göreceli hızlarda hareket eden parçacıklar için elektrik ve manyetik alanlar gecikmeli potansiyeller (Lienard-Wiechert potansiyelleri) yardımıyla hesap edilir.  $\beta = v/c$  hızıyla hareket eden,  $e$  yüklü parçacık için gecikmeli potansiyeller:

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \left[ \frac{e}{(1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})R} \right]_g, \quad \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \left[ \frac{e\boldsymbol{\beta}}{(1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})R} \right]_g \quad (2.1)$$

olarak verilmektedir[1]. “g” indisi,  $\Phi$  skaler ve  $\mathbf{A}$  vektör potansiyellerinin gecikmeli zamanda ( $t' = t - r/c$ ) hesaplanması gerektiğini belirtir.  $\mathbf{q}(t)$  parçacığın yörüngesi olmak üzere,  $R = |\mathbf{q}(t') - \mathbf{r}(t)|$  parçacığın konumundan gözlem noktasına uzaklığını ve  $\mathbf{n}$  gecikmeli zamanda parçacığın doğru ve yönünü göstermektedir (Şekil 2.1). Gecikmeli potansiyelleri kullanılmadaki amaç, gözlem noktasındaki alanların parçacığın önceki hareketinin bir sonucu olarak ortaya çıktığını hesaba katmaktır.



Şekil 2.1:  $\mathbf{q}(t)$  yörüngesinde giden parçacığın,  $\mathbf{O}$  gözlem noktasında yarattığı elektrik ve manyetik alanlar gecikmeli zaman  $t'$  kullanılarak hesap edilir.



Gecikmeli potansiyelleri kullanarak,  $\dot{\beta}$  parçacığın ivmesi olmak üzere gecikmeli alanlar:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \left[ \frac{e(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta})}{\gamma^2 (1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})^3 R^2} + \frac{e \mathbf{n} \times ((\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}})}{c (1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})^3 R} \right]_{\mathbf{g}}, \quad (2.2)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = [\mathbf{n} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)]_{\mathbf{g}}$$

bulunur[1]. Burada  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$  Lorentz çarpanıdır. (2.2)'de elektrik alanını oluşturan iki terimden birincisi “hız alanı”, ivme terimini içeren ikincisi ise “ivme alanı” olarak adlandırılır.

### 2.1.2. Toplam Işıma ve Işımanın Açısal Dağılımı

Poynting vektörü elektrik ve manyetik alanlar kullanılarak:

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) \quad (2.3)$$

olarak tanımlanmaktadır. Poynting vektörünün boyutu (enerji/alan×zaman)'dır ve hesaplandığı noktadaki enerji akışını ifade eder. Poynting vektörünün kapalı bir yüzey üzerinden integrali alındığında, birim zamanda yayınlanan enerji, yani güç bulunur:

$$P(t) = \int_{\mathbf{Y}} \mathbf{S} \cdot d\mathbf{a} = \frac{c}{4\pi} \int_{\mathbf{Y}} (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{a}. \quad (2.4)$$

Bir kaynağın enerji yayınlanması ışımaya gerçekleştiğine göre, toplam ışımayı böylece bulabiliriz. Göreceli hızlarda hareket eden parçacığın gerçekleştirdiği toplam ışımayı bulmak için, Poynting vektörü tanımında kullanılan elektromanyetik alanlar yerine, gecikmeli zamanda hesap edilen karşılıklarını kullanmak yeterlidir.

(2.2)'de verilen gecikmeli alanlar kullanılarak (2.4) integrali hesap edildiğinde, göreceli hızlarda hareket eden yüklü parçacığın ışımada ortaya çıkan toplam güç:

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c} \gamma^6 [(\dot{\boldsymbol{\beta}})^2 - (\boldsymbol{\beta} \times \dot{\boldsymbol{\beta}})] \quad (2.5)$$

bulunur[1]. Işınan toplam gücü veren bu ifade özellikle yüklü parçacık ivmelendiricilerinde uygulama alanı bulur ve enerji korunumu açısından önemlidir.

Toplam ışınım hesabı enerji korunumu açısından önemli olmakla beraber, bir yere kadar aydınlatıcıdır; ışınımın karakteriyle ilgili bilgi vermez. Bunun için gücün frekans dağılımına  $dP(t)/d\omega$  veya açısal dağılımına  $dP(t)/d\Omega$  bakmamız gerekir.

Işımanın açısal dağılımını bulmak için Poynting vektörünün radyal bileşeni, (2.2)'de verilen gecikmeli alanlar kullanılarak:

$$[\mathbf{S} \cdot \mathbf{n}]_g = \frac{e^2}{4\pi c} \left[ \frac{1}{R^2} \left| \frac{\mathbf{n} \times ((\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}})}{(1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})^3} \right|^2 \right]_g \quad (2.6)$$

elde edilir[1].  $\mathbf{S} \cdot \mathbf{n}$  bir gözlem noktasında  $t$  zamanında, yüklü parçacık tarafından  $t'$  zamanında yayınlanan ışınım sonucunda, birim zamanda, birim alan başına gözlemlenen enerji miktarını verir. Bu ifadeden yararlanarak birim katı açı başına, parçacığın kendi zamanında yayınlanan güç miktarı:

$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = R^2 (\mathbf{S} \cdot \mathbf{n}) \frac{dt}{dt'} = R^2 (\mathbf{S} \cdot \mathbf{n}) (1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta}) \quad (2.7)$$

bulunur. Bu ifade, gözlem noktası yeteri kadar uzakta (2.6)'da verilen Poynting vektörü yardımıyla gücün açısal dağılımını verir[1]:

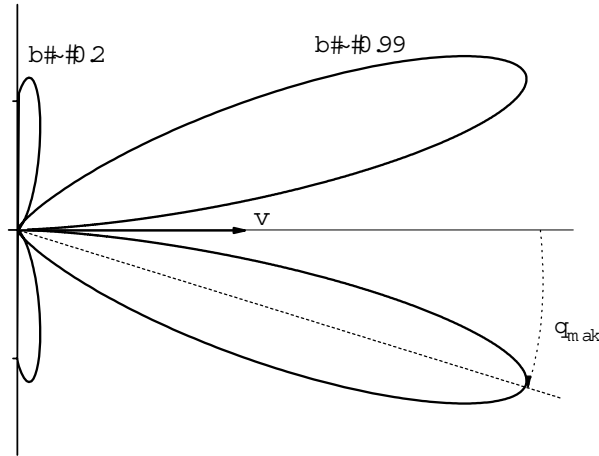
$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi c} \frac{|\mathbf{n} \times ((\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}})|^2}{(1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})^5}. \quad (2.8)$$

Işımanın açısal dağılımı düşük hızlar ve göreceli hızlar için birbirinden farklıdır. Düşük hızlarda parçacık hareketine dik doğrultularda ışınım yaparken göreceli hızlarda hareketi doğrultusunda ışınım yapar. (2.8)'de pay terimi ivmeyle hız arasındaki ilişkiye bağlıyken, payda terimi yalnızca referans sistemlerinin Lorentz ötelemesine uğramasını (gecikmeli zamanda hesap) ifade eder ve ışınımın açısal dağılımından bağımsızdır. Bu nedenle çok yüksek göreceli hızlarda ivmeyle hız arasındaki açı gerçekleşen foton dağılımında belirleyici olmaz.

Basit ama açıklayıcı bir örnek olarak hız ve ivmenin paralel olduğu durum için  $dP(t')/d\Omega$  dağılımını hesap ederek:

$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{e^2 \dot{v}^2}{4\pi c^3} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^5} \quad (2.9)$$

buluruz[1].  $\beta \rightarrow 1$ 'e yaklaştığında ışımının yoğunluğu artar ve dağılımın en yoğun olduğu bölge  $\theta_{\text{mak}} \rightarrow 1/2\gamma$  açısıyla belirlenen koni olur. Göreceli hız limitinde açının kare ortalama kökü  $\theta_{\text{KOK}} = 1/\gamma = mc^2/E$  ile hesaplanır. Şekil 2.2'de, (2.9)'da verilen ışıma dağılımının iki ayrı hız değeri için  $\theta$  açısı değişkenine göre değişimi yer almaktadır. Şekil 2.2'de görüldüğü gibi, ışımının açısal dağılımı parçacığın hızı tarafından belirlenir.  $\beta \sim 0.2$  olduğunda, 100KeV/c momentuma sahip elektronlar için,  $\theta_{\text{mak}} \sim 88^\circ$  derece olurken;  $\beta \sim 0.99$  olduğu durumda, 100MeV/c momentuma sahip elektronlar için açı  $\theta_{\text{mak}} \sim 4^\circ$  dereceye kadar düşer. Yaptığımız deneyde 180GeV enerjili pozitronlar kullandığımız için açısal dağılımın pratik olarak yalnızca hareket doğrultusunda ( $\theta_{\text{mak}} \sim 0^\circ$ ) olduğunu söyleyebiliriz. Ayrıca ivmenin (dışarıdan uygulanan elektrik alanın) hıza göre doğrultusu belirleyici olmadığı için daha detaylı hesaplara girmemize gerek olmayacaktır.



Şekil 2.2: Grafik, göreceli harekette hız ve ivme birbirine paralel olduğunda gerçekleşen açısal dağılımı iki  $\beta$  değeri için göstermektedir. Burada  $\beta \sim 0.99$  için hesaplanan eğri  $10^6$  defa küçültülmüştür. Bu nedenle açılar ölçekli değildir! (Grafik, Denklem (2.9)'da verilen açısal dağılım ifadesinin MathCad uygulamasıdır.)

### 2.1.3. Işımanın Frekans Dağılımı

Işımanın frekans (enerji) dağılımını bulmak için gücün zaman üzerinden integrali alınabilir. Gücün açısal dağılımını kullanarak integralini alırsak açı bilgisini de kaybetmemiş oluruz. Birim katı açığa yayınlanan gücün genel tanımı:

$$\frac{dP(t)}{d\Omega} = \frac{c}{4\pi} |RE|_g^2 \quad (2.10)$$

kullanılarak, enerji dağılımı:

$$\frac{dW}{d\Omega} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dP(t)}{d\Omega} dt \quad (2.11)$$

bulunur[1]. Burada  $W$  toplam enerjidir. Dolayısıyla bu denklem enerjinin açısal dağılımını verir. Enerji (frekans) dağılımını bulmak için  $(\omega, t)$  değişkenleri arasında Fourier dönüşümü yapmamız gerekir. Bunun için

$$F(t) = \left( \frac{c}{4\pi} \right)^{1/2} [RE]_g \quad (2.12)$$

tanımlanarak Fourier dönüşümü yapıldığında  $F(\omega)$  elde edilir. Frekansın negatif değerlerinin fiziksel bir anlamı bulunmadığından integral aralığını değiştirerek:

$$\frac{dW}{d\Omega} = \int_0^{\infty} |F(\omega)|^2 d\omega = \int_0^{\infty} \frac{d^2 I(\omega, \mathbf{n})}{d\omega d\Omega} d\omega \quad (2.13)$$

bulunur. (2.13) ifadesiyle tanımlanan  $I(\omega, \mathbf{n})$  birim katı açı başına birim frekans aralığında yayınlanan enerjiyi verir. Enerjinin açığa ve frekansa bağlı dağılımını  $I(\omega, \mathbf{n})$  fonksiyonunu kullanarak inceleyeceğiz. (2.12)'de tanımlanan  $F(t)$  fonksiyonunda Fourier dönüşümü açık olarak yapıldığında:

$$\frac{d^2 I}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathbf{n} \times [(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}]}{(\mathbf{1} - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})^2} \exp[i\omega(t - \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t)/c)] dt \right|^2 \quad (2.14)$$

elde edilir. Burada integralin üstel olmayan bölümü (ivme alanı) tam diferansiyel olarak yazılabilir:

$$\frac{\mathbf{n} \times [(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}]}{(1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})^2} = \frac{d}{dt} \left[ \frac{\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \boldsymbol{\beta})}{1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta}} \right]. \quad (2.15)$$

İvme alanının tam diferansiyel olması kullanılarak, (2.14)'te verilen ifadedeki integrale parçalı integrali alma tekniği uygulanırsa:

$$\frac{d^2 I}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \omega^2}{4\pi^2 c} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \boldsymbol{\beta}) \exp[i\omega(t - \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t)/c)] dt \right|^2 \quad (2.16)$$

elde edilir[1]. Böylece göreceli hızlarda hareket eden yüklü bir parçacığın herhangi bir ivmelendirici alanda gerçekleştirdiği ışımının, açıya ve frekansa bağlı dağılımını bulmuş olduk. Klasik yorumla elde edilmiş, fakat göreceli hızlarda da geçerli olan bir ışım dağılımını elde ettik.

## 2.2. FRENLEME IŞIMASI

Frenleme ışması, bütün yüklü parçacıklar için sahip oldukları enerjiyi yitirmenin yollarından biridir. Frenleme ışmasına yüklü parçacıklar için “sürtünme kuvveti” de diyebiliriz.

### 2.2.1. Frenleme Işımasının Klasik Yorumu

Frenleme ışması yüklü parçacığın çekirdeğin Coloumb alanıyla etkileşmesinin bir sonucudur. (2.16)'yı elde ederken ivmeli hareket eden parçacık yükünün kendisini elektrik ve manyetik alanların kaynağı olarak ele almış, fakat ivmenin, yani dışarıdan etki eden kuvvetin kaynağını belirtmemiştik.  $Z$  atom numaralı çekirdeğin Coloumb alanında hareket eden parçacık için denklemdaki  $e^2$  yerine  $Z^2 e^2$  yazmamız ivme alanını ve ışım dağılımını belirlemek için yeterli olacaktır.

Işımanın frekans dağılımı ve açısal dağılımı (2.16)'dan hareketle,  $\mathbf{k} = n\omega/c$  dalga vektörü ve  $d\mathbf{r}/c = \beta dt$  olmak üzere:

$$\frac{d^2 I}{d\Omega d\omega} = \frac{Z^2 e^2 \omega}{4\pi^2 c^2} \left| \int \mathbf{k} \times d\mathbf{r} \exp[i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}(t))] \right|^2 \quad (2.17)$$

olarak verilmektedir[13].

Işıma dağılımını elde etmek için (2.17) ifadesindeki integralin bazı yaklaşıklıklar yapılarak alınması gerekir. Göreceli hızda hareket eden parçacığın çekirdeğin elektrik alanında hızını aniden değiştirdiği kabul edilir. Bu kabulle integralin başlangıç ve sonuç durumlarına karşılık gelen iki parçaya ayrılması mümkün olur. Yayınlanan ışımının enerjisi klasik yaklaşıklıkta parçacığın enerjisinden oldukça küçüktür ( $\hbar\omega/E \ll 1$ ). Bu durumda (2.17) ifadesinde yer alan üstel faktör  $\sim 1$  olur ve integral kolayca alınır. Başlangıçta  $\mathbf{v}_1$  hızına sahip parçacık etkileşim sonrasında  $\mathbf{v}_2$  hızına sahip olduğunda (2.17) integralinin sonucu:

$$\frac{d^2 I}{d\Omega d\omega} = \frac{Z^2 e^2}{4\pi^2 c^3} \left| \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{v}_1}{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_1 - |\mathbf{k}| c} - \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{v}_2}{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_2 - |\mathbf{k}| c} \right|^2 \quad (2.18)$$

olur[9]. Göreceli hızda hareket eden parçacığın ( $\gamma \gg 1$ ) yayınladığı ışımının yönüyle, parçacığın hızı arasındaki açı ( $\theta_\gamma$ ) için küçük açı yaklaşıklığı yapıldığında  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = w(1 - 1/2\gamma^2)(1 - \theta_\gamma^2/2)$  ve  $\mathbf{k} \times \mathbf{v} = |\mathbf{k}| |\mathbf{v}| \theta_\gamma$  olacağından klasik yaklaşıklık çerçevesinde elde edilen frenleme ışımının açısal dağılımı:

$$\frac{d^2 I}{d\Omega d\omega} = \frac{Z^2 e^2 \gamma^4 |\Delta \mathbf{v}|^2}{\pi^2 c^3} \frac{(1 + \gamma^4 \theta_\gamma^4)}{(1 + \gamma^2 \theta_\gamma^2)^4} \quad (2.19)$$

bulunur. Burada  $\Delta \mathbf{v} = \mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2$  hız farkıdır.  $q = \gamma m |\Delta \mathbf{v}|$  elektronun momentumunun büyüklüğündeki değişim olmak üzere,  $d\Omega$  üzerinden integral alındığında, belli bir frekansın birim civarındaki toplam ışıma yoğunluğu bulunur[9]:

$$\frac{dI}{d\omega} = \frac{2Z^2 e^2 q^2}{3\pi m^2 c^3} \quad (2.20)$$

Klasik yorumla elde edilen frenleme ışımasında son adım budur. Bundan sonrasında yarı klasik denen ve kuantum kuramının ilk evrelerinde geliştirilen fakat, verdiği yaklaşık sonuçlar doğrudan fizik yorumlarına olanak sağladığı için, hâlâ kullanışlı olan fikirlerle devam edilebilir. Işıma yoğunluğunun frekans dağılımından, frenleme tesir kesitine geçmek için elastik saçılma tesir kesiti[1], (2.20)'yle çarpılarak düzenlendiğinde:

$$\frac{d\sigma_{KL}}{dk} = \frac{16Z^2 \alpha r_e^2}{3k} \int_{q_{min}}^{q_{mak}} \frac{dq}{q} \quad (2.21)$$

elde edilir[13]. Burada  $\alpha$  ince yapı sabiti ve  $r_e$  klasik elektron yarıçapıdır.  $k = \hbar\omega = \hbar|k|/c$  bundan sonrasında foton enerjisini temsil edecektir. Son adımda kullanılan  $\hbar$ , alan yoğunluğundan foton sayısına geçmemize olanak sağlar. Yarı klasik yaklaşıktaki integralin değeri olan  $\ln(q_{mak}/q_{min})$  büyüklüğü yapı çarpanı olarak adlandırılır.

Maksimum ve minimum momentum aktarımı, yaklaşım değişkeninin minimum ve maksimum değerlerine karşılık gelir. Çıplak bir çekirdek için minimum yaklaşım değişkeni Compton dalga boyu uzunluğunda  $\lambda_e = \hbar/mc = 3.8 \times 10^{-13} \text{m}$  ve  $q_{mak} = 2mc$  olur. Fakat çekirdeğin çevresinde genelde çekirdek yükünü perdeyen elektronlar vardır. Bu durumda maksimum yaklaşım değişkeni Thomas-Fermi atomik yarıçapı kadardır ( $a = 0.8Z^{-1/3} a_0$ , Bohr yarıçapı  $a_0 = \hbar^2/me^2 = 5.3 \times 10^{-9} \text{m}$ ). Bu değerleri kullanarak integrali yerine yazarsak:

$$\frac{d\sigma_{KL}}{dk} = \frac{16Z^2 \alpha r_e^2}{3k} \ln(2.5Z^{-1/3} / \alpha) \quad (2.22)$$

buluruz. Yarı klasik yaklaşımın detayları için S. Klein'in değerlendirme makalesine bakılabilir[13].

### 2.2.2. Frenleme Işımasının Kuantum Hesabı

Bundan sonrasında yazılışları yalınlaştırmak amacıyla, kuantum alanları kuramlarında yapıldığı üzere, operatör alanlarının koyu harflerle gösterilmesi alışkanlığımı terk ediyoruz.  $x$  ile  $(t, \mathbf{x})$  4-lü uzay-zaman vektörünü gösteriyoruz.

Göreceli hızlara sahip elektronun çekirdeğin elektrik alanında hareketi Dirac denklemi kullanılarak hesap edilir. Burada, klasik ve yarı klasik hesaptan en önemli fark, elektron ve artık yayınlanan foton diyebileceğimiz ışımanın spin değerlerinin, ayrıca çekirdek alanının kuantalaşmış durumunun hesaba katılması, yani kısaca kuantum alan kuramı yardımıyla yapılmasıdır.

Kuantum elektrodinamiğinde (KEDİ) yüklü parçacığın elektrik alanla etkileşim hamiltonyeni:

$$H_{\text{Etk}} = e \bar{\psi}(x) \gamma_{\mu} \psi(x) A^{\mu}(x) \quad (2.23)$$

ile verilir[14]. Burada  $\psi$  ile  $\bar{\psi}$  Dirac spinörü ve eşleniğini,  $\gamma_{\mu}$  Dirac matrislerini ve  $A^{\mu}$  elektromanyetik alan potansiyelini belirtir.  $\mu$  dördümlü indistir. Etkileşim noktasal olarak (tek bir noktada) gerçekleşir ve buna yerel karakter denir.

Kuantum hesabında klasik hesapta yapıldığı gibi adım adım ilerlemek, etkileşim hamiltonyeninden hareketle tesir kesitini hesap etmek oldukça kapsamlı bir iştir. Bunun yerine sonuçtan başlayarak atlanan adımları anlatmak mümkündür.

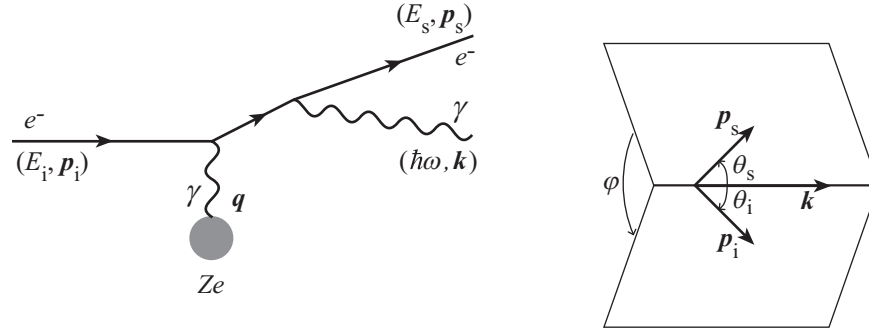
Elde edeceğimiz frenleme ışıması tesir kesitini ilk olarak Bethe ve Heitler 1934 yılında hesaplamıştır[16]. Kinematığı Şekil 2.3’de verilen değişkenlerle hesaplanan tesir kesiti şöyledir[3]:

$$\begin{aligned} d\sigma_{\text{BH}} = & \frac{Z^2 \alpha^3}{4\pi^2} \frac{p_s}{p_i q^4} \frac{dk}{k} d\Omega_{\gamma} d\Omega_e \\ & \times \left\{ \frac{p_s^2}{(E_s - p_s \cos \theta_s)^2} (4E_i^2 - q^2) + \frac{p_i^2 \sin^2 \theta_i}{(E_i - p_i \cos \theta_i)^2} (4E_s^2 - q^2) \right. \\ & + 2\omega^2 \frac{p_i^2 \sin^2 \theta_i + p_s^2 \sin^2 \theta_s}{(E_s - p_s \cos \theta_s)(E_i - p_i \cos \theta_i)} \\ & \left. - 2(4E_i E_s - q^2 + 2\omega^2) \frac{p_i p_s \sin \theta_i \sin \theta_s \cos \varphi}{(E_s - p_s \cos \theta_s)(E_i - p_i \cos \theta_i)} \right\} \end{aligned} \quad (2.24)$$

Burada momentum değerleri ifade ettikleri vektörlerin büyüklüğüdür ve kısaltma olarak  $q = |\mathbf{p}_s + \mathbf{k} - \mathbf{p}_i|$  kullanılmaktadır. Katı açı diferansiyelleri  $d\Omega_{\gamma} d\Omega_e$  foton ve elektronun



saçılma açılarına karşılık geliyor. Spin değerleri üzerinden ortalama alınmış durumdadır. Deneyde pozitron hüzmesini aynı spin durumlarında hazırlamadığımız ve fotonun spin değerlerini (kutuplanmasını) ölçmediğimiz için spin değerleri üzerinden alınmış bu ortalama değer bu çalışma kapsamında yeterlidir.



Şekil 2.3: Elektronun çekirdeğin Coloumb alanında foton yayınlarken saçılması (frenleme ışınması). Soldaki şeklin (2.24)'de kullanılan kinematik değişkenleri sağda veriliyor.

Fotonun ve elektronun saçılma açıları üzerinden integral alıp, klasik tartışmada olduğu gibi perdeleme etkilerinin[3] kuantum hesabını da ekleyince karşımıza daha sade bir sonuç çıkar[13]:

$$\frac{d\sigma_{\text{BH}}}{dk} = \frac{4Z^2 \alpha r_e^2}{3k} \left( y^2 + 2[1 + (1 - y)^2] \right) \ln(183Z^{-1/3}) \quad (2.25)$$

Burada  $y = k/E = \hbar\omega/E$ , yayınlanan fotonun enerjisinin gelen elektronun enerjisine oranıdır. Klasik tesir kesitini (Denklem (2.22)) hesap ederken yayınlanan foton enerjisinin küçük olduğunu varsaymıştık ( $y \ll 1$ ). Kuantum hesabı ise  $y$  değerinin bütün aralığı için geçerlidir ( $y \leq 1$ ). Klasik yaklaşımla elde edilen sonuçla kuantum çerçevesinde bulunan sonuç, perdeleme çarpanı için elde edilen fark haricinde,  $y \rightarrow 0$  için aynı değerlere sahiptir.

Bununla beraber, hem (2.25) hem de (2.22) denklemleri için şu problem vardır: Küçük foton enerjileri için  $y \rightarrow 0$ 'a giderken her iki paydada yer alan  $k$  nedeniyle tesir kesiti sonsuz olmaktadır! Küçük foton enerjilerinde karşılaşılan bu sınırsızlık durumuna fizik edebiyatında *kırmızıaltı patlama* denir. Durumu ve kuantum hesaplamayı bu nedenle biraz daha yakından tetkik etmek gerekir.

### 2.2.3. Tesir Kesiti Hesabı

Frenleme ışınmasını, Şekil 2.3'te verildiği gibi, elektron-foton ( $p_i q \rightarrow p_s k$ ) saçılması olarak ele alabiliriz. Elektronun alan fotonuyla oluşturduğu başlangıç durumunu  $\psi_i$  ve saçılma sonrasındaki foton-elektron sistemi için sonuç durumunu  $\psi_s$  ile ifade edelim. Kuantum alan kuramında birinci durumdan ikinci duruma geçiş,  $\langle \psi_i | S | \psi_s \rangle$  matris elemanı ile verilir[4]. Burada  $S$  matrisi açılımıyla:

$$\langle \psi_i | S | \psi_s \rangle \rightarrow \langle \psi_i | M | \psi_s \rangle + (\text{Yüksek mertebeden terimler})$$

yazıldığında, Fermi altın kuralına göre ilk durumdan son duruma geçiş oranı:

$$\text{Geçiş Oranı} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \psi_i | M | \psi_s \rangle|^2 \times \text{Sonuç Durum Yoğunluğu}$$

olmaktadır[5]. Saçılmalar için geçiş oranı, tesir kesitine karşılık gelir.

Tesir kesiti, kütle merkezi referans sisteminde herhangi bir ( $p_1 p_2 \rightarrow p_3 p_4$ ) saçılması için, sonuç durum yoğunluğuyla beraber genel olarak:

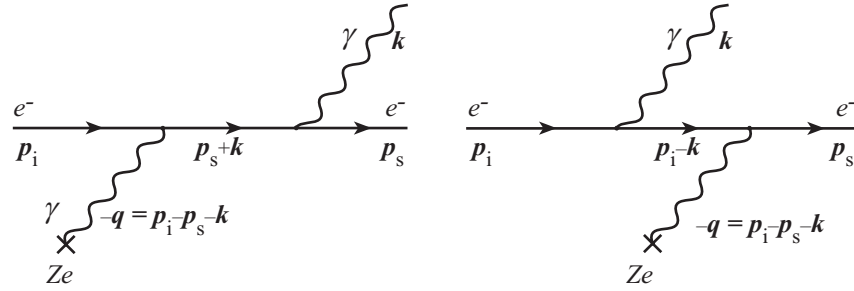
$$d\sigma = |M_{is}|^2 \frac{\hbar^2}{4((p_1 \cdot p_2)^2 - (m_1 m_2 c^2)^2)^{1/2}} \left( \frac{cd^3 p_3}{(2\pi)^3 2E_3} \right) \left( \frac{cd^3 p_4}{(2\pi)^3 2E_4} \right) \times (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) \quad (2.26)$$

verilmektedir[5]. Dolayısıyla tesir kesiti hesabının tamamlanması için  $M_{is}$  matris elemanı hesaplanmalıdır. Tarihteki gelişimi bir yana, matris elemanı hesabı Feynman çizenekleri kullanılarak yapılabilir[5]. Frenleme ışınması için en düşük mertebe Feynman çizenekleri Şekil 2.4'te veriliyor.

Şekil 2.4'teki (a) ve (b) çizimlerinin her biri bir matris elemanına karşılık gelmektedir. Feynman çizimlerinin hangi kurallarla hesaplandığı bütün KEDİ kitaplarında bulunabilir[2-5]. Kurallar uygulanarak ( $p_i q \rightarrow p_s k$ ) saçılması için iki çizimeğin toplamı:

$$M_{is} = -i\hbar c \alpha \cdot \bar{u}(p_s) \left[ \not{\epsilon}(k) \frac{\not{p}_s + \not{k} + m}{2p_s k} A_e(q) + A_e(q) \frac{\not{p}_i - \not{k} + m}{-2p_i k} \not{\epsilon}(k) \right] u(p_i) \quad (2.27)$$

bulunur[4]. Burada  $u$  elektronlar için Dirac spinörünü,  $\epsilon$  foton kutuplanmasını,  $A^\mu$  elektromanyetik alanı göstermektedir. Feynman bölüsü  $\not{a} = a_\mu \gamma^\mu$  olarak tanımlanmaktadır.



Şekil 2.4: Frenleme ışınımını ifade eden en düşük mertebeden Feynman çizimlerini.

(2.27) en düşük mertebeden Feynman çizimlerinin verdiği matris elemanlarının toplamıdır. Mertebeye çizimdeki köşe sayısı ile belirlenir. Birinci mertebeden (tek köşe) çizimlere kendi başlarına (enerji ve momentum korunumunu sağlamadığı için) izin verilmez. Fakat bu tek köşeleri birbirine kurallara uyararak ekleyip ( $p_i q \rightarrow p_s k$ ) saçılmasının daha yüksek mertebelerden çizimlerini bulabiliriz. Böylece herbiri aynı saçılmaya katkı yapan yüzlerce çizim elde edilebilir. Fakat her köşe, tesir kesiti hesabında yeni bir  $\alpha^2$  ( $= 1/137^2$ ) çarpanıyla geldiği için yüksek mertebelerin katkısı sınırlı olur. Tedirgeme kuramı yardımıyla açılımı elde edilen  $S$  matrisinin elemanlarıyla Feynman çizimleri birebir örtüşür. En düşük mertebeye çizimler,  $S$  matris açılımının ilk terimine karşılık gelir.

Matris elemanı hesabında son olarak elektronun spin değerleri ve foton kutuplanmaları üzerinden ortalama alınarak Bethe-Heitler tesir kesiti (Denklem (2.25)) bulunur.

#### 2.2.4. Işıma Uzunluğu

Frenleme ışımalarının kuantum hesabı detaylarına girilmeden, ana omurgası itibariyle önceki kısımlarda aktarıldı. Elde edilen Bethe-Heitler tesir kesiti (Denklem (2.25)) ise kuantum teorisi çerçevesinde yapılan kesin bir hesap olarak değil, deneysel araştırma için iyi bir yaklaşıklık olarak değerlendirilmelidir. Daha yakın zamanlarda yapılan çalışmalarda Bethe-Heitler tesir kesiti:

$$\frac{d\sigma_{\text{BH}}}{dk} = \frac{4\alpha r_e^2}{3k} \left[ (y^2 + 2[1 + (1-y)^2]) \times \left( (Z^2(F_{\text{elas}} - f) + ZF_{\text{inelas}}) + (1-y)\frac{Z^2 + Z}{3} \right) \right] \quad (2.28)$$

olarak hesaplanmaktadır[45]. Burada çekirdek alanıyla etkileşimden kaynaklanan elastik yapı çarpanı  $F_{\text{elas}} = \ln(183Z^{-1/3})$  dışında, ortamdaki elektronlarla etkileşimden kaynaklanan elastik olmayan (inelastik) yapı çarpanı  $F_{\text{inelas}} = \ln(1194Z^{-2/3})$  ve  $f$  ışınım düzeltmeleri hesaba dahil edilmektedir.

Tesir kesiti birim enerji aralığına düşen çarpışma sayısı olduğundan, yol başına ortalama enerji kaybı, Bethe-Heitler tesir kesitinin (Denklem (2.25)) bütün enerjiler üzerinden integrali alınarak hesap edilebilir:

$$-\frac{dE}{dx} = n \int_0^{E_i} \hbar\omega \frac{d\sigma_{\text{BH}}}{d\hbar\omega} d\hbar\omega = E_0 4n\alpha r_e^2 Z^2 \ln(183Z^{-1/3}) . \quad (2.29)$$

Burada  $n$  ortamdaki atom yoğunluğudur. (2.29) ifadesinde sabitler ve ortama bağlı değişkenler bir arada uzunluk boyutuna sahiptir. Bundan yararlanılarak **ışım uzunluğu**:

$$X_0 = \left[ 4n\alpha r_e^2 Z^2 \ln(183Z^{-1/3}) \right]^{-1} \quad (2.30)$$

olarak tanımlanır. Işıma uzunluğu elektronun başlangıç enerjisinin  $1/e$  oranına kadar düştüğü ortalama uzunluğu vermektedir. Diğer bir gösterimle  $E_i$  elektronun ilk enerjisi ve  $x$  ortamda katettiği yol olmak üzere  $E(x) = E_i \exp(-x/X_0)$  bağıntısı ışıma uzunluğu tanımı için kullanılabilir. Elektron herhangi bir ortamda enerjisini üstel olarak kaybetmekte ve ışıma uzunluğu ortama ait bir değişken olarak enerji kaybı karakterini belirlemektedir.

Işıma uzunluğu kullanılarak Bethe-Heitler tesir kesiti (Denklem (2.25)) yeniden düzenlendiğinde:

$$\frac{d\sigma_{\text{BH}}}{dk} = \frac{1}{3nX_0k} \left( y^2 + 2[1 + (1-y)^2] \right) \quad (2.31)$$

elde edilir ( $k = \hbar\omega$ ,  $y = k/E$ ).

(2.28) ifadesinde yer alan, kuantum hesaplarının detaylarından gelen küçük düzeltmeler, (2.30)'da tanımlanan ışıma uzunluğuna ( $X_0$ ) dahil edilerek, (2.31)'de verilen Bethe-Heitler tesir kesitinin şekli korunur. Işıma uzunluğu tabloları[46] bilinen bütün kuantum düzeltmeleri kapsar. Bu özellikleriyle ışıma uzunluğu ışıma enerjisi ölçümünün birimi olarak kullanılmaktadır. Bazı atomlar için bu değerler ileride Tablo 2.1'de verilmektedir.

### 2.2.5. Frenleme Işıması Hesapları ve Ölçümü

Önceki kısımlarda kırmızıaltı patlama konusuna değinilmişti. Işıma tesir kesitinde paydada yeralan foton enerjisi  $k$ , dağılımı çok küçük foton enerjileri için sonsuza götürüyordu. Tesir kesiti için verilen (2.31) denkleminde de aynı durum geçerlidir.

Kuramsal olarak kırmızıaltı patlama problemi fotona ihmal edilebilecek kadar bir kütle verilerek aşılabilir. Bu yöntemde gözlemlenen değerleri elde etmek için, hesap sonrasında foton kütlesi sıfıra götürülerek limit alınır. Diğer bir görüş fiziksel ölçümle ilgilidir. Herhangi bir dedektörün belli bir çözünürlüğü vardır ve çözünürlük hiçbir zaman sıfır olamaz. Dolayısıyla çözünürlükle sınırlandırıldığı için kırmızıaltı patlama gözlenemez ve bir problem olarak değerlendirilemez.

Deneyde yapılan ölçümler küçük bir enerji aralığına ( $d\hbar\omega$ ) düşen fotonların sayısını ( $dN$ ) gözlemlemek üzerine kuruludur.  $\Delta t$  hedef kalınlığı,  $n$  hedefin atom yoğunluğu olmak üzere:

$$\frac{dN}{d\hbar\omega} = n\Delta t \frac{d\sigma_{\text{BH}}}{d\hbar\omega} \quad (2.32)$$

denkliğiyle kaydedilen foton sayısı, tesir kesitine bağlanır.

Frenleme ışınması haricinde elektron herhangi bir ortama girdiğinde enerjisini iyonizasyon, pozitronlarla etkileşerek yok olma gibi olaylarla da kaybedebilir. Bununla beraber deneyde GeV mertebesindeki enerjiler söz konusu olduğu için, bu tip eV mertebesindeki olaylar tamamen ihmal edilmektedir.

### 2.3. OLUŞUM UZUNLUĞU

Frenleme ışınması hesabında kullanılan etkileşim hamiltonyeni

$$H_{\text{Etk}} = e\bar{\psi}(x)\gamma_{\mu}\psi(x)A^{\mu}(x) \quad (2.23)$$

olarak verilmişti. Hamiltonyenin yerel karakterde olduğuna,  $x$  noktasındaki bir akımın (hareketli yükün) aynı noktadaki elektromanyetik  $A^{\mu}(x)$  alanıyla etkileştiğine değinilmişti.

Frenleme ışınması tesir kesitinin yerel etkileşim hamiltonyeniyle hesap edilmesine rağmen, foton ışınması (klasik dilde yayınlanan dalga) uzay-zamanın tek bir noktasında değil, belli bir bölgesinde gerçekleşir (oluşur). Işımanın gerçekleştiği uzay-zamanın işte bu uzunluğuna **oluşum uzunluğu** denir.

Oluşum uzunluğu birçok elektromanyetik olayda önem kazanmaktadır: Çift oluşumu, manyetik frenleme ışınması, geçiş ışınması, Čerenkov ışınması, eşzaman ışınması ve frenleme ışınması bunlardandır[13]. Oluşum uzunluğu hem klasik hem de kuantum fiziği çerçevesinde yapılan hesaplarda karşımıza çıkar. İlk olarak Landau ve Pomeranchuk tarafından 1952 yılında öngörülmüştür[17]. Birden fazla yorumu bulunmaktadır. Bu yorumlara göre oluşum uzunluğu:

- Birden fazla etkileşimin genliklerinin aynı-yönlü (coherent) toplanabildiği mesafedir.
- Alanla etkileşimi sağlayan sanal fotonun dalga boyudur.
- Etkileşimden çıkan foton ve yüklü parçacığın ayırdelebilmesinin mümkün olduğu mesafedir.

Bu yorumlar klasik yaklaşımlar ve kuantum mekaniği çerçevesindeki yaklaşımlar olarak ele alınabilir. Bunlardan hareketle oluşum uzunluğu hesaplarına daha yakından bakılabilir.

### 2.3.1. Klasik Yaklaşımlar

Oluşum uzunluğu klasik yaklaşım içinde çeşitli yollarla ele alınabilir. Oluşum uzunluğu, ardısira gerçekleşen etkileşimlerdeki bütün elektromanyetik dalgaların:

$$\Phi = \omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}(t) \quad (2.33)$$

ile verilen fazlarının,  $\omega$  foton frekansı,  $\mathbf{k}$  foton dalga vektörü,  $\mathbf{r}(t)$  elektron yörüngesi olmak üzere, aynı-yönlü toplanabildiği mesafedir. Aynı-yönlü toplanabilme koşulu:

$$\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}(t) \sim 1 \quad (2.34)$$

olmaktadır [13]. Buna göre yalıtılmış bir çekirdek çevresinde,  $|\mathbf{k}| = \omega/c$  ve  $l_o$  oluşum uzunluğu olmak üzere, geçen zaman  $t = l_o/c$  olur. Bu sürede  $v$  hızıyla hareket eden yüklü parçacığın aldığı yol  $|\mathbf{r}(t)| = vl_o/c$  bulunur.  $\mathbf{k}$  ve  $\mathbf{r}$  arasındaki açı için küçük açı yaklaşıklığı kullanılarak ( $\cos\theta \sim 1$ ),  $|\mathbf{k}|$ ,  $|\mathbf{r}(t)|$ , ve  $t$  eşitlikleri (2.34)'te yerine konulduğunda:

$$l_o \cong \frac{c}{\omega} \frac{1}{(1 - v/c)} \quad (2.35)$$

bulunur. Aynı-yönlü toplanabilme koşulu oluşum uzunluğu için ölçülebilir büyüklükler cinsinden (2.27)'yi vermektedir. Bu ifade, elektron hızı  $v$  yerine elektron enerjisi  $E$  kullanılarak yeniden düzenlendiğinde:

$$l_o \cong \frac{2E^2}{\omega m^2 c^3} = \frac{2\gamma^2 c}{\omega} \quad (2.36)$$

elde edilir. Oluşum uzunluğu elektronun enerjisinin karesiyle doğru ve yayınlanan fotonun enerjisiyle ters orantılıdır. Düşük enerjili fotonların yayınlanmasında daha uzun oluşum uzunlukları öngörülmektedir.

Oluşum uzunluğu, bir diğer yorumla, elektron ve oluşan fotonun arasındaki mesafenin bir indirgenmiş dalgaboyu kadar açıldığı sürede elektronun aldığı yoldur. Bu yorumun matematik ifadesi:

$$\frac{l_o}{v} = \left( l_o + \frac{\lambda}{2\pi} \right) \frac{1}{c} \quad (2.37)$$

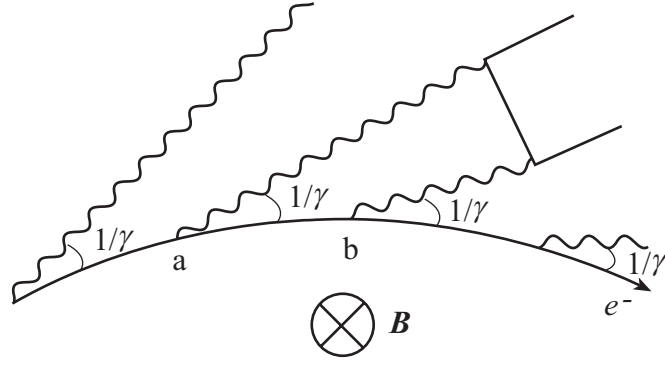
olmaktadır[22]. Bu ifade yüksek elektron hızları için  $(1-v/c) \sim 1/(2\gamma^2)$  yaklaşıklığı kullanılarak düzenlendiğinde (2.36) yeniden elde edilir.

Oluşum uzunluğu, deneysel ölçüm yaklaşımıyla da ele alınabilir. Şekil 2.5'de **B** manyetik alanında elektronun eşzaman ışıması yapması gösterilmektedir. Foton yayınlanma açısı göreceli hızlarda tipik olarak  $1/\gamma$  olduğu için, dedektör  $1/\gamma$  açısından daha küçük bir çözünürlüğe sahip olamayacaktır. Dolayısıyla dedektör, ışmanın a-b arasında yer alan yay (Şekil 2.5) üzerinde hangi noktada gerçekleştiğini tespit edemez. a-b arasındaki yay uzunluğu, fotonun oluşum uzunluğudur ve eğrilik yarıçapı kullanılarak küçük açılar için  $l_o = r/\gamma$  bulunur. Eğrilik yarıçapı  $r = pc/(eB)$  ve eşzaman ivmelendiricisi için tipik frekans  $\omega_s = 3\gamma^3 eB/(2p)$  olduğu için oluşum uzunluğu:

$$l_o \cong \frac{3\gamma^2 c}{2\omega_s} \quad (2.38)$$

bulunur. (2.36) ile (2.38) arasındaki katsayı farkı  $\omega_s$  eşzaman ivmelendiricisi frekansının seçiminden kaynaklanmaktadır[22].





Şekil 2.5: Eşzaman ivmelendiricisinde yayınlanan fotonlar için dedektör çözünürlüğü, foton oluşum uzunluğundan daha hassas olamaz[22].

### 2.3.2. Kuantum Mekanîği Çerçevesinde Yaklaşım

Oluşum uzunluğu hesabı belirsizlik bağıntısı kullanılarak kuantum mekaniği çerçevesinde yapılabilir. Elektronun yayınladığı fotona bağlı olarak enerjisindeki değişim, Şekil 2.3'te verilen kinematik değişkenler kullanılarak,  $E_i - E_s = \hbar\omega$  olur. Bu olay sonucunda çekirdeğe aktarılan momentum ise  $\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_s - \mathbf{k} = \mathbf{q}$  olur. Aktarılan momentumun elektronun  $\mathbf{v}$  hızı yönündeki bileşeni küçük açı yaklaşıklığıyla  $\mathbf{v} \cdot \mathbf{q} \sim v q_{\parallel}$  bulunur. Burada  $q_{\parallel}$  hareket doğrultusunda (doğrusal) aktarılan momentumdur.  $\delta\mathbf{p} = \mathbf{p}_i - \mathbf{p}_s$  olmak üzere, küçük foton enerjileri için  $v\delta p = E_i - E_s = \hbar\omega$  ve dolayısıyla  $vq_{\parallel} = \hbar\omega - \hbar\mathbf{v} \cdot \mathbf{k}$  elde edilir. Göreceli hız için ve küçük açı yaklaşıklığında doğrusal momentum aktarımı:

$$q_{\parallel} = \frac{\hbar\omega}{c} \left( 1 - \frac{v}{c} \cos\theta \right) \quad (2.39)$$

bulunur. Burada küçük  $x$  için  $\sqrt{1-x} \sim 1-x/2$  yaklaşıklığı da kullanılmaktadır. Aktarılan momentum  $q_{\parallel}$  ve oluşum uzunluğu  $l_0$  belirsizlik bağıntısıyla birbirine bağlıdır. Küçük açı yaklaşıklığında ve  $l_0 \sim \hbar/\Delta q_{\parallel}$  kullanıldığında klasik yaklaşımla elde edilen (2.36) bağıntısı tekrar elde edilmektedir[9]. Kuantum mekaniği çerçevesinde yapılan bu hesap, yayınlanan fotonun enerjisi küçük olduğu durumlarda ( $E = E_i$ ;  $k/E = \hbar\omega/E \ll 1$ )

geçerlidir. Yayınlanan foton enerjisi elektronun başlangıç enerjisine yaklaştığında ise ( $k/E \sim 1$ ) etkileşimdeki geri tepme hesaba dahil edilmelidir.

Geri tepmeyi içerecek şekilde foton yayınlanma ve elektron saçılma açısı yüksek enerjiler için ihmal edilip, doğrusal momentum aktarımı:

$$q_{\parallel} = \sqrt{(E/c)^2 - (mc)^2} - \sqrt{((E-k)/c)^2 - (mc)^2} - k/c \quad (2.40)$$

olarak yazılır[13].  $\gamma \gg 1$  için küçük  $x$  yaklaşıklığında doğrusal momentum:

$$q_{\parallel} = \frac{m^2 c^3 k}{2E(E-k)} \quad (2.41)$$

elde edilir ve  $l_o \sim \hbar/\Delta q_{\parallel}$  bağıntısı kullanılarak:

$$l_o = \frac{2\hbar E(E-k)}{m^2 c^3 k} = \frac{2\hbar c \gamma^2 (E - \hbar\omega)}{E\hbar\omega} \quad (2.42)$$

bulunur. Denklem  $k = \hbar\omega \ll E$  için (2.36)'ya yaklaşır; bununla beraber  $k \sim E$  için de geçerlidir[13].

### 2.3.3. Pratik hesap

Oluşum uzunluğu fikri kuşkusuz 1952'de yapılan hesaplardan önce de vardı. Fakat foton yayınlanması için gerekli uzunluğun işlemdeki parçacıkların dalgaboyu mertebesinde veya atomik büyüklüklerde olduğu ve ihmal edilebileceği düşünülmekteydi. Hesap sonucu ortaya çıkan  $\mu\text{m}$  mertebesindeki büyüklükler o zamanlar inanılabilir değildi. Landau ve Pomeranchuk'un öngördüğü bu sürpriz, sonrasında pek çok yeni hesabın yapılmasına olanak sağladı[9].

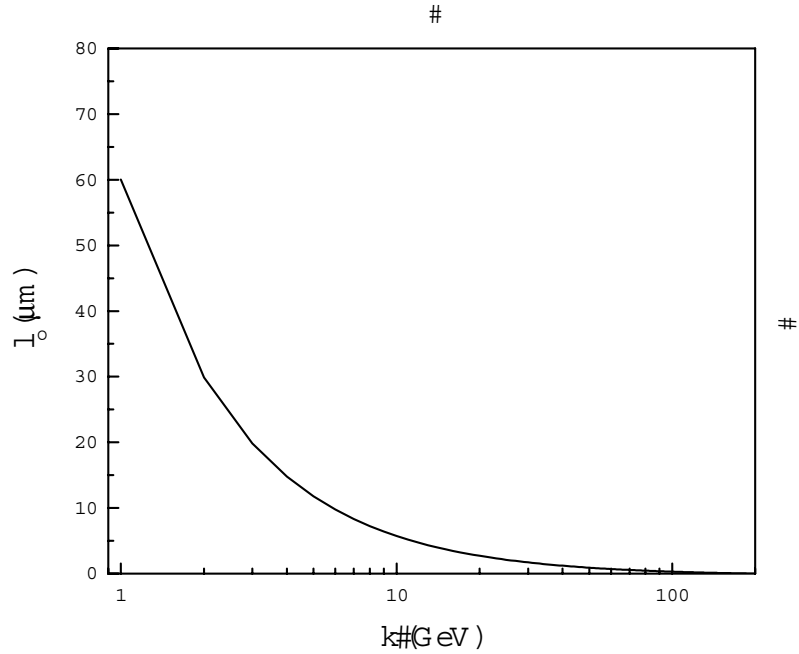
Pratik hesap için (2.42),  $k = \hbar\omega \ll E$  yaklaşıklığında, yeniden düzenlenerek:

$$l_o = \frac{2\hbar c}{k} \cdot \frac{E^2}{E_0^2} \quad (2.43)$$

elde edilir.  $E_0 = mc^2$  elektronun kütlesine karşılık gelen enerjidir.

Örnek olarak 25GeV enerjili bir elektronun 100MeV enerjili bir foton yayınlamasında gerçekleşen oluşum uzunluğunu ele alalım. (2.43) ifadesinde yer alan değişkenler yerine konulduğunda oluşum uzunluğu  $10\mu\text{m}$  bulunur. Bu yaklaşık olarak  $10^5$  atom arası uzaklığa karşılık gelir ve atomik yarıçapla karşılaştırıldığında göz ardı edilemeyecek bir büyüklüktür!

Bu çalışma kapsamındaki deneyde 180GeV'lik pozitronlar kullanıldı. Bu enerjiyle kıyaslanabilir bir değer olarak 200GeV enerjiye sahip elektronun foton yayınlaması örneği seçilebilir. Bu durumda 2GeV enerjili foton yayınlaması için oluşum uzunluğu hesaplandığında, yaklaşık olarak  $30\mu\text{m}$  bulunur. 5GeV ve 10GeV foton enerjileri için foton oluşum uzunluğu sırasıyla  $12\mu\text{m}$  ve  $6\mu\text{m}$  olur. Bu sayılar hedef seçimi değerlendirilirken tekrar ele alınacaktır.



Şekil 2.6: 200 GeV enerjili elektronlar için oluşum uzunluğu. Yayınlanan foton enerjisi küçüldüğü oranda oluşum uzunluğu artmaktadır.

Bulunulan ortam, yani frenleme ışımasının gerçekleştiği madde, oluşum uzunluğu formülünde hesaba doğrudan girmemektedir. Foton oluşum uzunluğu Şekil 2.6'da 200GeV enerjili elektronlar için grafik olarak verilmiştir.

Oluşum uzunluğu yüklü parçacığa aktarılan doğrusal momentum ( $q_{||}$ ) kullanılarak hesaplandı. Herhangi bir dışsal etki aktarılan doğrusal momentumu iki katına çıkarırsa, oluşum uzunluğu yarılanır. Böylece ışımada  $\sim l_0^2$ 'den  $\sim 2(l_0/2)^2$ 'ye düşer; yani yarılanır. Önceki oluşum uzunluğunu oluşturan bölge, birbirinden bağımsız iki ayrı ışımaya bölgesine ayrılmış gibi davranır.

Oluşum uzunluğu hesabı aktarılan momentumun düşey bileşeni üzerinden de ele alınabilir. Bununla beraber  $q_{\perp} \gg q_{||}$  olduğundan[13], düşey oluşum uzunluğu yatay olandan çok çok küçük olur. Bu nedenle düşey oluşum bölgesinde yatay oluşum uzunluğunun ortaya çıkardığı etkiler (sonraki kısımlarda ele alınan) gözlemlenemez.

#### 2.3.4. Ortamın Oluşum Uzunluğuna Etkisi

Oluşum uzunluğu herhangi bir elektromanyetik alanda yüklü parçacığın foton yayınlarken enerjisini değiştirmesi durumunda hesap edildi. Yayınlanan fotonlar söz konusu olduğunda bulunulan ortamın kutuplanması gözlemlenen foton dağılımını etkileyecektir. Kutuplanmanın ölçüsü olarak ortamın dielektrik katsayısı foton enerjisine bağlı olarak:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 1 - \frac{(\hbar\omega_p)^2}{k^2},$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi nZe^2}{m}} < 100 \text{ eV} \quad (2.45)$$

ifadeleriyle verilmektedir[1, 14]. Burada  $\omega_p$  plazma frekansıdır ve dünya üzerinde doğal ortamda 100eV değerinin altındadır. Altın için plazma frekansı enerjisi ( $\hbar\omega_p$ ) yaklaşık 80eV'tur.

Foton oluşum uzunluğuna ortam etkisi, önceki oluşum uzunluğu hesaplarında kullanılan yöntemle yapılabilir. Bunun için çekirdeğe aktarılan doğrusal momentum ( $q_{\parallel}$ ) bulunmalıdır. Fotonun ortamdaki momentumu:

$$|\mathbf{k}| = \hbar\omega_p \frac{\sqrt{\varepsilon(\omega)}}{c} \quad (2.46)$$

olarak verilmektedir. Bu fotonun  $\hbar\omega_p/c^2$  etkin kütlesiyle hareket ettiğini varsaymakla eşdeğerdir[14]. Fotonun ortamdaki momentumu kullanılarak, çekirdeğe aktarılan doğrusal momentum, küçük açı yaklaşıklığında:

$$q_{\parallel} = p_i - p_s - \hbar\omega_p \frac{\sqrt{\varepsilon(\omega)}}{c} \quad (2.47)$$

bulunur. (2.47) ifadesi,  $l_o\Delta q_{\parallel} \sim \hbar$  bağıntısı aracılığıyla foton oluşum uzunluğunu verir. Fotonun saçılma açısı  $\theta$  ihmal edilmeden hesaplandığında ise, oluşum uzunluğu:

$$l_o = \frac{2\hbar c\gamma^2(E - \hbar\omega)}{E\hbar\omega(1 + \gamma^2\theta^2 + \frac{\gamma^2\omega_p^2}{\omega^2})} \cong \frac{2\hbar c\gamma^2 k}{k^2(1 + \gamma^2\theta^2) + k_p^2} \quad (2.48)$$

olur[13,14]. Eşitliğin ikinci tarafında yer alan yaklaşıklık küçük enerjili fotonlar için yapılmaktadır. İfadede  $k_p = \gamma\hbar\omega_p$  olarak tanımlanan değişken, plazma frekansı üzerinden ortama, Lorentz çarpanı üzerinden de enerjiye bağlıdır ve fiziksel anlamı ileriki kısımlarda ele alınacaktır.

Ortamdaki oluşum uzunluğu küçük açı yaklaşıklığında ve küçük enerjili fotonlar için:

$$l_o = \frac{2\hbar c\gamma^2 k}{k^2 + k_p^2} \quad (2.49)$$

olmaktadır. Ortamın dielektrik katsayısı kullanılarak hesaplanan oluşum uzunluğu, yalnızca küçük enerjili fotonlar için geçerlidir. Aynı zamanda temelinde foton-elektron etkileşmesi bulunduğundan, gözlemlenen foton dağılımının yalnızca küçük enerjili bölgesinde etkilidir.

## 2.4. FRENLEME IŞIMASINI BASKILAYAN SÜREÇLER

Işımanın ihmal edilebilecek kadar küçük bir bölgede oluşması yerine  $\mu\text{m}$  mertebesinde bir oluşum uzunluğunda gerçekleşmesinin frenleme ışması üzerinde çeşitli etkileri vardır. Oluşum uzunluğu boyunca olan hareketinde, yüklü parçacığa etki eden diğer kuvvetlerden kaynaklanan olaylar yayınlanan foton dağılımında gözlemlenebilmektedir. Frenleme ışmasında Bethe-Heitler dağılımı ideal bir çekirdek alanı varsayılarak hesaplanmaktadır. Bununla beraber gerek ortama giren elektron, gerek yayınlanan foton ortamın elektronlarıyla etkileşimde bulunabilir. Ayrıca ortama giren elektron birden fazla çekirdek alanıyla etkileşime uğrayarak çoklu saçılma yapabilir. Bu tip durumlar klasik Bethe-Heitler ışmasından sapmalar olarak gözlenmektedir.

Ortamda çekirdeklerin nasıl düzenlendiği de Bethe-Heitler tesir kesitinin enerji dağılımında oldukça önemlidir. Deneyde ve şimdiye kadar sürdürülen tartışmada yalnızca şekilsiz yapılar göz önünde bulunduruldu. Eğer ortam kristal yapıdaysa saçılma fiziği tamamen değişmektedir. Atomların kristal ağı içindeki düzenli yapısı çeşitli kanalların oluşmasına yol açar. Elektron (veya başka bir yüklü parçacık) bu kanallardan geçerek ortamla etkileşirse, çekirdek alanlarının düzenli yapısı frenleme ışmasında yapıcı girişime yol açarak tesir kesitine çarpan etkisi yapar. Kanallama olarak adlandırılan bu konuyla ilgili kaynaklardaki değerlendirme makalesine[15] ve yakın zamanda yayınlanan bir kitaba başvurulabilir[41]. Şekilsiz yapılarda ise ortamın düzensiz yapısının getirdiği diğer etkileşimler frenleme ışmasını azaltma yönündedir.

### 2.4.1. Yalıtkanlık Baskılaması

Oluşum uzunluğu hesabına ortamın etkisi de dahil edilerek (2.49) elde edildi. Dolayısıyla boşluktaki çekirdeklerin elektrik alanında gerçekleşen frenleme ışmasından, ortamın içinde gerçekleşen frenleme ışmasına bu adımla geçildi. Kıyas yapabilmek için  $k \ll E$  yaklaşıklığında (2.49), (2.42)'yle oranlandığında:

$$S = \frac{k^2}{k^2 + k_p^2} \quad (2.50)$$

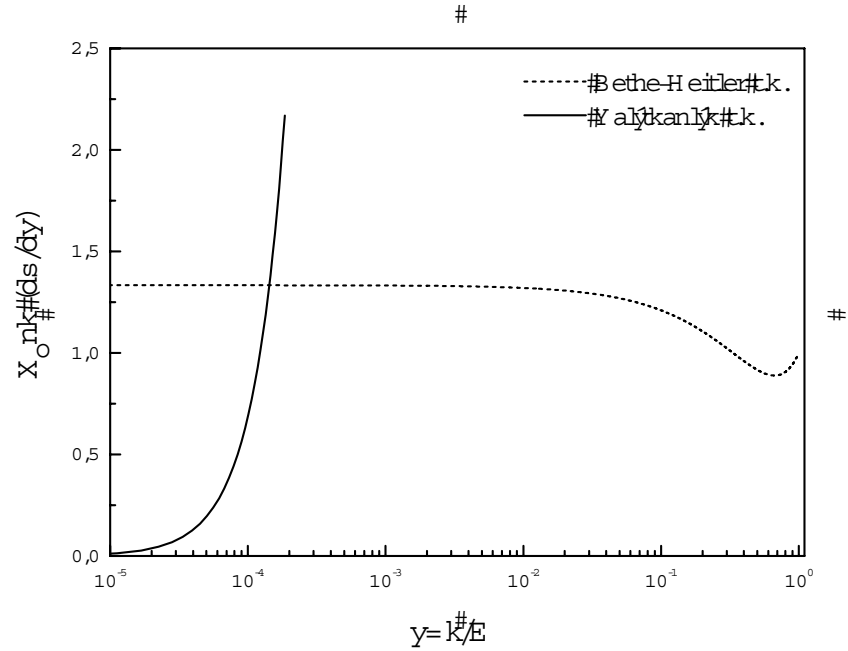
elde edilir. Burada  $S$  ortamın yalıtkanlığı nedeniyle foton yayınlanmasının baskılanma oranını verir.  $k_p$ , yalıtkanlık baskılamasının gözlenmesi için bir kesme enerjisi gibi

düşünülebilir ve kendinden daha küçük foton enerjileri için ( $k < k_p$ ) frenleme ışıması önemli oranda baskılanır[13].

Ter-Mikaelian yalıtkanlık baskılamasını yapı çarpanı içine ekleyerek tesir kesitini:

$$\frac{d\sigma_{\text{Yal}}}{dk} = \frac{16Z^2 \alpha r_e^2}{3} \frac{k}{k_p^2} \ln \left( 183Z^{-1/3} \sqrt{1 + \frac{k_p^2}{k^2}} \right) \quad (2.51)$$

olarak hesaplamıştır[20]. Şekil 2.7’de, yalıtkanlık baskılaması tesir kesiti  $E = 180\text{GeV}$  enerjili elektronların altın üzerinden saçılmaları durumunda Bethe-Heitler tesir kesitiyle



Şekil 2.7: Frenleme tesir kesitiyle yalıtkanlık tesir kesitinin karşılaştırılması. Karşılaştırma yayınlanan foton enerjisinin, elektron enerjisine ( $180\text{GeV}$ ) oranı üzerinden, üstel ölçekte yapılmaktadır. Eğriler ışınma uzunluğu ve foton enerjisine birimlenmiştir. Yalıtkanlık tesir kesiti  $y < y_{\text{Yal}} = 1.5 \times 10^{-4}$  değerleri için geçerlidir. Baskılama foton enerjisiyle doğru orantılı olarak azalmaktadır.

beraber veriliyor. Ortam yalıtkanlığının ölçüsü olarak ortama ve enerjiye bağlı  $k_p$  kesme enerjisi verilen örnekte yaklaşık olarak  $0.027\text{GeV}$ 'dir.  $k_p$  değeri yerine birimsiz ve

yalnızca ortamın cinsine bağılı  $\gamma_{\text{Yal}} = \hbar\omega_p/mc^2$  değeri kullanılmaktadır. Altın için  $\gamma_{\text{Yal}} = 1.5 \times 10^{-4}$  olup, ilerde Tablo 2.1’de diğer maddeler için de  $\gamma_{\text{Yal}}$  değerleri verilmektedir. Şekil 2.7’de, yalıtkanlık baskılamasının altının  $\gamma_{\text{Yal}}$  değerinden daha düşük enerjili fotonlar için etkili olduğu görülmektedir.

Ortamın yalıtkanlık etkisi kırmızıaltı patlama probleminin de çözümünü göstermektedir. İdeal boşluk ortamında yapılan kuramsal hesapta yer alan bu problem, herhangi bir ortamda yapılan deneyde, yalıtkanlık etkisi nedeniyle düşük enerjili fotonlar baskılandığından, tamamen ortadan kalkıyor.

Yalıtkanlık, klasik elektromanyetikte ortamın doğal denge kutuplanmasındaki bir tedirgemeye verilen tepki olarak yorumlanır. Öte yandan, kuantum fiziğinde ışımada yayınlanan fotonların ortamla etkileşmesi Compton saçılması olarak yorumlanır. Bu durumda yine gözlemlenen fotonların enerjisi azalacak ve küçük enerjili fotonlar baskılanacaktır. Yalıtkanlığın kuantum yorumu olarak ele alınabilecek bu yaklaşımın hesabı ise henüz yapılmamıştır[14].

#### **2.4.2. LPM Etkisi - Çoklu Saçılmaya Bağlı Baskılama**

Ortam içerisinde frenleme ışınması yapan elektron birden fazla çekirdek alanıyla etkileşebilir. Oluşum uzunluğunun ihmal edilemeyecek kadar büyük olması çoklu saçılma olasılığını artırmaktadır. Oluşum uzunluğu foton enerjisiyle ters orantılı olduğu için, özellikle küçük enerjili foton yayınlama sürecinde çoklu saçılma yapma olasılığı daha yüksektir. Küçük enerjili bir foton yayınlama aşamasında olan elektron yeni bir çekirdek alanıyla etkileştiğinde, önceki foton yayınlama süreci engellenir ve yeni etkileşimin sonuçları ortaya çıkar. Böylece elektronun küçük enerjili foton yayınlaması azalmış, yani baskılanmış olur.

Oluşum uzunluğundan hareketle Landau ve Pomeranchuk tarafından yarı-klasik yaklaşıklıkta hesaplanan çoklu saçılmadan kaynaklanan küçük enerjili foton ışınmasındaki baskılamamanın detaylı hesabı ilk olarak Migdall tarafından yapılmıştır[17,18]. Bu, bulanların isimlerinin baş harfleriyle frenleme ışınmasında LPM etkisi olarak anılmaktadır. LPM etkisi daha sonra değişik tekniklerle Zakharov[37-40],



Baier ve Katkov[42-44] ve Blankenbecler ve Drell[32-35] tarafından çalışılmış ve daha hassas sonuçlara ulaşılmıştır.

Frenleme ışımalarının baskılanması çoklu saçılmadan kaynaklanmaktadır. Çoklu saçılmalar için elektronun ortalama sapma açısı Rossi tarafından hesaplanmıştır[47]. Elektron  $X_0$  ışımaya uzunluğuna sahip bir madde içinde,  $l_\gamma$  kadar bir yol gittiğinde sapma açısının kare ortalaması:

$$\langle \theta_{CS}^2 \rangle = \frac{1}{\gamma^2} \frac{4\pi}{\alpha X_0} l_\gamma \quad (2.52)$$

olarak hesaplanmaktadır. Bölüm 2.1'de göreceli hızlar için saçılma açısının kare ortalama kökünün  $\theta_{KOK} = 1/\gamma$  olduğu gösterilmiştir. Çoklu saçılma açısının  $1/\gamma$  olduğu değer için çoklu saçılma uzunluğu, ışımaya uzunluğu kullanılarak (Denklem (2.30)):

$$l_\gamma = \frac{\alpha}{4\pi} X_0 \quad (2.53)$$

olarak tanımlanmaktadır[47].

Eğer çoklu saçılma sapma açısı  $1/\gamma$  değerinden büyük olursa, veya aynı anlama gelmek üzere oluşum uzunluğu çoklu saçılma uzunluğundan büyük olursa, elektron birden fazla çekirdek alanıyla etkileşeceği için, foton oluşma süreci engellenir. Betimlenen fiziksel sürecin matematik ifadesini elde etmek için  $l_0$  (Denklem (2.42)) ve  $l_\gamma$  (Denklem (2.53)),  $l_0 > l_\gamma$  bağıntısıyla birleştirilip yeniden düzenlendiğinde:

$$k \leq \frac{E^2}{E + E_{LPM}}, \quad E_{LPM} = \frac{m^2 c^3 \alpha}{4\pi \hbar} X_0 \approx X_0 \cdot 7.7 \text{ TeV/cm} \quad (2.54)$$

elde edilir. Burada  $E_{LPM}$ , frenleme ışımalarının baskılanma karakteristiğini veren ve yalnızca kullanılan maddeye bağlı bir kesme enerjisidir. Altın için 2.5TeV civarındadır. Tablo 2.1'de çeşitli maddeler için değerleri verilmektedir.

LPM baskılanması gözönüne alınarak Migdall tarafından yapılan ilk hesapta frenleme tesir kesiti:

$$\frac{d\sigma_{\text{LPM}}}{dk} = \frac{4\alpha r_e^2 \xi(s)}{3k} \left( y^2 G(s) + 2 \left[ 1 + (1-y)^2 \right] \phi(s) \right) Z^2 \ln(183Z^{-1/3}) \quad (2.55)$$

olarak bulunmuştur[18]. (2.55) tesir kesitinde yer alan değişken ve fonksiyonlar aşağıda yer almaktadır.  $s$  değişkeni:

$$s = \sqrt{\frac{E_{\text{LPM}} k}{8E(E-k)\xi(s)}} \quad (2.56)$$

olarak verilmektedir ve klasik Bethe-Heitler tesir kesitinin baskılanma oranıdır. Migdall tesir kesitindeki fonksiyonlar baskılanma oranına bağlıdır. Bu fonksiyonlar baskılanma oranını değişken olarak kullanarak:

$$\xi(s) = \begin{cases} 2 & s < s_1 \\ 1 + \ln s / \ln s_1 & s_1 < s < 1, \quad s_1 = Z^{2/3}/183, \\ 1 & s \geq 1 \end{cases}$$

$$G(s) = 48s^2 \left( \frac{\pi}{4} - \frac{1}{2} \int_0^\infty e^{-st} \frac{\sin(st)}{\sinh(t/2)} dt \right), \quad (2.57)$$

$$\phi(s) = 12s^2 \left( \int_0^\infty e^{-sx} \coth(x/2) \sin(sx) dx \right) - 6\pi^2$$

şeklinde verilmektedir.  $s$  değişkeni  $\xi(s)$  fonksiyonuna bağlı olarak verildiğinden, tekrarlamalı değişken karakterindedir. Sayısal hesap yaparken, tekrarlamalı karakterini kaldırmak için,  $s$  değişkeni belli bir yaklaşıklıkta ele alınmaktadır.

Sayısal hesap için (2.57)'de verilen fonksiyonlar polinomlar yardımıyla ifade edilebilmektedir. Stanev'in[48] hesapladığı bu fonksiyonlar şöyledir:

$$\phi(s) = 1 - \exp\left[-6s(1 + (3 - \pi)s) + s^3 / (0.623 + 0.796s + 0.658s^2)\right],$$

$$\psi(s) = 1 - \exp\left[-4s - 8s^2 / (1 + 3.96s + 4.97s^2 - 0.05s^3 + 7.5s^4)\right],$$

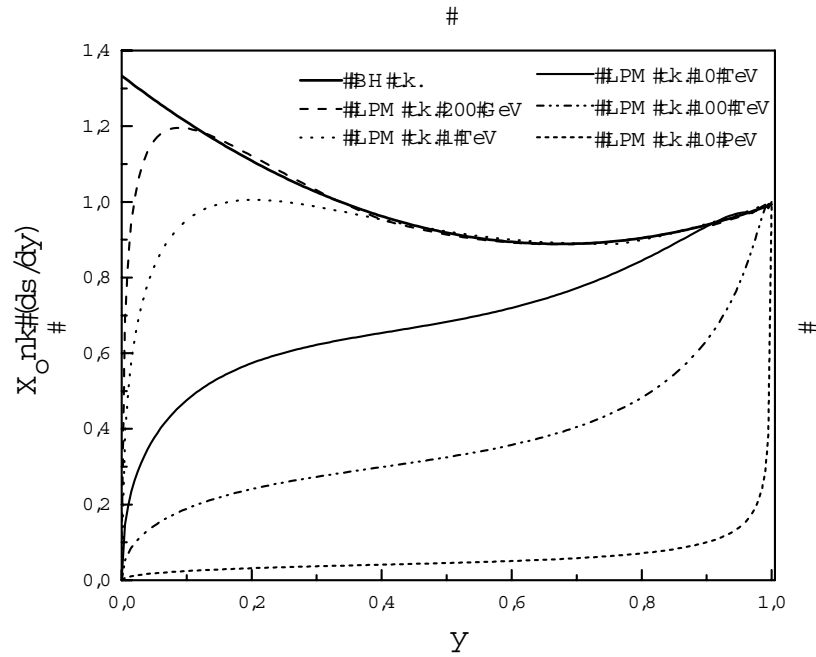
$$G(s) = 3\psi(s) - 2\phi(s). \quad (2.58)$$

(2.58)'de verilen fonksiyonlar kullanılarak baskılanmış LPM tesir kesiti sayısal olarak hesap edilebilir. Şekil 2.8'de altın üzerine gönderilen elektronların ışına tesir kesitleri, farklı enerjiler için bir arada veriliyor. 200GeV gibi görece yüksek enerjilerde yaklaşık olarak 20GeV altındaki fotonlar baskılanıyor. Daha yüksek enerjilere çıkıldığında LPM etkisi bütün dağılımı baskılayacak kadar önem kazanıyor.

Şekil 2.8'deki grafikte 10TeV mertebesinde dağılımda kabaca 8TeV altındaki ışımının Bethe-Heitler değerlerinin yarısı kadar olduğu gözleniyor. Baskılamanın ihmal edilemeyecek büyüklüğe ulaştığı yüksek enerjili örnekler özellikle güncel gözlem hedefleri açısından önem kazanmaktadır. Günümüzde gerek hızlandırıcılarla yapılan deneylerde TeV mertebesindeki enerjilere ulaşılması, gerekse de kozmik deneylerde TeV mertebesinin gözlenmesi amacı gibi nedenlerle LPM baskılamasıyla ilgili çalışmalar geçtiğimiz onyılda yoğunlaşmış ve sonuçlar parçacık ve dedektör değişkenlerinin yayınlandığı veri tabanlarına girmiştir [8,46,49].

Tablo 2.1: Çeşitli maddeler için ışınma değişkenleri. Altın, bakır ve tungsten deneyde kullanılan maddelerdir. Karbon ve hava ise karşılaştırma için verilmektedir. (Tablodaki veriler Particle Data Group tarafından hazırlanan, Review of Particle Properties kitabının 1996 baskısından [46] ve LPM baskılamasını konu alan bir değerlendirme makalesinden alınmıştır[13].)

Madde	Z	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$X_0$ (mm)	$E_{LPM}$ (TeV)	$\gamma_{Yal}$
Altın (Au)	79	19.32	3.3	2.5	$1.5 \times 10^{-4}$
Tungsten (W)	74	19.3	3.5	2.7	$1.5 \times 10^{-4}$
Bakır (Cu)	29	8.96	14.4	11.0	$3 \times 10^{-4}$
Karbon (C)	6	2.26	188	151	$5.5 \times 10^{-4}$
Hava (NKA)	–	0.0012	304 m	234 PeV	$1.3 \times 10^{-6}$



Şekil 2.8: Farklı enerjiler için LPM baskılaması. Dağılım, yayınlanan foton enerjisinin elektron enerjisine oranı ( $y = k/E$ ) ölçeğinde verilmektedir. Işınma uzunluğuna ve foton enerjisine birimlenmiş dağılım eğrilerinde, LPM baskılamasının yüksek enerjilerde daha etkin olduğu görülüyor. (Grafik, Denklem (2.55)'de verilen tesir kesitinin MatLab uygulamasıdır.)

## 2.5. İNCE HEDEFLERDEN İŞIMA

Frenleme ışımada, ışımada gerçekleştiği hedef ortamındaki fiziksel olaylar haricinde hedefin geometrik özellikleri de önem kazanmaktadır. LPM veya yalıtkanlık etkilerini ele alırken yapılan hesaplarda hedefin “yarı sonsuz” olduğu varsayıldı. Pratik olarak “yarı sonsuz” hedef ışımada gerçekleşmemesine yol açacağı için, eğer varsa hedef kalınlığının ışımaya etkileri göz önüne alınmalıdır.

Hedef kalınlığının yarı-sonsuz olduğu kabulünün yerine belli bir kalınlıkta hedef alınması, çoklu saçılmayı azaltacağı için LPM etkisini azaltacaktır. Bununla beraber, oluşum uzunluğu yayınlanan fotonların enerjisi azaldıkça büyüdüğü için, bir noktadan sonra hedef kalınlığı oluşum uzunluğundan daha küçük kalacaktır. Bu durum küçük enerjili fotonlar için başka bir azalma kaynağı olarak karşımıza çıkmaktadır.

Ayrıca, hedefin yarı-sonsuz olması yerine belli bir kalınlıkta olması, giriş ve çıkış yüzeylerinde gerçekleşen geçiş ışımada önemli hale getirmektedir. Yüzeylerden gerçekleşen klasik geçiş ışımada haricinde, çoklu saçılmaya bağlı geçiş ışımada da ince hedeflerde önem kazanmaktadır.

### 2.5.1. Geçiş Işımasının Klasik Yorumu

Sabit hızla doğrusal hareket eden yüklü parçacık ışımada yapmaz. Bununla beraber yüklü parçacık hareketi sırasında ortam değiştirirse ışımada yapar. Klasik yoruma göre, yüklü parçacık ivmesiz hareket etmesine rağmen gerçekleşen bu ışımada kaynağı, parçacığın beraberinde taşıdığı elektromanyetik alanlardaki değişimdir. Yüklü parçacık belli ortamda, hareketiyle ve bulunduğu ortamla ilişkili alanlara sahiptir. Birinci ortamdan ikinci ortama geçtiğinde ise beraberinde taşıdığı alanlar, ikinci ortamın özelliklerine göre yeniden düzenlenecektir. Parçacığın alanları yeniden düzenlenirken, tedirgeme nedeniyle gerçekleşen bu ışımaya **geçiş ışımada** denir.

Geçiş ışımada için klasik olarak yapılan hesaba göre tesir kesiti:

$$\frac{dN}{d\hbar\omega} = \frac{\alpha}{\pi\hbar\omega} \left[ \left( 1 + \frac{2\omega^2}{\gamma^2\omega_p^2} \right) \ln \left( 1 + \frac{\gamma^2\omega_p^2}{\omega^2} \right) - 2 \right] \quad (2.59)$$

olmaktadır[1]. Burada  $\omega_p$  (2.45)'te verilen ortama bağlı plazma frekansı,  $\hbar\omega$  yayınlanan geçiş fotonunun enerjisidir.

Geçiş ışması aynı zamanda oluşum uzunluğundan hareketle tanımlanabilir: Farklı ortamlardaki belli bir enerjiye karşılık gelen oluşum uzunlukları farklıdır. Oluşum uzunluklarının farklı olması ortam değiştiğinde geçiş ışmasına yol açmaktadır.

### 2.5.2. Çoklu Saçılmaya Bağlı Geçiş Işması

Çoklu saçılma, elektronun birden fazla çekirdek alanıyla etkileşmesi, birden fazla çekirdek tarafından saçılması anlamına gelmektedir. Farklı çekirdeklerin elektronu etkilemesiyle ortaya çıkan ivmeli hareket, elektronun yörüngesini değiştirmesine yol açar. Çoklu saçılmanın elektronun frenleme ışması üzerindeki etkileri Bölüm 2.4.2'de ele alındı.

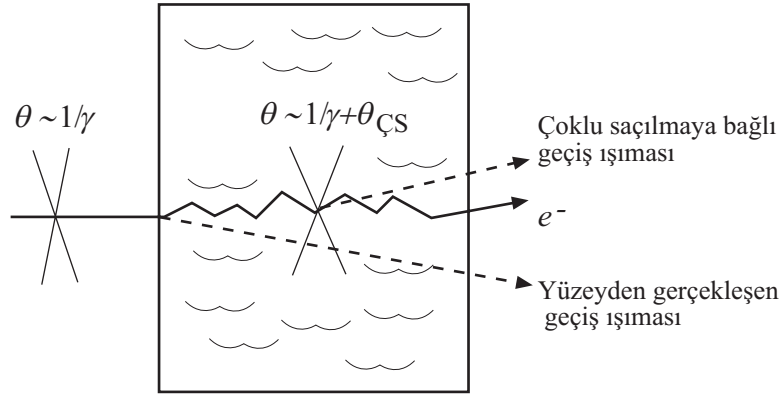
Çoklu saçılma aynı zamanda, elektronun beraberinde taşıdığı elektromanyetik alanları değiştirerek, geçiş ışmasına benzeyen bir başka ışmaya da yol açar. Göreceli hızlara ulaşan elektronun boşluktaki hareketine eşlik eden elektromanyetik alanların açısız dağılımı karakteristik olarak  $1/\gamma$  ile verilmektedir[1]. Çoklu saçılma elektronun yörüngesiyle beraber elektromanyetik alanların açısız dağılımını da  $\theta_{CS}$  kadar genişletir[13]. Alan açılarındaki değişim şematik olarak Şekil 2.9'da gösterilmektedir. Çoklu saçılma nedeniyle gerçekleşen bu ışma, geçiş ışmasına benzemektedir ve **çoklu saçılmaya bağlı geçiş ışması**(ÇSG) olarak adlandırılır. Herhangi bir gözlemde, hem yüzeylerden hem de çoklu saçılmadan kaynaklanan geçiş ışmaları tabii ki bir arada yer alacaktır.

Ternovskii, geçiş ışmasının klasik yaklaşıklıkta yapılan hesaplarında öngörülen sonuçların, çoklu saçılmaya bağlı olarak değiştiğini belirtmektedir[23]. Ternovskii'ye göre, geçiş ışmasının fiziksel yorumu farklı enerji bölgelerinde değişmektedir. Ortamın özelliklerine bağlı bir enerji değeri olarak  $E_T \cong \omega_p l_\gamma mc$  geçiş ışmasını iki bölgeye ayırmaktadır. Yayınlanan küçük enerjili fotonlar için ( $\hbar\omega < E_T$ ) geçiş ışmasının klasik yorumu aynı kalırken, daha yüksek enerjili ( $\hbar\omega > E_T$ ) fotonlar için çoklu saçılma önem kazanmaktadır. İkinci bölgede ( $\hbar\omega > E_T$ ) yayınlanan foton enerjisi için  $\hbar\omega > \gamma\hbar\omega_p$  bağıntısı, bir geçerlilik koşulu olarak verilmektedir. Bu durumda tesir kesiti:

$$\frac{dN}{d\hbar\omega} \cong \frac{\alpha}{\pi\hbar\omega} \left[ \ln \left( \frac{1 + \sqrt{1 + 4\omega_{LPM}/\omega}}{2} \right) + \frac{2}{1 + \sqrt{1 + 4\omega_{LPM}/\omega}} - 1 \right] \quad (2.60)$$

olarak hesaplamaktadır[23]. Burada fotonun  $\hbar\omega_{LPM}$  enerjisi (2.54)'de verilen  $E_{LPM}$  değerine bağlıdır:

$$\hbar\omega_{LPM} = \frac{E^2}{E + E_{LPM}} \quad (2.48)$$



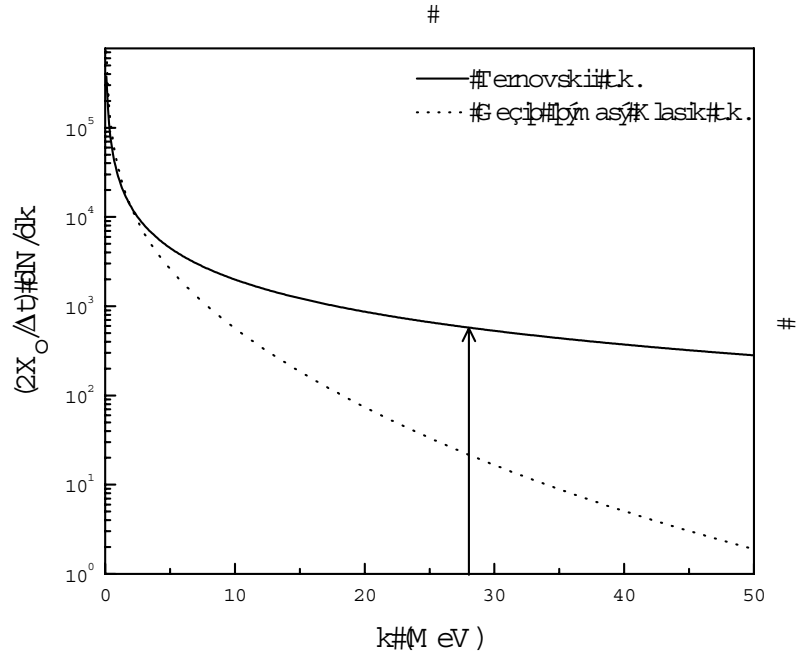
Şekil 2.9: Çoklu saçılmaya bağlı geçiş ışıması. Yüzeylerde gerçekleşen geçiş ışımasına ek olarak çoklu saçılma da geçiş ışımasına benzer bir ışıma neden olur. Şekilden şematik olarak ışımının benzerliği görülüyor[13].

Altın için plazma frekansına bağlı enerji  $\hbar\omega_p = 80\text{eV}$ 'tur. Ternovskii'nin yorumuna göre geçiş ışımasını iki ayrı bölgeye ayıran enerji değeri ise  $E_T \sim 0.4\text{GeV}$  olur. Yüksek enerjili fotonlar için ortam haricinde ışıma yapan yüklü parçacığın enerjisi de hesaba girer. Yapılan deneyde altın üzerine gönderilen  $E = 180\text{GeV}$  enerjili pozitronlar için  $\hbar\omega_{LPM} = 11.6\text{GeV}$  ve  $\gamma\hbar\omega_p = 28\text{MeV}$  değerleri hesaplandı.

Şekil 2.10'da  $2\mu\text{m}$  kalınlıkta altın levha için hem klasik yaklaşımla hem de Ternovskii'nin önerdiği yaklaşımla yapılan tesir kesiti hesaplarının sonuçları

gösterilmektedir. Geçiş ışması giriş ve çıkış yüzeylerinde aynı şekilde hesaplandığı için tesir kesitleri ikiyle çarpılmıştır.

Şekil 2.10'daki eğriler geçiş ışması tesir kesitinin klasik hesabıyla Ternovskii öngörüsünü karşılaştırmaya olanak vermektedir. Deney enerjileri mertebesinde (GeV) geçiş ışmasının klasik yorumu geçersizdir. GeV mertebesi altında, 50MeV için geçiş ışmasının klasik yorumunun sonucu, Ternovskii öngörüsüne oranla yaklaşık 1000 kat daha azdır ve bu oran enerjiyle beraber artmaktadır.



Şekil 2.10: Geçiş ışmasının klasik yorumu ve Ternovskii tarafından çoklu saçılma etkisi göz önünde bulundurularak yapılan hesapların sonuçları (Denklem (2.59) ve (2.60);  $k = \hbar\omega$ ). Tesir kesitleri giriş ve çıkış yüzeyleri göz önünde bulundurularak ve hedef kalınlığına birimlenerek hesaplandı. Okla belirtilen 28MeV değeri üzerinde geçiş ışmasında Ternovskii tesir kesiti geçerli olmaktadır. (Grafik, belirtilen denklemlerin MathCad uygulamasıdır.)

5GeV enerjili foton yayınlanması için verilen deneye ait sayısal değerleri kullanılarak tesir kesiti klasik yolla hesap edildiğinde  $dN/d\hbar\omega \cdot 2X_0/\Delta t = 10^{-11} \text{GeV}^{-1}$  bulunmaktadır. Aynı değerler için Ternovskii tesir kesiti  $dN/d\hbar\omega \cdot 2X_0/\Delta t = 0.34 \text{GeV}^{-1}$  olmaktadır. Geçiş ışması için Ternovskii'nin öngördüğü tesir kesiti, yarı-klasik ve yaklaşık bir hesaptır.



Geçiş ışmasını, çoklu saçılmayı dahil ederek fakat başka bir teknikle ele alan Pafomov, tesir kesitini enerji bölgelerine ayırmadan, sürekli bir fonksiyon olarak hesaplamaktadır[24]:

$$\frac{dN}{d\hbar\omega} \cong \frac{\alpha}{\pi\hbar\omega} \ln\left(\frac{2}{3} \sqrt{\frac{\omega_{LPM}}{\omega}}\right). \quad (2.61)$$

(2.61) ifadesi kullanılarak 5GeV enerjili fotonlar için tesir kesiti  $dN/d\hbar\omega = 0.019\text{GeV}^{-1}$  elde edilmektedir.

Farklı yaklaşımlarla elde edilen bu farklı değerler, 1960'lı yıllarda yapılan bu hesapların daha detaylı yapılması gerektiği sonucuna işaret etmektedir. Dolayısıyla çoklu saçılmaya bağlı geçiş ışmasının kuantum hesabını daha detaylı ele almak gerekmektedir.

Çoklu saçılmadan kaynaklanan geçiş ışmasının yakın zamanlarda yapılan hesaplarından biri Baier ve Katkov'a aittir[44, 14]. Yaptıkları hesap geçmişte yapılanlara göre daha hassas sonuçlara ulaşmaktadır ve pek çok teknik detay içermektedir. Yayınladıkları değerlendirme makalesinde yüzeylerden gerçekleşen geçiş ışmasıyla beraber toplam geçiş ışması tesir kesiti:

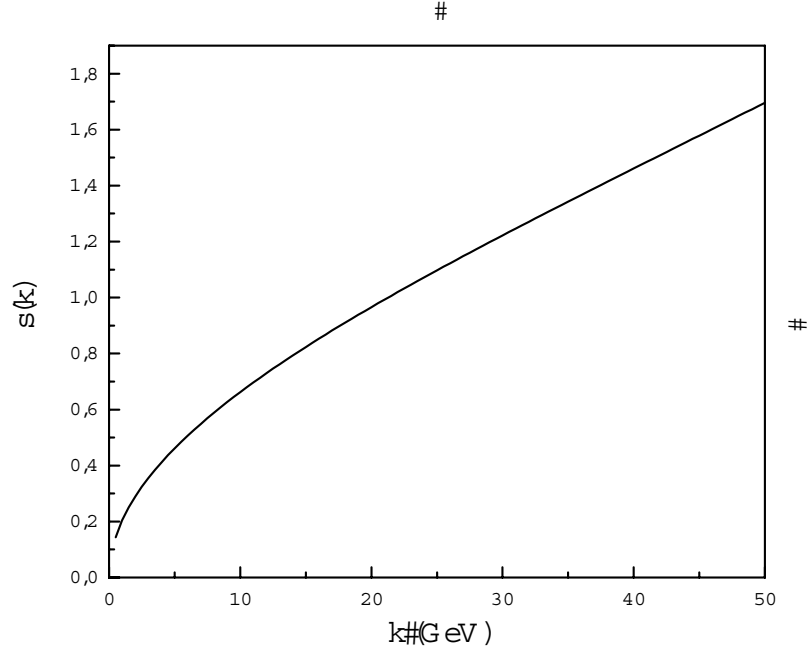
$$\frac{dN}{d\hbar\omega} = \frac{2\alpha}{\pi\hbar\omega} \left(1 + \frac{(E - \hbar\omega)^2}{E^2}\right) \times \int_0^\infty e^{-t} (\cos t + \sin t) \int_0^t \frac{1}{t - y + s(\omega) \tanh\left(\frac{y}{\kappa(\omega)s(\omega)}\right)} - \frac{1}{t - y + \frac{y}{\kappa(\omega)}} dy dt \quad (2.62)$$

olarak verilmektedir[14]. Bu ifadedeki  $\kappa(\omega)$  fonksiyonu yayınlanan foton enerjisi ve plazma frekansına bağlıdır ve:

$$\kappa(\omega) = 1 + \frac{(\gamma\omega_p)^2}{\omega^2} \quad (2.63)$$

ile verilmektedir.  $s(\omega)$  fonksiyonu ise çekirdek alanındaki perdelemeye bağlı yapı çarpanını, foton enerjisiyle beraber içermektedir.  $s(\omega)$  fonksiyonu birçok detay

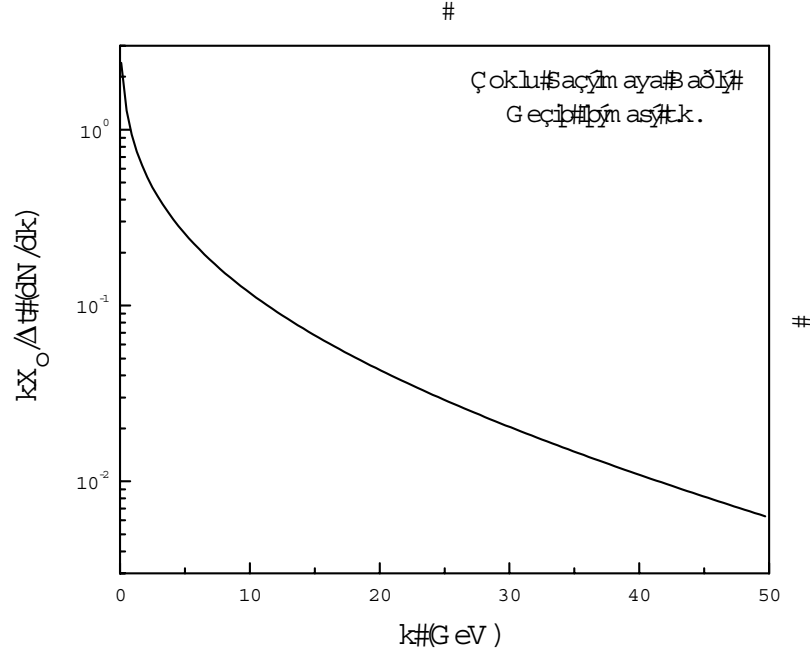
barındırdığı için denklem yerine grafik olarak Şekil 2.11’de verilmektedir; detaylar için kaynağa bakılabilir[25, Denklem (4.9)].



Şekil 2.11: Çoklu saçılmaya bağlı geçiş ışınması hesabı için (2.62)’de kullanılan  $s(k)$  fonksiyonu. ( $k = \hbar \omega$ , grafik, belirtilen denklemin MathCad uygulamasıdır.)

$E = 180\text{GeV}$  enerjili elektronlar  $2\mu\text{m}$  kalınlıkta altın levha üzerine gönderildiklerinde,  $5\text{GeV}$  enerjili foton yayınlanması durumunda tesir kesiti, (2.62) yardımıyla  $dN/d\hbar\omega \cdot X_0/\Delta t = 0.256\text{GeV}^{-1}$  olarak hesaplanmaktadır. Önceki hesaplarla karşılaştırıldığında (Bölüm 2.5.1) Baier tesir kesiti, Pafomov tesir kesitinden yaklaşık 10 kat daha büyüktür. Bununla beraber Ternovskii tesir kesitinin yaklaşık %80’i değerindedir.

Deney sonuçları ele alınırken çoklu saçılmaya bağlı geçiş ışınması tartışmasına devam edilecektir. Şimdilik, deney değerlerini kullanarak (2.62) yardımıyla elde edilen foton dağılımı, 0-50GeV bölgesi için Şekil 2.12’de verilmektedir.



Şekil 2.12: Çoklu saçılmaya bağlı geçiş ışınması tesir kesiti. Baier tarafından yapılan hesap (Denklemler (2.62),  $k = \hbar\omega$ ) deneyde kullanılan değerler için uygulandığında, yüksek enerjili foton bölgesinde de geçiş ışınmasının etkili olabileceği görülüyor[25]. (Grafik, belirtilen denklemin MathCad uygulamasıdır.)

### 2.5.3. TSF Etkisi – İnce Hedeflerde Baskılanma

Frenleme ışınmasında foton oluşum uzunluğunun, hedef kalınlığıyla kıyaslanabileceği büyüklükler için, LPM etkisi dışında bir başka azalma mekanizması devreye girmektedir. Oluşum uzunluğu hedef kalınlığından daha büyük olduğu durumda foton yayınlanması gerçekleşmemektedir. Özellikle kalınlığın ince olduğu hedeflerde küçük enerjili fotonların yayınlanması baskılanmaktadır.

Frenleme ışınmasının ince hedeflerde baskılanmasının ilk kuramsal öngörü ve hesapları Ternovskii[23] tarafından yapılmış ve sonrasında Shul'ga ve Fomin[27-29] tarafından detaylı bir şekilde geliştirilmiştir. Özellikle ince hedeflerle yapılan çalışmalarda gözlemlenen foton baskılanması, bulan ve ilerletenlerin baş harfleriyle frenleme ışınmasında **TSF etkisi** olarak anılmaktadır. Yapılan deneylerle beraber geliştirilen

hesaplar, son olarak yine Shul'ga ve Fomin tarafından kuantum düzeltmelerini daha detaylı içerecek şekilde ele alınmıştır[30,31].

TSF etkisi, hedef kalınlığının ( $\Delta t$ ) çoklu saçılma uzunluğundan ( $l_\gamma$ ) çok büyük olduğu durumlarda, hedef kalınlığından büyük oluşum uzunluklarına ( $l_0$ ) sahip fotonlar için etkili olmaktadır ( $l_\gamma \ll \Delta t < l_0$ ). (2.32)'deki oluşum uzunluğu formülü kullanılarak  $\Delta t = l_0$  için:

$$\hbar\omega_{\text{TSF}} = \frac{E}{1 + \frac{\Delta t}{2\gamma\lambda_e}} \quad (2.64)$$

elde edilir. Burada  $\lambda_e = \hbar/mc$  Compton dalga uzunluğudur.  $\hbar\omega_{\text{TSF}}$  bir üst limiti tanımlamaktadır. Dolayısıyla foton oluşum uzunluğunun, hedef kalınlığından daha büyük olduğu durumu ifade eden bağıntı  $\hbar\omega < \hbar\omega_{\text{TSF}}$  olmaktadır.  $\hbar\omega_{\text{TSF}}$  enerjisinden daha küçük enerjilere sahip fotonların yayınlanmasında bir azalma meydana gelecektir.

TSF etkisinin görüldüğü koşullarda ortalama foton dağılımı:

$$\left\langle \frac{dE_{\text{TSF}}}{d\hbar\omega} \right\rangle \cong \frac{2\alpha}{\pi} \left( \ln \left( \frac{\Delta t}{l_\gamma} \right) - 1 \right) \quad (2.65)$$

olarak hesaplanmaktadır[26]. Bethe-Heitler tesir kesitinin ortalama dağılımı:

$$\left\langle \frac{dE_{\text{BH}}}{d\hbar\omega} \right\rangle \cong \frac{4\Delta t}{3X_0} = \frac{\alpha}{3\pi} \frac{\Delta t}{l_\gamma} \quad (2.66)$$

olduğu için, TSF etkisi görüldüğü koşullarda baskılanma oranı:

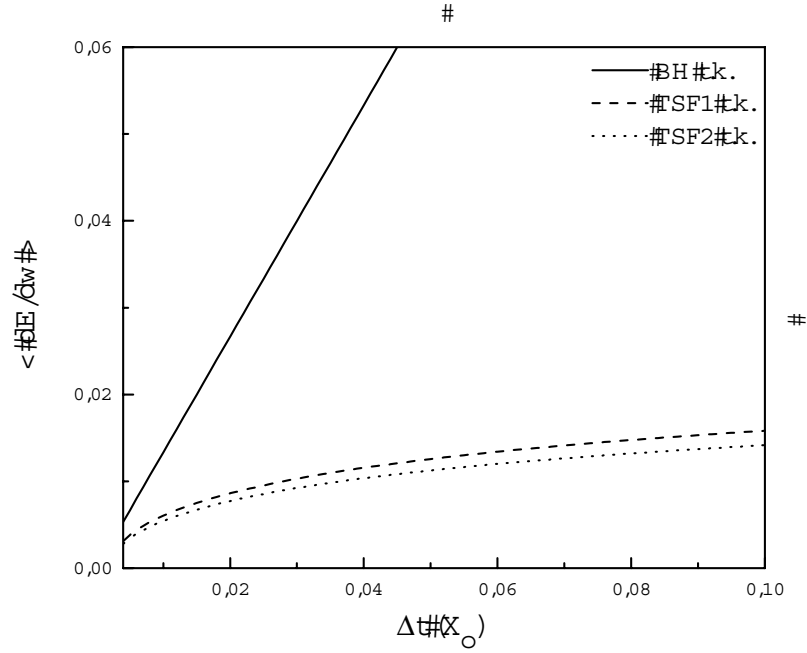
$$\kappa \cong \frac{6(\ln(\Delta t/l_\gamma) - 1)}{\Delta t/l_\gamma} \quad (2.67)$$

olarak hesaplanır[26].

Shul'ga ve Fomin'in kuantum etkilerini daha detaylı bir şekilde hesaba dahil ederek yaptıkları son çalışmada,  $a^2 = \Delta t/l_\gamma$  ve  $a^2 \gg 1$  olmak koşuluyla ortalama foton dağılımı:

$$\left\langle \frac{dE_{\text{TSF}}}{d\hbar\omega} \right\rangle = \frac{2\alpha}{\pi} \frac{E - \hbar\omega}{E} \left\{ \left( 1 + \frac{(\hbar\omega)^2}{2E(E - \hbar\omega)} \right) \times \left[ (\ln a^2 - C) \left( 1 + \frac{2}{a^2} \right) + \frac{2}{a^2} + \frac{C}{B} \right] - 1 \right\} \quad (2.68)$$

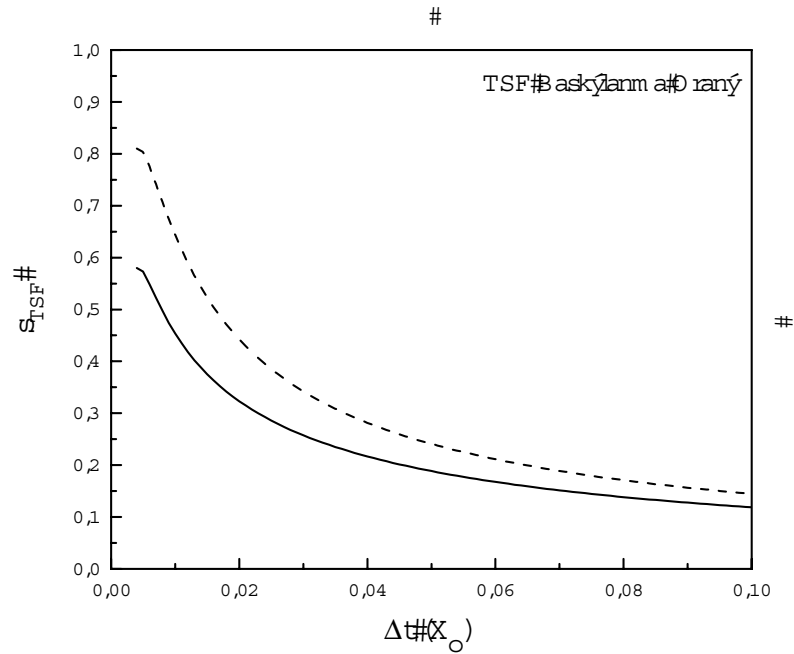
olarak hesaplanmaktadır[31]. Denklemden  $C$  Euler sabiti ( $C = 0.577$ ) ve  $B$  ise perdelenmiş çekirdek alanının yapı çarpanının dahil olduğu maddeye bağlı bir sabittir.



Şekil 2.13: Ortalama foton dağılımının kalınlığa bağlı değişimi. Bethe-Heitler tesir kesitine göre ortalama foton dağılımı kalınlıkla doğrusal olarak artmaktadır. TSF etkisinin görüldüğü durumlarda ise ortalama foton dağılımı logaritmik olarak değişmektedir. TSF1 ve TSF2 eğrileri sırasıyla (2.65) ve (2.68) denklemlerine karşılık gelmektedir. (Grafik, belirtilen denklemlerin MathCad uygulamasıdır.)

Şekil 2.13'te (2.53) ve (2.56)'daki ortalama dağılımların kalınlığa bağlı değişimleri Bethe-Heitler tesir kesitinin (Denklem (2.54)) değişimiyle beraber verilmektedir. Altın için yapılan bu hesaplarda çoklu saçılma uzunluğu ( $l_\gamma$ ) yaklaşık olarak  $1.83\mu\text{m}$  ( $\sim 0.06X_0$ ) olur. Dolayısıyla grafikte  $X_0$  cinsinden verilen hedef kalınlıkları, TSF etkisi gözlemlenebileceği bölgede yer alır ( $l_\gamma \ll \Delta t$ ).

Şekil 2.13'te ortalama foton dağılımı, Bethe-Heitler(BH) tesir kesitine göre ve TSF etkisi görüldüğü durumlar için bir arada verilmektedir. BH tesir kesiti kalınlıkla doğrusal bir şekilde artarken, TSF tesir kesitleri logaritmik olarak ( $\sim \ln(\Delta t)$ ) artmaktadır. TSF etkisi için hesaplanan eğrilerdeki (TSF1 ve TSF2) fark %1 dolayındadır. Bununla beraber TSF1 eğrisi enerjiden bağımsızken, TSF2 eğrisi enerjiye bağlıdır. Grafikteki TSF2 eğrisi  $E = 180\text{GeV}$  enerjili bir elektronun  $\hbar\omega = 20\text{GeV}$  enerjili bir foton yayınlaması için hesaplanmıştır. Daha yüksek enerjilere çıkıldığında iki eğri arasındaki fark ihmal edilemeyecek kadar artmaktadır.



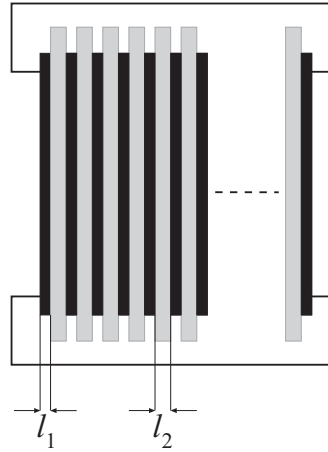
Şekil 2.14: TSF etkisi için baskılanma oranları. Kuantum etkileri hesaba katıldığında (Kesikli çizgi, Denklem (2.68)) baskılanma oranı da artmakta, her iki durumda kalınlık arttıkça TSF baskılanması azalmaktadır. (Grafik, belirtilen denklemlerin MathCad uygulamasıdır.)

Şekil 2.14’de baskılanma oranları verilmektedir. Kesiksiz çizgi (2.67)’de verilen baskılanma oranı ve kesikli çizgi de (2.68)’ya göre hesaplanmış baskılanma oranıdır. TSF baskılaması kalınlık arttıkça azalmaktadır.

Hedef kalınlığı TSF etkisinin gözlemlendiği alt sınırlara yaklaştığında ise ( $l_y \sim \Delta t$ ) hedef çoklu saçılmanın gözlemlenmediği inceliğe ulaşır. Tek çekirdek alanından gerçekleşen saçılma için klasik Bethe-Heitler frenleme ışımalarının yeniden gözlemlenmesi beklenir. Bununla beraber hedef kalınlığı daha da azaltılırsa ( $l_y > \Delta t$ ), bu durumda da geçiş ışımaları frenleme ışımalarından daha etkin olacaktır.

## 2.6. İÇ YAPISI OLAN HEDEFLER

Hedeflerin iç yapısı olması, hedef olarak birden fazla levhanın kullanıldığı durumları anlatmaktadır. Eğer arada boşluk olacak şekilde levhalar arka arkaya sıralanarak bir hedef oluşturulursa, bu durumda frenleme ışımaları yeni özellikler kazanmaktadır.



Şekil 2.15: İç yapılı hedef teknik olarak  $l_1$  kalınlığındaki ışınım levhaları arasında,  $l_2$  kalınlığında vakum davranışına yakın özellikler gösteren organik tabakalar yerleştirilerek elde edilir.

Şekil 2.15’te teknik olarak iç yapılı bir hedef örneğinin nasıl olduğu gösterilmektedir.  $l_1$  kalınlığındaki levhalar (altın gibi ışınım yapacak hedef levhalar)  $l_2$  aralıklarıyla yerleştirilmektedir.  $l_2$  aralığını sağlamak için düşük yoğunluklu polietilen (LDPE)

tabakaları, ışıma levhalarıyla harmanlanıp sıralanarak iç yapılı hedef elde edilir. LDPE organik bir yapıya sahip olduğundan, küçük atom sayılı çekirdekleriyle levhalar arasının boşa yakın (vakum) gibi ele alınmasına olanak sağlamaktadır.

İç yapılı hedeften ışıma, hedefi oluşturan ışıma levhalarının özelliklerine bağlı olduğu gibi ayrı levhalardan gerçekleşen ışımanın birbiriyle etkileşmesi de söz konusudur. Farklı levhalardaki etkileşimle oluşan fotonlar birbirleriyle girişim yapabilmektedir. Bu durumda iç yapılı hedeften gerçekleşen ışımanın karakteri, hedefin  $l_1$  ve  $l_2$  kalınlıkları gibi geometrik özelliklerine de bağlı olmaktadır.

### 2.6.1. Baier ve Katkov Hesabı

Baier ve Katkov (BK) kendi geliştirdikleri ve “Kuasiklasik Operatör Yöntemi” olarak adlandırdıkları teknikle yüksek enerjili parçacıkların ( $\gamma \gg 1$ ) dış elektromanyetik alan altındaki hareketlerini incelemektedir. 1967’de geliştirilen yöntem pek çok ışıma olayına başarılı bir şekilde uygulanmıştır. Gelişen deney yöntemlerinin gerektirdiği hassasiyetle hesaplarını yenileyip, yakın zamanlarda iç yapılı hedeflerden ışımayı da ele almışlardır. Hesapların detayları için kaynakçadaki makalelere başvurulabilir[14,25].

BK yaklaşımında, iç yapılı hedefin  $l_1$  ve  $l_2$  (Şekil 2.15) değişkenleri kullanılarak,  $X_0$  ışıma uzunluğu ve  $l_0$  oluşum uzunluğu olmak üzere:

$$b = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{X_0}{l_1}, \quad T = T_1 + T_2, \quad T_{1,2} = \frac{l_{1,2}}{l_0} \quad (2.69)$$

birimsiz değişkenleri tanımlanmaktadır.  $b$  ve  $T$  değişkenlerinin büyüklüklerine göre ayrı ayrı yaklaşımlar yapılmakta ve makalelerinde çeşitli durumlar ele alınmaktadır.

Burada deneyle bağını kurabileceğimiz hesap olarak,  $b \gg 1$  ve  $T \gg 1$  durumu için yapılan yaklaşık hesap verilmektedir. Bu durumda  $l_2$  aralıklarıyla ayrılmış  $l_1$  kalınlığındaki  $N$  levhalı bir iç yapılı hedef için toplam ışıma:

$$\frac{dE^{(N)}}{d\hbar\omega} \cong \frac{\alpha}{3\pi\hbar\omega} \frac{N}{b} \left( 1 + \frac{(E - \hbar\omega)^2}{E^2} \right) \left( 1 - \frac{3}{10b} + 2 \frac{N-1}{Nb} G(T) \right) \quad (2.70)$$



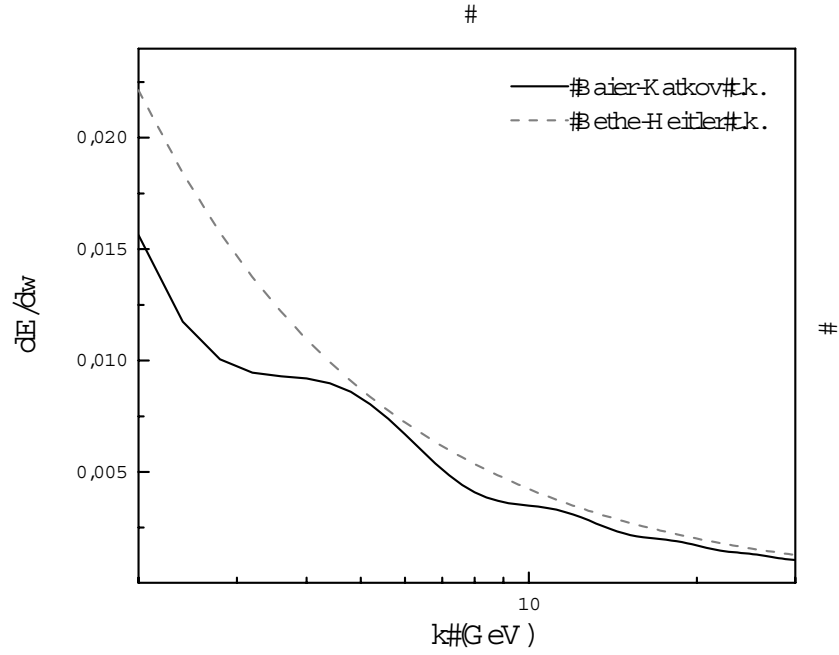
olarak hesaplanmaktadır[14]. Hesaba yalıtkanlık etkisi ve geçiş ışması dahildir. Burada  $G(T)$  fonksiyonu:

$$G(T) = T^2 \int \frac{x^3 e^{-x} dx}{(x^2 + T^2)^2} \times \left[ \left( 1 - \frac{3x^2}{10T^2} \right) \cos \left( T - 4 \arctan \frac{x}{T} \right) + \frac{2x}{T} \sin \left( T - 4 \arctan \frac{x}{T} \right) \right] \quad (2.71)$$

olarak verilmiştir[14].

Şekil 2.16'da BK yaklaşımıyla elde edilen (2.70) ifadesi, deneyde kullanılan hedef örneklerinden biri için uygulanmıştır. Elde edilen grafik için, iç yapılı hedef olarak  $l_1 = 2\mu\text{m}$  kalınlığındaki  $N = 53$  adet altın levha ve  $l_2 = 30\mu\text{m}$  kalınlığında düşük yoğunluklu polietilen tabaka Şekil 2.15'teki gibi sıralanarak kullanıldı. Polietilen tabakaların "boşluk" olduğu varsayıldı. 180GeV enerjili elektronların hedefle etkileşerek yaptığı  $k = \hbar\omega = 2-30\text{GeV}$  enerji bölgesindeki ışma için denklemlerde kullanılan birimsiz değişkenler  $b = 1.8$  ve  $T = 1.3-24$  değerlerine sahip olmaktadır.

Şekil 2.16'da Baier-Katkov eğrisi, Bethe-Heitler (BH) eğrisi ile beraber verilmektedir. BK eğrisinde farklı levhalarda oluşan fotonların birbirleriyle etkileşimi gözlemlenebiliyor. Girişim olarak adlandırılabilen bu etkileşim BH eğrisiyle kıyaslandığında azalmalar olarak karşımıza çıkıyor. Bununla beraber (2.70)'in geçerlilik koşullarını tam olarak sağlamayan bir örnek için elde edilen bu sonuçlar üzerinde durulurken dikkatli olunmalıdır. Bölüm 2.6.3'te bu durum yeniden ele alınacaktır.



Şekil 2.16: 53 adet 30 $\mu\text{m}$  kalınlığında düşük yoğunluklu polietilen tabaka ile harmanlanmış 2 $\mu\text{m}$  kalınlığındaki altın levhalardan oluşan hedef için foton dağılım eğrileri. Deneyde kullanılan bu hedef üzerine 180GeV enerjili pozitronlar gönderildi. Deneyde gözlemlenen 2-30GeV aralığında logartmik olarak çizilen eğrilerden Bethe-Heitler eğrisi 53 adet levha için herhangi bir girişim olmaması durumunu gösteriyor. Baier ve Katkov eğrisinde ise farklı levhalardan yayınlanan fotonlar arasındaki girişim gözlemlenebiliyor. (Grafik, Denklem (2.70)'in MatLab uygulamasıdır.)

### 2.6.2. Blankenbecler ve Drell Hesabı

Blankenbecler ve Drell'in (BD) yaptığı hesap saçılma fiziğinde "Eikonal Yaklaşıklık" olarak adlandırılan yönteme dayanmaktadır. "Eikonal" köken olarak Yunancadır ve Türkçede yerine "ikon" kelimesi kullanılıyor. Kelimenin saçılma fiziğine dahil olması geometrik optik hesaplarına, Maxwell'in çok öncesine kadar gidiyor. Geometrik optikte ışık çizgi boyunca ilerler ve yansıyan ışığın dalga boyu cisimden küçük olduğu müddetçe görüntü (ikon) oluşumu anlaşılabilir. Bu optikteki eikonal yaklaşıklık, Kuantum mekaniğinde de saçılma fiziği Born yaklaşıklığında ele alınabilir. Eikonal yaklaşıklık da kuantum mekaniğinde WKB yaklaşıklığına benzeyen problem çözüm yöntemlerinden biridir ve özellikle yüksek enerjili durumlar için kullanılır. Eikonal yaklaşım ve uygulamalarıyla ilgili çok sayıda çalışma bulunmaktadır[36].

BD hesabı saçılmanın gerçekleştiği ortamın istatistik modellemesine dayanmaktadır[32-35]. Bu yöntem diğer hesaplara göre, hedefin geometrik yapısını otomatik olarak hesabın içine sokma avantajına sahiptir.  $l$  kalınlığındaki bir hedef için toplam ışınma Bethe-Heitler ışınması cinsinden ifade edildiğinde,  $F(k, T, x)$  yapı çarpanı elde edilmektedir:

$$I_{\text{TOP}} = I_{\text{BH}} F(k, T, x). \quad (2.72)$$

Yapı çarpanı açık olarak:

$$F(k, T, x) = \int_{-\infty}^{\infty} db_2 \int_{-\infty}^{b_2} db_1 F(b_2, b_1, b_L)$$

$$F(b_2, b_1, b_L) = \frac{C(b)}{2bT} \times \left[ (1 + 3r(x)T\bar{\lambda}(b_2, b_1, b_L)) \sin(b + 6bT\bar{\eta}(b_2, b_1, b_L)) - \sin(b) \right] \quad (2.73)$$

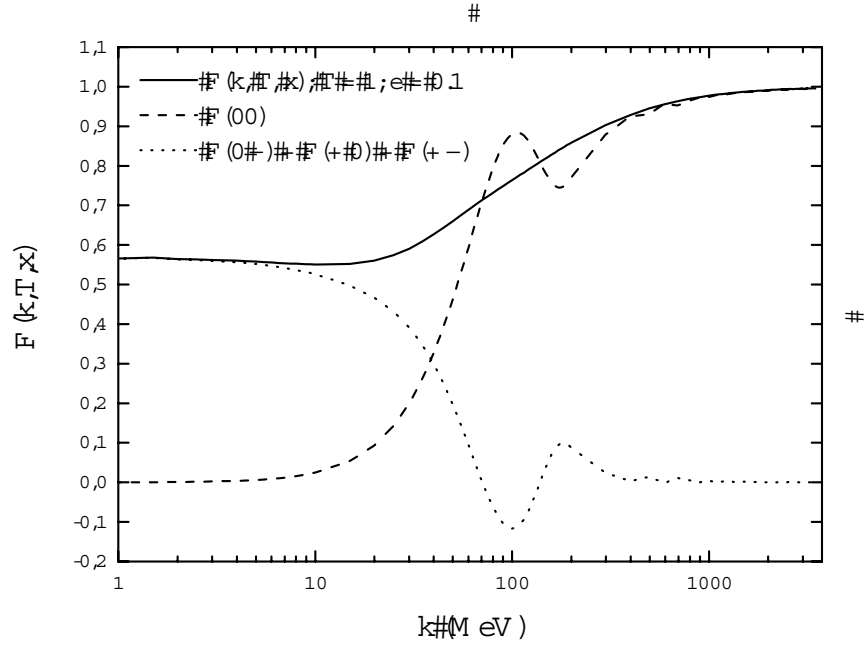
hesaplanmaktadır[33]. Denklemden  $z_1$ 'de başlayıp  $z_2$ 'de biten  $l$  kalınlığındaki hedef için  $b_i = z_i/l_0$ ,  $b = b_2 - b_1$  ve  $b_L = l/l_0$  değişkenleri,  $l_0$  oluşum uzunluğu ölçeğinde problemi tanımlamak için kullanılıyor.  $T = l\pi/(3\alpha X_0)$  hedef kalınlığı içindeki ışınma uzunluğu sayısını ifade etmektedir.  $\lambda$ ,  $\eta$  fonksiyonları ise ışınma uzunluğu içindeki etkileşime giren ortalama çekirdek alanı sayısını vermektedir:

$$\bar{\lambda}(b_2, b_1, b_L) = \frac{X_0}{b_L} \int_{b_1}^{b_2} \frac{dz}{X_0(z)},$$

$$\bar{\eta}(b_2, b_1, b_L) = \frac{X_0}{b_L} \int_{b_1}^{b_2} \frac{dz}{X_0(z)} \frac{(b_2 - z)(z - b_1)}{(b_2 - b_1)^2}. \quad (2.74)$$

(2.61)'deki  $r(x)$  fonksiyonu spin üzerinden alınan ortalamadan gelmektedir.  $p$  momentumuna sahip elektrondan,  $k$  momentumlu fotona aktarılan momentum oranı  $x$  ile ve  $k = (1-x)p$  denkleminle tanımlanarak,  $r(x) = (1+x^2)/2x$  bulunmaktadır. Denklemden  $C(b)$  fonksiyonu integral hesabında yakınsama sağlanması için kullanılmaktadır. Fonksiyon  $C(b) = \exp(-\varepsilon|b|)$  olarak verilmekte ve hesap sonunda  $\varepsilon$  sifıra götürülmektedir.

Şekil 2.17’de ışınma uzunluğu kalınlığında ( $T = 1$ ) tek bir altın hedef üzerinden saçılan 25GeV enerjili elektronların yayınladığı fotonlar için (2.72)’de verilen yapı çarpanı gösterilmektedir. Grafikte 1000MeV altındaki LPM baskılaması görülmektedir.



Şekil 2.17: BD hesabına göre 25GeV enerjili elektronlarla, bir ışınma uzunluğu kalınlığındaki altın hedef için ( $T = 1$ ), (2.72)'de verilen yapı çarpanı. Toplam fonksiyon hedefin öncesi(-), içi(0) ve sonrasındaki(+) bölgelerde gerçekleşen etkileşimlere göre dört ayrı bölgeye ayrılıyor. Fotonların birbiriyle etkileşmesine izin verilerek, (00), (0-), (+0) ve (-+) bölgelerine ayrılan ışınma için, grafikte girişim desenleri gözlemlenebiliyor. Toplam yapı çarpanında küçük enerjili fotonların baskılandığı görülüyor (LPM baskılaması)[33]. (Grafik, Denklem (2.73)'ün MatLab uygulamasıdır.)

BD hesabında birden fazla levha kullanıldığı durumda (2.74)'de yer alan, etkileşime giren ortalama çekirdek alanı sayısını veren  $\lambda$ ,  $\eta$  fonksiyonlarında integral aralıklarını yeni geometriye göre değiştirmek yeterlidir. Bununla beraber yeni geometri için yapılan hesap, muhtemelen integral aralığı kesikli olduğu için sonuç vermemektedir. Dolayısıyla iç yapıları hedefler için BD hesabı detaylı olarak ele alınarak geliştirilmek durumundadır.

### 2.6.3. İç Yapılı Hedef Hesapları Üzerine Bir Tartışma

Deneyde iç yapılı hedefler kullanılmasının temel nedeni çok ince levhalarla yapılan deneylerde ışımanın arkaplan ışımasından ayrılamamasıdır. Birden fazla levha kullanarak olay sayısını artırmak ve böylece arkaplan ışımasının etkilerini ortadan kaldırmak hedeflenmektedir. Bu gerekçeyle olsa da, kullanılan iç yapılı hedeflerin getirdiği yeni fiziksel süreçler, eğer varsa, ölçülen ışımada gözlenmeli ve yapılan hesaplarla büyüklükleri öngörülmelidir.

Bugüne kadar farklı yöntemlerle önceki kısımlarda ele alınan iki kuramsal çalışma yapılmıştır. Bunlar dışında BD hesabına benzeyen başka bir çalışma daha vardır[37-40]. BK hesabının geçerlilik koşulları deneyin fiziksel değişkenlerine tam olarak uymamaktadır. Buna rağmen deney değişkenlerine en yakın BK hesabı ele alındığında, Şekil 2.16'da verilen sonuç ortaya çıkmaktadır. Grafiğe göre 2GeV için BK hesabı BH ışımasının %25 altında kalmakta ve 5GeV için fark %1'in altına inmektedir. Yapılan deneylerde ise bir azalma yerine aynı enerji bölgesinde bir artış gözlenmektedir (Bölüm 4). Hesabı yapanlar bu durumun yeniden ele alınması gerektiğini söylemektedir [50]. BD hesabı ise şimdilik sonuçsuz kalmış durumdadır.

## 2.7. ÖNCEKİ DENEYLER VE 2004 DENEYİ

2004 deneyinin hedeflerini daha iyi anlatabilmek için önceki deneylerde elde edilen bulgular özetlenebilir. Yüksek enerjili parçacıkların maddeyle etkileşmesinde gerçekleşen frenleme ışıması araştırmaları, kullandıkları kaynağa göre iki gruba ayrılmaktadır. Kozmik ışımadan gelen yüksek enerjili parçacıkların kaynak olarak kullanılması, ivmelendiricilerle yapılan deneyler öncesinde araştırma için tek olanak olmuştur. İvmelendirici teknolojisinin gelişmesi ve yeryüzünde kontrollü bir şekilde yüksek enerjili parçacıkların elde edilmesi sonrasında, bu alandaki araştırmalar 1970'lerle beraber yapılmaya başlanmıştır.

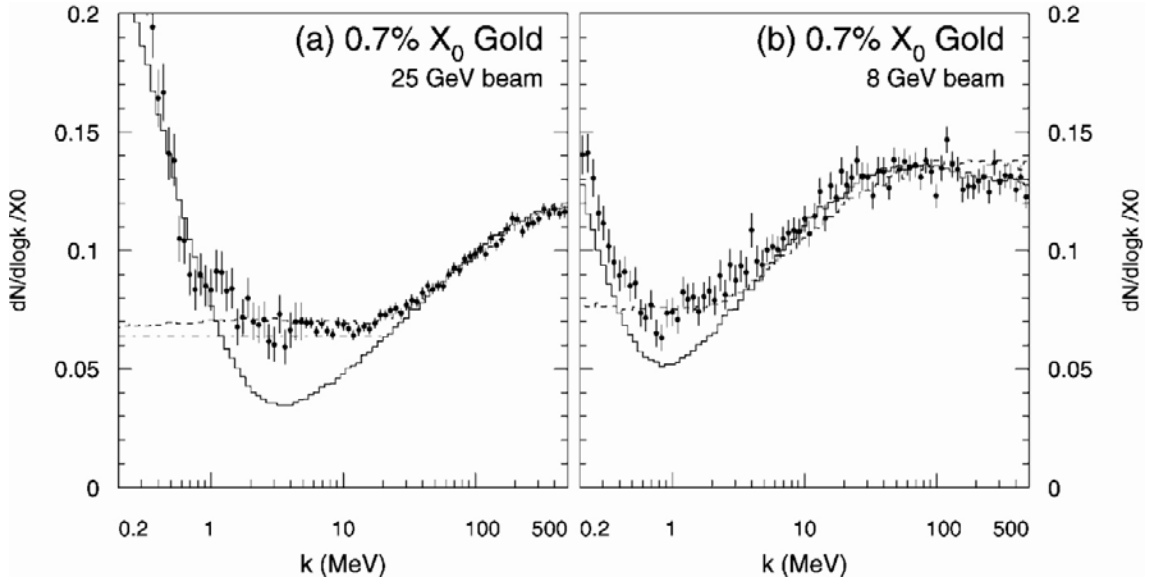
### 2.7.1. İvmelendiricilerle Yapılan Deneyler

İlk deneyler 1970'lerde VEPP ivmelendiricisiyle Serphukhov-SSCB'de yapılmıştır. İvmelendiriciden elde edilen 40GeV enerjili elektron hüzmesi hedef üzerine gönderilip, sonrasında yüklü parçacıklar mıknatıslar yardımıyla deney alanı dışına taşınarak, foton

enerjisi ölçümü gerçekleştirilerek LPM etkisini gözlemlemek hedeflenmiştir. Bütün deney düzenekleri sonraki deneylerde de aynı şekilde kurulmaktadır. Bununla beraber ivmelendiriciden gelen 20MeV mertebesindeki eşzaman ışınması, ölçülen foton enerjileri 70MeV civarında olduğu için LPM baskılamasının tam olarak gözlenmesine olanak vermemiştir. Yine de LPM etkisi yönünde elde edilen bulgular, 1990'lara kadar bu deneyi tek referans haline getirmiştir. Benzer şekilde yalıtkanlık baskılaması ve geçiş ışınması da 1972'de VEPP ivmelendiricisinden sağlanan 0.25-2.8GeV enerjili elektron hüzmesi kullanılarak gözlenmiştir[13].

1990'lara gelindiğinde çok sayıda ivmelendirici benzer deneyleri yapmak için uygun duruma gelmiştir. 1993'te SLAC'ta yapılan deneyde LPM ve yalıtkanlık baskılaması çok sayıda hedefle araştırılmıştır. Altın hedefle yapılan deneylerin sonuçlarından ikisi Şekil 2.18'de verilmektedir. 25GeV ve 8 GeV enerjili elektron hüzmesiyle yapılan deneylerde 0.1-500MeV enerjili fotonlar ölçülmüştür. Düşük enerjili fotonlar ölçüldüğü için geçiş ışınması ve yalıtkanlık baskılanmasının gözlenmesi mümkün olmuştur. Grafiklerde benzetim uygulamaları düz çizgiyle verilmektedir. Benzetim uygulamaları frenleme ışınmasıyla beraber geçiş ışınmasını, LPM baskılamasını ve yalıtkanlık baskılamasını içermektedir.

Şekil 2.18'de  $23\mu\text{m}$  ( $\approx 0.7X_0$ ) altın hedefle iki ayrı enerjide yapılan deney sonuçları verilmektedir. 25GeV enerjisiyle gerçekleşen ışımada yaklaşık olarak 200MeV altında LPM baskılaması görülmektedir. Grafikte 2-20MeV arasında yer alan plato bölgesi LPM etkisi ortadan kalktıktan sonra TSF etkisinin görüldüğü aralık olarak yorumlanmaktadır. TSF etkisi Mone Carlo uygulamasında içerilmediği için düz çizgi ile deney verileri bu bölgede uyuşmamaktadır. Bununla beraber TSF etkisi için kuramsal olarak yapılan iki ayrı hesap (kesikli çizgiler) grafik üzerinde yer almaktadır. 8GeV enerjili yapılan deneyin grafiğinde, enerji ölçeği değişmekle beraber ışınma karakteri değişmemektedir.

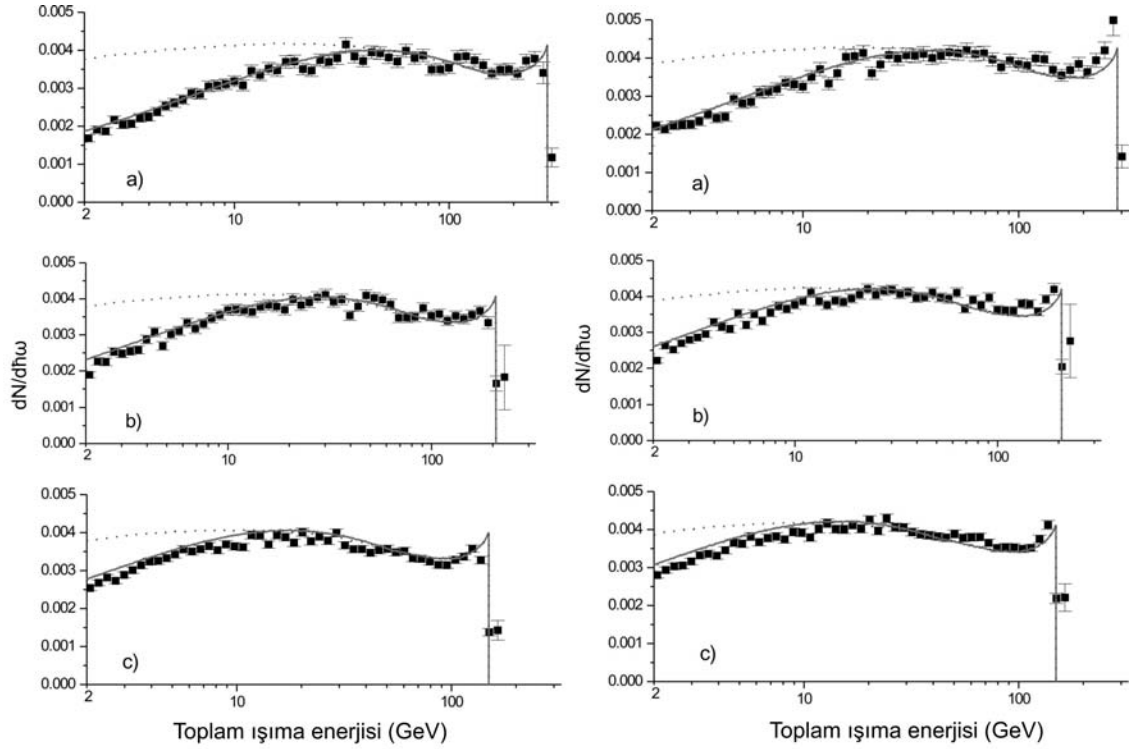


Şekil 2.18: SLAC deneyinde altın hedefle elde edilen ışınma grafiği. Deney sonuçlarının yer aldığı makaleden alınmıştır[11].

2001’de daha yüksek enerjiler kullanılarak CERN’de yapılan deney, LPM baskılaması değişkeninin ( $E_{LPM}$ ) deneysel ölçümünü yapmak amacıyla gerçekleştirilmiştir. 150GeV, 210GeV ve 290GeV enerjilerindeki elektron hüzmesi, iridyum ( $4.36X_0$ ), tantalum ( $4.45X_0$ ) ve bakır ( $4.4X_0$ ) hedefler üzerine gönderilerek LPM etkisi gözlenmiştir. Şekil 2.19’da iridyum ve tantalum için elde edilen sonuçlar her üç enerji değeri için verilmektedir[22].

Grafiklerde BH ışınması ve LPM ışınması benzetimleri yer almaktadır. Her iki hedefte de deney sonuçları LPM baskılamasını bütün enerjiler için göstermektedir. LPM etkisi enerjile beraber artmakta, 290GeV enerjili elektron hüzmesinin ışınmasında 30GeV’e kadar olan bölgede foton dağılımında bir baskılanma meydana gelmektedir.

2001 deneyinde, seçilen yüksek enerjiler nedeniyle, geçiş ışınması ve yalıtkanlık baskılaması gibi etkiler görülmemektedir. Seçilen hedef kalınlıkları ve enerji aralığı nedeniyle TSF etkisinin gözlenmesi de olanaklı değildir.



Şekil 2.19: 2001 CERN deneyinde iridyum ve tantalum hedeflerle elde edilen ışıma grafikleri. Yukarıdan aşağıya doğru enerji azalmaktadır (290GeV, 210GeV ve 150GeV). Deney sonuçlarının yer aldığı makaleden alınmıştır[22].

### 2.7.2. 2004 Deneyi

Buraya kadar yürütülen kuramsal aktarım ve önceki deneylerden elde edilen bulgular sonrasında, 2004 deneyinin amaçları kuramsal açıdan ele alınabilir. Çalışmanın deneyle ilgili detayları 3.Bölüm’de anlatılmaktadır.

Önceki araştırmalarda hedef kalınlığı olarak en düşük  $23\mu\text{m}$  ( $\%0.7X_0$ ) altın kullanılmıştır. 2004 deneyi  $2\mu\text{m}$  ( $\%0.06X_0$ ) kalınlığındaki altın hedeften ışımayı araştırmaktadır. Önceki deneylerden farklı olarak elektron hüzmesi yerine pozitron hüzmesi kullanılmaktadır; fakat bu değişikliğin, yani aynı kütleli, yüksek enerjili, yüklü parçacıklar olarak elektron ve pozitron kullanılmasının, şekilsiz hedef üzerinden gerçekleştirdikleri frenleme ışıma karakterlerinde bir fark yaratmayacağı söylenmelidir.



Daha ince hedef kullanıldığında LPM baskılamasının ortadan kalkması ve tekli saçılma sonucu BH ışımalarının yeniden kazanılması beklenmektedir. Ölçülen enerji aralığında klasik geçiş ışması ve yalıtkanlık baskılamasının gözlenmesi mümkün değildir. Bununla beraber LPM etkisinin hangi kalınlıkta ortadan kalktığı, TSF etkisinin görülüp görülmediği ve çoklu saçılmaya bağlı geçiş ışımalarının, varsa etkileri, deney araştırması kapsamındadır.

Ek olarak, iç yapılı hedefler kullanılmaktan kaynaklanan yeni fiziksel süreçler olup olmadığı sorusu ortadadır. İç yapılı hedeflerden ışımaya kuramının geliştirilmesi gerekmektedir. Yeni bir kuramsal çaba, deneysel olan bu çalışma kapsamı içinde hedeflenmemektedir. Bununla beraber deney sonuçlarına göre hedeflerin iç yapılı olmasından kaynaklanan etkiler olup olmadığı tartışılabilir. 4. Bölüm'de deney sonuçları üzerinden bu tartışma yürütülmektedir.

### **3. DENEY VE YÖNTEM**

İnce hedeflerle ışına deneyi 2004 yazında CERN’de (Avrupa Nükleer Araştırmalar Merkezi) yapıldı. Bu bölümde deney alanı, deney düzeneği ve deney bulguları ele alınacaktır.

#### **3.1. DENEY ALANI**

CERN 1954’te kurulduğundan bu yana pek çok yeni buluşun yapıldığı uluslararası bir merkezdir. CERN’de LHC ivmelendiricisinden sağlanacak hüzmeleri kullanacak, halen yapım aşamasında olan dört büyük dedektör sistemiyle (CMS, ATLAS, ALICE ve LHC-b) 2007 yılından başlayarak yeni deneylerle fizikte çığır açıcı gözlemler yapılması beklenmektedir. CERN’deki ivmelendirici sistemi ayrıca, daha önce inşa edilmiş bulunan ivmelendiricilerle, çeşitli yeni deneyler için olanaklar sağlayabilmektedir.

##### **3.1.1. İvmelendiriciler**

İvmelendiricilerin temel ilkesi elektromanyetik alan altında yüklü parçacıklara enerji aktarılmasıdır. Elektrik alan altında ivmelendirilen parçacıklar manyetik alanlar yardımıyla yönlendirilir. Elektrik alan yüksek gerilimlere ulaşan alternatif gerilim kaynağıyla üretilir. Alternatif gerilimin frekansı radyo frekansları mertebesinde.

Günümüzde doğrusal ve dairesel (halka) olmak üzere iki tip ivmelendirici vardır. Farklı deney amaçları için farklı yüklü parçacıklar hızlandırılır. Yüksek enerji fiziği deneyleri için genelde elektron (pozitron) ve proton (anti-proton) tercih edilmektedir. Bununla beraber farklı araştırmalar için muon ( $\mu$ ) gibi parçacıklar ve ağır iyon ivmelendiricileri bulunmaktadır. İvmelendiriciler yüklü parçacıkların çok yüksek kinetik enerji kazanmalarını sağlamakta böylece parçacık hızları ışık hızına yakın değerlere, pek çok örnekte pratik olarak ışık hızına ulaşmaktadır.

İvmelendiriciler birden fazla ivmelendiricinin farklı görevler gördüğü bir sistem olarak çalışmaktadır. İyon pompasından gelen parçacıklar, ön-ivmelendirici sistemde parçacık paketlerinden oluşan katarlar getirilmekte ve böylece hüzme hazırlanmaktadır. Hüzme daha sonra belli bir enerji değerine kadar ivmelendirilerek ana ivmelendirme sistemine pompalanır.

Hızlandırılan parçacıklarla gerçekleştirilen deneyler iki tip dedektör sistemi kullanılarak yapılmaktadır. Birinci tip sabit hedef deneyidir ve parçacıkların belli bir hedefe çarpması sonucunda oluşan süreçler/parçacıklar saptanarak yapılır. Diğer deney tipinde ise hızlandırılan parçacıklar kafa kafaya çarpıştırılır ve ortaya çıkan parçacıkların saptanması yoluyla analiz yapılır.

İvmelendiricilerle ilgili en önemli fiziksel büyüklükler ışınlılık ve çarpışmanın kütle merkezi enerjisidir. Kafa kafaya çarpışma için ışınlılık:

$$L = f \cdot n \frac{N_1 N_2}{A} \quad (3.1)$$

olarak verilmektedir[51]. Burada  $n$  parçacık paketi sayısı,  $N_i$  her bir paketteki parçacık sayısı,  $f$  dönme frekansı ve  $A$  hüzme tesir kesitidir.

Çok sayıda çarpışma elde etmek için ışınlılık değerinin yüksek olması yani mümkün olan en küçük alana en yüksek sayıda parçacığın sıkıştırılması gerekir. Tek bir hüzme söz konusu olduğunda yüksek ışınlılığa ulaşılması için, hüzmede yüksek parçacık yoğunluğu bulunması veya başka bir deyişle akımın (saniyede geçen yük miktarı) büyük olması gerekmektedir.

İşınlılığın birimi olarak saniyede her santimetrekareden geçen parçacık sayısı anlamında  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  veya zaman üzerinden integrali alınarak barn ( $\text{m}^{-2}$ ) kullanılır. Bugüne kadar protonlarla elde edilen en yüksek ışınlılık değeri, CERN’de şimdi kullanılmayan ISR (Kesişen Biriktirme Halkaları) ivmelendiricisiyle, 1971’de 31GeV enerjisinde  $2.2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  olarak elde edilmiştir. LHC’de ise ortalama olarak  $\sim 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  ışınlılık değerleri hedeflenmektedir[52].

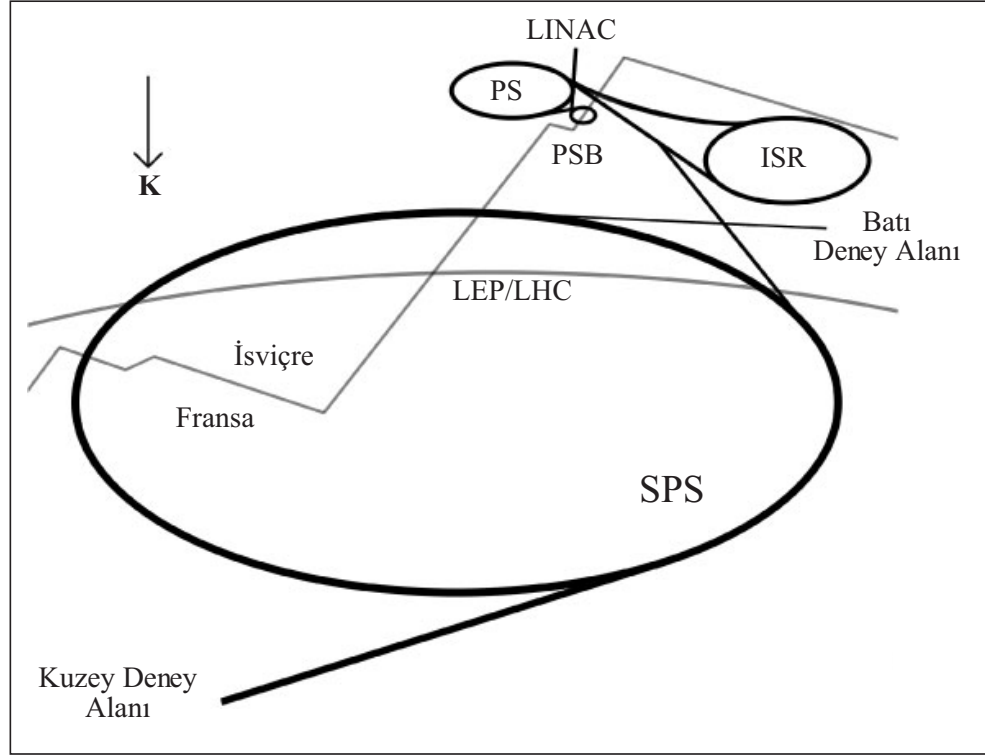
Enerji değerleri de günümüzde çok yüksek değerlere ulaşmış bulunmaktadış. LHC’de proton hüzmesinin enerjisi 7TeV olarak planlanmaktadır ve bu değer kafa kafaya çarpışma deneylerinde (CMS, ATLAS ve ALICE) 14TeV kütle merkezi enerjisi anlamına gelmektedir.

### 3.1.2. CERN İvmelendirme Sistemi

İvmelendiriciler tek bir “makina” değil, birçok ivmelendiriciden oluşan karmaşık bir sistem olarak inşa edilmektedir. Daha önce kullanılan ivmelendiriciler, yeni inşa edilenler için kaynak olarak işlev görmeye devam etmektedir. 50 yılı aşan CERN deneyiminde küçük enerjilerden büyük enerjilere doğru farklı görevleri olan çeşitli ivmelendiriciler yapılmıştır.

şekil 3.1’de CERN’deki ivmelendirici sistemin deneyle ilgili olan bölümleri gösteriliyor. Sistem ivmelendiricilerin bir arada kullanılması prensibiyle alışıyor. İyon pompası ağır iyon veya protonları doğrusal ivmelendiriciye (LINAC) gönderiyor. Burada protonlar 50MeV kinetik enerjisine ulaşarak Proton Eşzaman Fırlatıcısı’nda (PSB) biriktiriliyor. PSB’de parçacık paketleri oluşturulup, dört ayrı halkada hızlandırılarak Proton Eşzaman İvmelendiricisi’ne (PS) gönderiliyor. PSB’den PS’ye paketler halinde gelen protonlar, burada katar haline getirilip hızlandırılarak Süper Proton Eşzaman İvmelendiricisi’ne (SPS) pompalanıyor. Bütün ivmelendiricilerdeki ivmelendirme halkaları yüksek vakum altında çalışmaktadır.

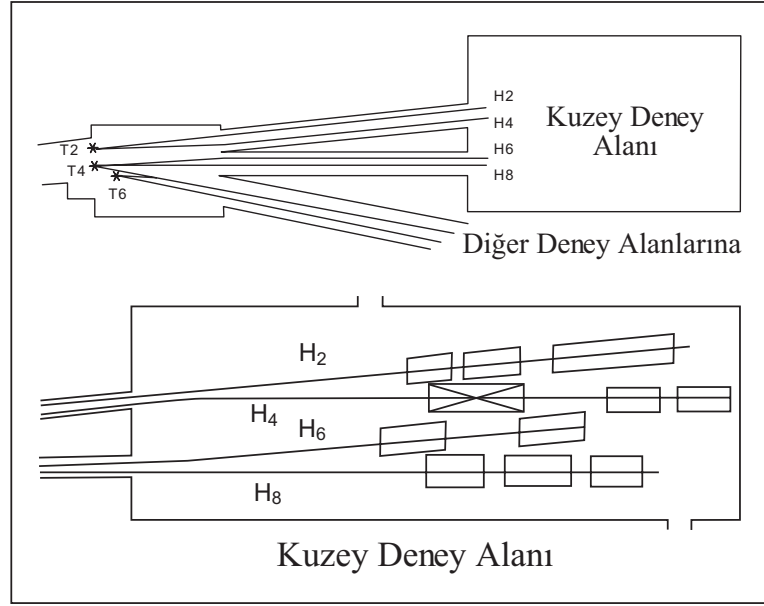
Tablo 3.1’de ivmelendirme siteminde yer alan makinelerin bazı fiziksel değişkenleri verilmektedir. PS’den SPS’ye hüzmenin aktarım hızına göre SPS’deki akım arttırılıp azaltılabilmektedir. SPS’de proton enerjisi 450 GeV enerjisine kadar çıkabilmektedir.



Şekil 3.1: CERN ivmelendirme sisteminin bir bölümü. İyon pompasından gelen protonlar doğrusal ivmelendiricide (LINAC) hızlandırılıyor. Proton Eşzaman Fırlatıcısı (PSB) ve Proton Eşzaman İvmelendirici (PS) parçacık paket katarlarını oluşturup, proton hüzmelerini 26GeV enerjisine yükselterek Süper Proton Eşzaman İvmelendiricisi'ne (SPS) gönderiyor. Burada protonlar 450GeV enerjisine kadar ivmelendirilerek deney alanlarına (Kuzey ve Batı deney alanları) pompalanıyor. Kurulmakta olan Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) SPS'ten gelen hüzmeyi kullanacaktır. 2001'e kadar kullanılan Büyük Elektron-Pozitron (LEP) ivmelendiricisi ve 1984'e kadar kullanılan biriktirme halkası (ISR) artık sökülmiş durumdadır[53].

Tablo 3.1: CERN sistemindeki ivmelendiricilerin bazı değişkenleri[52].

Makine	PSB	PS	SPS
Çevresi (m)	157.1	628.3	6911.5
Giriş enerjisi (GeV)	$0.05+E_0$	$1.4+E_0$	26.0
Çıkış enerjisi (GeV)	$1.4+E_0$	26.0	450
Katardaki paket sayısı	1	$4+2 \rightarrow 72$	144/216/288
Paket araları (ns)	–	$327 \rightarrow 25$	25
Ort. hüzmeye yoğunluğu (mA)	$\sim 0.18$	$\sim 0.9$	$\sim 3$



Şekil 3.2: SPS'den gelen proton hüzmesi deney alanlarına dağıtılmaktadır. Deney ihtiyaçlarına göre farklı hedefler kullanılarak ikincil hüzmeler oluşturulmaktadır.

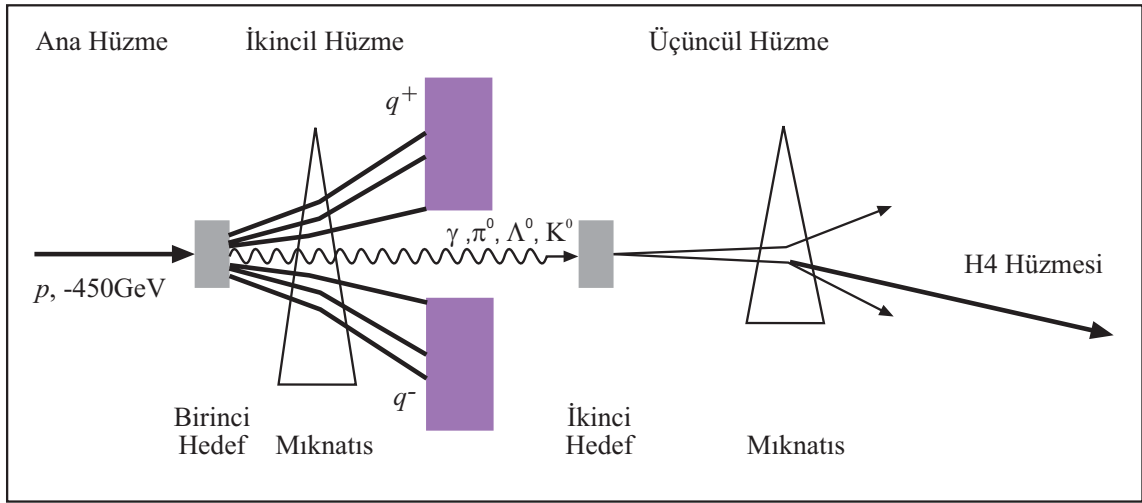
### 3.1.3. H4 Hüzmesinin Oluşumu

SPS'den gelen 450GeV enerjili proton hüzmesi kullanılarak deney ihtiyaçlarına göre farklı parçacık hüzmeleri (ikincil veya üçüncül hüzmeler) elde edilebilmektedir. Şekil 3.2'de Kuzey Deneysel Alanı'nda (NA) hüzmelerin dağıtım ve ikincil hüzmelerin oluşum şeması gösterilmektedir. 2004'te yapılan deney kuzey alanında H4 hüzmesi kullanılarak Şekil 3.2'de çarpıyla gösterilen bölümde gerçekleştirildi.

H4 hüzmesi üçüncül bir hüzme olarak elde edilmektedir (Şekil 3.3). H4 hüzmesi için T2 olarak adlandırılan berilyum hedef kullanılmaktadır. Hedeflerin istenilen hüzme oluşumu için en uygun olanı, gerek geometrisi gerek fiziksel özellikleri yardımıyla seçilmektedir. Elektron veya pozitron hüzmesi foton veya yüksüz hadronların (büyük oranda  $\pi^0$ ) kurşun üzerine gönderilmesiyle elde edilmektedir. Berilyumun fiziksel özelliği ışınım uzunluğunun ( $X_0 = 35.3\text{cm}$ ; elektromanyetik saçaklanmanın ölçüsü), hadronik saçaklanma etkileşim uzunluğuna ( $L_0 = 40.7\text{cm}$ ; yüklü parçacığın hadronik bir saçaklanma oluşturması için gereken ortalama uzunluk) yakın olmasıdır. Böylece deney

ihtiyaçlarına göre 4-50cm uzunluğunda berilyum hedef kullanılarak foton ve yoğun  $\pi^0$  demeti elde edilmektedir[54].

Demet berilyum hedefinden geçtikten sonra yüklü kısmıyla yüksüz kısmı mıknatıs yardımıyla ayrıştırılmaktadır. Böylece yalnız yüksüz hadronlarla fotonların ikincil hedefe ulaşması sağlanmaktadır.



Şekil 3.3: H4 hüzmesi elde edilirken uygulanan fiziksel süreçler[54].

Kurşun, elektromanyetik saçaklanma için ışın uzunluğu ( $X_0 = 5.6\text{mm}$ ) en küçük olan metallere biridir. 1-2  $X_0$  uzunluğunda kurşun kullanılarak elde edilen fotonun tamamına yakını  $e^-e^+$  çiftine dönüştürülebilir.  $\pi^0$  demeti ise  $10^{-18}\text{s}$  yarılanma ömrü sebebiyle önce hızlıca  $\gamma\text{-}\gamma$  çiftine dönüşür ( $\sim 98\%$ ), ardından kurşunla etkileşir. Böylece üçüncül hüzme  $e^-e^+$  çiftlerinden oluşur. Mıknatıs yardımıyla istenilen hüzme ( $e^-$  veya  $e^+$ ) ayrılır. İstenilen momentum büyüklüğündeki althüzme elde etmek için son olarak hüzme yine mıknatıslar yardımıyla ayrıştırılır.

Pozitron (veya elektron) demeti elde etmek için kullanılan aktarılma sürecinde SPS'den gelen proton akımı önemli oranda azalmaktadır. Ana hüzmede  $2.37\mu\text{s}$ 'lik atım başına  $\sim 10^{13}$  olan 450 GeV'lik proton yoğunluğu, ikincil hüzmede atım başına  $10^7$  parçacığa düşmekte ve üçüncül hüzmede ise en yüksek değeri  $10^5$  olabilmektedir. Aktarılma

sürecinde parçacık sayısı ile beraber yeni üretilen parçacıkların momentumu da azalmaktadır. Üçüncül hüzmeye seçilen momentum aralığına göre parçacık yoğunluğu daha da azalmaktadır[54].

Seçilen momentum aralığında elde edilen elektronlar (pozitronlar) deney alanına ulaşana kadar mıknatıslar yardımıyla yönlendirilir. Yönlendirme sürecinde parçacıklar eşzaman ışımasıyla biraz daha enerji kaybederler. Üçüncül hüzmeye 180 GeV/c momentuma sahip pozitronlar seçilerek yönlendirildiğinde deney alanına gelen pozitronların momentumu 178.2 GeV/c ölçülmektedir.

SPS’de protonların enerjisi 1/100 değerinden daha hassas olarak bilinmektedir. Bununla beraber hassasiyet 1/1000 kadar iyi değildir. Eşzaman ışımasındaki enerji kaybının belirlenmesinde de yaklaşık olarak %0.5 belirsizlik vardır. Deneyde kullanılan pozitron momentumu için bu iki belirsizlik doğrusal olarak eklenmektedir. Dolayısıyla momentum hassasiyeti %1.5’tan daha iyi değildir[54].

### **3.2. DENEY DÜZENEGİ**

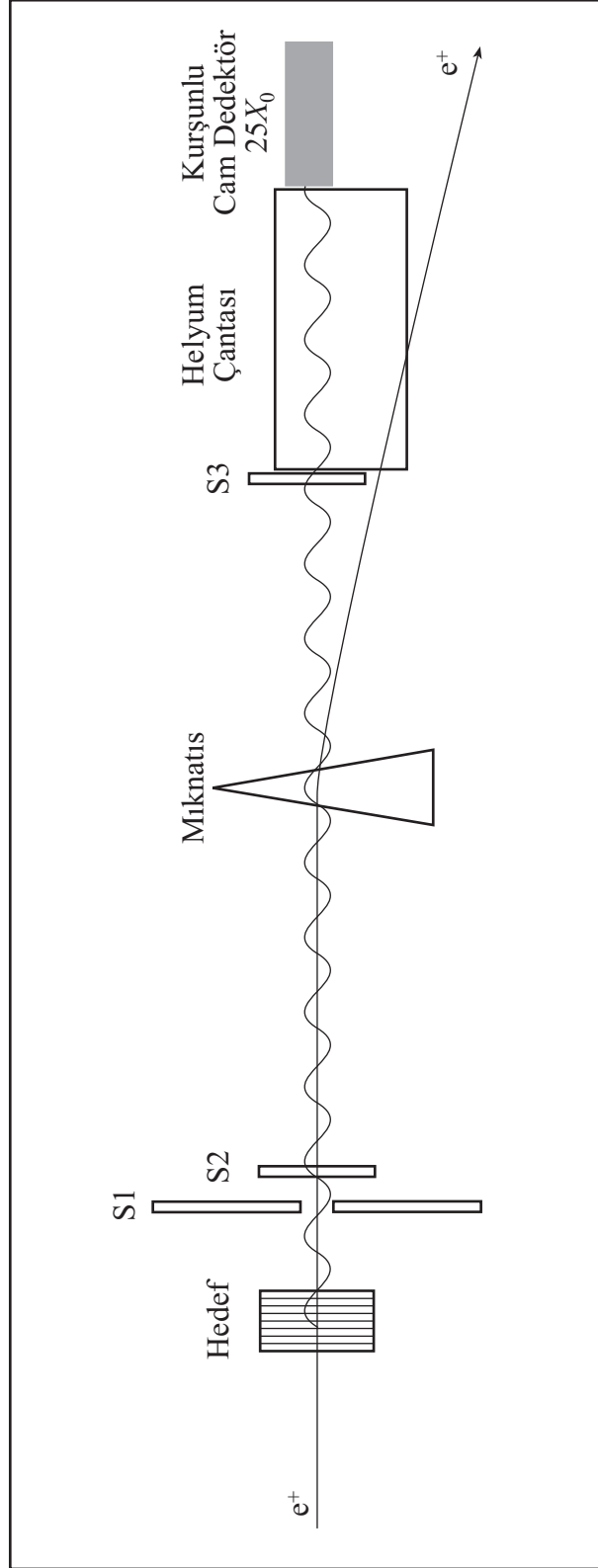
2004 deneyi H4 üçüncül hüzmesinde 178.2 GeV enerjili pozitron demeti kullanılarak yapıldı. Deney düzeneği Şekil 3.4’te verilmektedir. Yaklaşık 21m uzunluğundaki deney seti, Şekil 3.2’de gösterilen deney alanında yer almaktadır.

Deneyde, pozitron demeti hedef üzerine gönderilerek frenleme ışıması yapılması sağlandı. Hedeften geçen pozitronlar mıknatıs yardımıyla deney alanı dışına çıkartıldı. Kurşunlu cam enerji ölçer kullanılarak foton enerjisi kaydedildi. Işıldayıcılar yardımıyla istenilen olaylar istenmeyenlerden ayrıldı.

#### **3.2.1. Hedeflerin Özellikleri**

Deneyde dört hedef kullanıldı. Bu hedeflerden ikisi altın, biri tungsten, diğeri de bakır ince levhalardan yapıldı. Hedeflerin iç yapısı Şekil 2.14’te gösterilmektedir. Yüzey





Şekil 3.4: Deneý düzeneđi.

alanı  $12 \times 12 \text{mm}^2$  olan bu hedeflerin diğer geometrik özellikleri Tablo 3.2’de (Şekil 2.14’le beraber) ve fiziksel özellikleri de Tablo 3.3’te verilmektedir.

Hedeflerin tek bir levha yerine iç yapısı olan bir geometride oluşturulmasının iki temel nedeni vardır. Birincisi, deney alanındaki arkaplan ışımasıdır. Deneyde kullanılan hüzmelerin elde edilmesinden ve deneyde kullanılan aletlerden kaynaklanan, yaklaşık  $\%3X_0$  ışımaya uzunluğuna karşılık gelen, bir arkaplan ışıması vardır (Bölüm 3.3.3). Deneyde ölçülmesi amaçlanan ışımaya durumunu elde etmek için,  $\Delta t \leq l_\gamma < l_0$  bağıntısıyla ifade edilen özelliklere uygun kalınlıkta hedef seçilmelidir. Bunun için  $\%0.06X_0$  kalınlığında metal kullanılması gerekmektedir. Bununla beraber tek bir levha kullanıldığı durumda elde edilecek ışımaya arkaplan ışımasından ayırılması mümkün değildir. Hedeften gelen ışımayı toplam ışımadan ayırmak amacıyla, en azından arkaplan ışımasıyla kıyaslanabilir ışımaya uzunluğuna sahip hedeflerle deney yapmak gerekmektedir. Bu nedenle aynı levhadan çok sayıda kullanılarak oluşturulan iç yapıları hedeflerin, toplam ışımaya uzunluğunun yaklaşık  $\%3 X_0$  olması gözetildi.

İç yapıları hedefler oluşturulurken kullanılan LDPE (düşük yoğunluklu polietilen) yüksek ışımaya uzunluğu ( $X_0 = 350 \text{mm}$ ) ve plastik benzeri yapısıyla kolay kullanılabilirdi için tercih edildi. Organik bir madde olduğu için düşük atom çekirdeği sayısıyla görece uzun ışımaya uzunluğuna sahip LDPE, ilk yaklaşıklıkta hava/boşluk olarak değerlendirilebilir. Altın(2) hedefinde kullanılan 52 adet  $30 \mu\text{m}$  kalınlığındaki LDPE tabakaları toplam  $\%0.44 X_0$  ışımaya uzunluğuna karşılık gelmektedir. Yapılan analizlerde LDPE boşluk varsayıldı.

Tablo 3.2: Hedeflerin geometrik özellikleri. Hedeflerin oluşturulma geometrisi Şekil 2.13’te verilmektedir. ( $l_1$  metal kalınlığı,  $l_2$  LDPE kalınlığı) Kalınlıkların ölçümünde hassasiyet  $\%20$  olarak belirtilmektedir.

	Levha kalınlığı $l_1$ ( $\mu\text{m}$ )	Levha Adedi	LDPE kalınlığı $l_2$ ( $\mu\text{m}$ )
Altın(2)	2	53	30
Altın(10)	10	10	30
Tungsten	20	4	100
Bakır	500	1	–

Tablo 3.3: Hedeflerin fiziksel özellikleri. Oluşum uzunluğu hesabında pozitron demeti enerjisi 178.2GeV kullanıldı[46].

	$\Delta t$ ( $\mu\text{m}$ )	$X_0$ (mm)	$l_\gamma$ ( $\mu\text{m}$ )	$l_0$ ( $\mu\text{m}$ )	$X_0$ Yüzdesi	Toplam
Altın(2)	2	3.3	1.91	2GeV – 24 $\mu\text{m}$	% 0.06	% 3.39
Altın(10)	10	3.3	1.91		% 0.30	% 3.03
Tungsten	20	3.5	2.03	10GeV – 1.6 $\mu\text{m}$	% 0.57	% 2.28
Bakır	500	14.4	8.364		% 2.47	% 2.47

İç yapıli hedefler kullanmanın diğer bir nedeni de, bu tip hedeflerde gözlenmesi beklenen farklı kuantum etkileşimlerinin olmasıdır. Bölüm 2.6’da detaylarıyla sunulan hesaplarda değinildiği gibi, henüz sonuçlanmamış olsa da birden fazla levha kullanıldığında gerçekleşen ışımada girişim etkileri beklenmektedir.

Hedeflerin neden bu şekilde seçildiği deney bulgularıyla beraber 4. Bölüm’de ele alınmaktadır.

### 3.2.2. Işıldayıcılar ve Diğer Düzenek Elemanları

Işıldayıcılar (scintillator) en basit dedektörler olarak yüksek enerji fiziğinde geniş bir kullanım alanına sahiptir. Işıldayıcılar, içinden geçen parçacığın elektromanyetik alanından etkilenerek, ışıldayıcı moleküllerin elektronik yapısına bağlı bir ışıma meydana getirmektedir. Çok kısa sürelerde (ns mertebesi) tepki verebilen ve çeşitli yapılarla bulunabilen ışıldayıcıların (kristal, sıvı, plastik gibi) geniş bir kullanım alanı vardır.

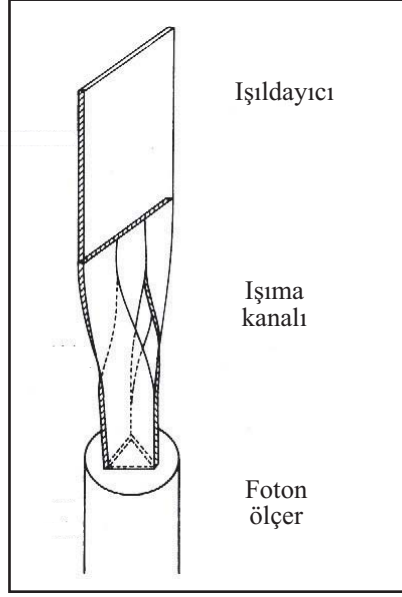
Işıldayıcılar foton ölçerlerle (photo multiplier tube-PMT) beraber kullanılmaktadır. Şeffaf plastik ışıldayıcıdan gelen foton, ışıma kanalı (light guide) yardımıyla foton ölçere gönderilir (Şekil 3.5). Foton ölçer kendisine ulaşan tek bir fotonun eV mertebesindeki enerjisini, ölçülebilir bir elektronik sinyal haline (mV mertebesi) getirebilen bir yükselticidir. Böylece ışıldayıcı içinden yüklü parçacık geçtiğinde foton ölçerden sinyal alınır. Işıldayıcılar ve foton ölçerlerle ilgili daha detaylı bilgi kaynakçada bulunabilir[55]. Kullanımda ışıldayıcı, ışıma kanalı ve foton ölçer çok ince

bir alüminyum tabakayla ve ardından siyah plastik bantla sarılmaktadır. Bu şekilde gerçekleşen ışımanın mümkün olduğu kadar az kayıpla foton ölçere gitmesi sağlanmaktadır.

Deneyde organik plastik ışıldayıcılardan üç tane kullanıldı (S1, S2 ve S3; Şekil 3.4). Düzenekte S1 ve S2 ışıldayıcıları gelen hüzmeyi tanımlama işlevini gördü. Yalnızca hedefi gören parçacıkları ayırtetmek için S1 ışıldayıcısının ortasında 9mm çapında bir delik bulunmaktadır. Hedefe ulaşan pozitronlar S1 ışıldayıcısında sinyal vermemeli fakat S1'in hemen arkasında yer alan S2 ışıldayıcısında sinyal oluşturmalıdır. Elektronik seviyede hüzmeyi arkaplan ışımasından ayırtırmak için istenilen olaylar mantık gösterimiyle  $\bar{S}1 \cdot S2$  şeklinde tanımlandı. Bu özelliklerinden hareketle S1 ışıldayıcısı delikli ışıldayıcı (hole), S2 ise tetikleme ışıldayıcısı (trigger) olarak adlandırıldı.

Hedef sonrasında yer alan mıknatıs hüzmeden gelen pozitronları deney alanı dışına yönlendirmektedir. 850A akımla üretilen 4.05Tm manyetik alan 180GeV enerjili (hedefle etkileşime girmeyen) pozitronları 7mrad saptırma gücüne sahiptir. Arkaplan ışımasından gelen muhtemel daha yüksek enerjili yüklü parçacıklar için ise saptırma açısı 3mrad'a kadar düşmektedir. Kurşunlu cam enerji ölçer mıknatıstan yaklaşık olarak 12m uzaklıktadır. Dolayısıyla mıknatıs hüzmeden gelen parçacıkları enerji ölçerden yaklaşık 2-4m saptırmaktadır. Hüzmeye geriye yalnızca fotonlar kalmaktadır.

Mıknatıs sonrasında yer alan hava, fotonların enerji ölçere ulaşmadan havayla etkileşerek çift oluşumu yoluyla yeni yüklü parçacıklar oluşturmaya imkan sağlar. Veto olarak adlandırılan S3 ışıldayıcısı, mıknatıs sonrasında oluşan bu yüklü parçacıkları tespit işlevini görmektedir. S3 ışıldayıcısında bu nedenle sinyal olmaması istenmektedir. Bu durumda istenilen olaylar, diğer ışıldayıcılarla beraber elektronik seviyede mantık gösterimiyle,  $\bar{S}1 \cdot S2 \cdot \bar{S}3$  olarak ifade edilmektedir.



Şekil 3.5: Plastik ışıldayıcı tabakasının ışımaya kanalı ve foton ölçerle beraber kullanılması.

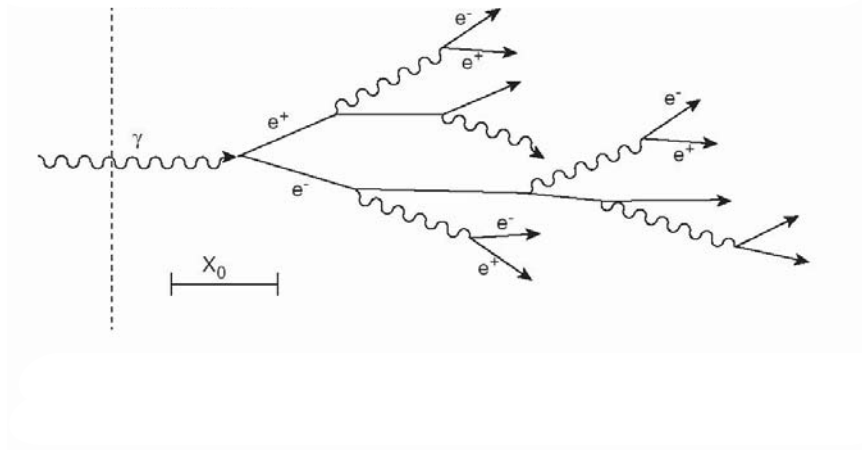
S3 ışıldayıcısı sonrasında yer alan helyum çantası fotonların enerji ölçere gelmeden önce başka bir olay gerçekleştirme olasılığını azaltmak için kullanıldı. Helyum gazının ışımaya uzunluğu yaklaşık 5.5km olduğu için hava yerine helyum çantası konularak foton dedektöre gelmeden gerçekleşebilecek çift oluşum olaylarının sayısı azaltıldı.

Işıldayıcılar gerçekleşen olay sayısını saymak için de kullanılmaktadır. Verilen tetikleme mantığıyla gerçekleşen olay sayısı bilinmekte, böylece olay sayısından bağımsız analiz yapılabilmektedir.

### 3.2.3. Kurşunlu Cam Enerji Ölçer

Kurşunlu cam enerji ölçer elektron (pozitron) ve fotonların enerjisini ölçmekte kullanılır. Foton, enerji ölçer üzerine geldiğinde çift oluşturur. Elektron pozitron çifti frenleme ve Čerenkov ışınması yapar. Oluşan fotonlardan tekrar yeni çiftler oluşur. Böylece yeteri derinlikte bir enerji ölçere düşen foton elektromanyetik saçak halinde; bütün enerjisini daha küçük enerjili fotonlar ve elektron pozitron çiftleri oluşturarak ortama bırakır. Şekil 3.6'da elektromanyetik saçak oluşumu şema olarak verilmektedir.

Kurşunlu cam enerji ölçerde ölçülen yüklü parçacıkların gerçekleştirdiği Čerenkov ışımasıdır[56]. Ortamın ışık hızından daha yüksek hızlara sahip parçacıkların yayınladığı Čerenkov ışıması foton ölçer yardımıyla sinyale dönüştürülür. Sinyal büyüklüğü yüklü parçacıkların toplam iz uzunluğuyla; toplam iz uzunluğu da enerji ölçere gelen fotonun (veya elektron-pozitronun) enerjisiyle orantılıdır.



Şekil 3.6: Foton tetiklemesiyle elektromanyetik saçak oluşumu.

Saçak oluşumu ikincil parçacıkların enerjisi yeni parçacıklar oluşturamayacak kadar azaldığında biter. Bu eşikte parçacıklar en yüksek sayıya ulaşmıştır ( $N_{\text{mak}}$ ). Bu durumda parçacıkların enerjisine kritik enerji ( $E_k$ ) denir ve dedektördeki derinlik de saçak derinliği ( $t_{\text{mak}}$ ) olarak tanımlanır. Eşik sonrasında elektronlar için iyonizasyon ve Compton saçılmasıyla ve fotonlar için fotoemilim yoluyla parçacık sayısı hızla azalır.

Azami parçacık sayısı ve saçak derinliği:

$$\begin{aligned} N_{\text{mak}} &\approx E/E_k, \\ t_{\text{mak}} &\approx \ln(E/E_k) \end{aligned} \quad (3.2)$$

ile verilmektedir[51].

Saçak derinliği gibi saçak genişliği de dedektör seçimi için önemli bir değişkendir. Saçak genişliği, saçak derinliği gerçekleştiği durumda saçığın yatay büyümesinin ölçüsüdür. Moliere yarıçapı olarak adlandırılan saçak genişliği:

$$r_M \sim \langle \theta \rangle_{CS} X_0 = 7A/Z \text{ (g/cm}^2\text{)} \quad (3.3)$$

ile verilmektedir. 1 Moliere yarıçapı içinde enerjinin yaklaşık %90'ı, 2 Moliere yarıçapı içinde ise enerjinin yaklaşık %95'i enerji ölçer tarafından okunmaktadır[51].

Enerji ölçerin bağıl çözünürlüğü:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \frac{\sigma(N_{\text{mak}})}{N_{\text{mak}}} \propto \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (3.4)$$

olarak verilmektedir. Çözünürlük, enerji arttıkça iyileşmektedir.

Deneyde kullanılan kurşunlu cam enerji ölçer  $9 \times 9 \times 70 \text{cm}^3$  ebatlarındadır. Işıma uzunluğu yaklaşık 2.8cm olan kurşunlu cam enerji ölçer 25 ışımaya uzunluğu ( $X_0$ ) derinliğindedir. Enerji ölçer ortamı için Moliere yarıçapı yaklaşık olarak 4cm'dir. Dolayısıyla enerji ölçere gelen foton enerjisinin yaklaşık %90'ı ölçülürken, geriye kalanı kaçak olarak ele alınmalıdır.

### 3.2.4. Veri Alım Sistemi ve Elektronikleri

Veri kaydetme elektronikleri istenilen olayların diğerlerinden ayrılmasını sağlamaktadır. Işıldayıcılardan gelen sinyallerin  $\bar{S}1 \cdot S2 \cdot \bar{S}3$  (Bölüm 3.2.2) mantık gösterimiyle ifade edilen koşulu sağlaması haricinde, kurşunlu cam enerji ölçerden gelen sinyalle beraber elektronik karar verme aşaması tamamlanmaktadır. Sinyaller ayrı ayrı ayrıştırıcıdan (discriminator) geçirilerek belli bir eşik enerjisinin üstündekiler sinyal olarak kabul edilmektedir. Ayrıştırıcı yardımıyla, dedektörlerin geniş bir alanda bulunmasından ve sinyal iletim kablolarının uzun olmasından kaynaklanan gecikmeleri telafi etmek için, elektronik mantık biriminde erken gelen sinyallere geciktirme uygulanmaktadır. İstenilen koşullar ve hızının gelmesi beraberce tetikleme mekanizması olarak çalışmaktadır.

Kurşunlu cam enerji ölçerden iki sinyal alınmaktadır. İlk hızlı sinyal tetikleme için karar verme aşamasında kullanılmaktadır. Diğer analog sinyal ise enerji ölçümü için Analog-Sayısal Çevirici (analog to digital converter-ADC) aracılığıyla sayısal sinyale çevrilmekte ve istenilen olaylara ait olanlar CAMAC (computer automated measurement and control) birimi yardımıyla bilgisayara kaydedilmektedir.

### 3.3. DENEY HAZIRLIĞI

#### 3.3.1. Deney Öncesi

*Geometrik Hizalama:* Deney düzeneğinde (Şekil 3.4) bulunan bileşenler lazer yardımıyla yerleştirildi. Hedeflerin yerleştirildiği tutaç ve kurşunlu cam enerji ölçerin lazerle geometrik yerleştirme hassasiyeti  $\sim 3\text{mm}$  olarak belirlendi[54]. Bu değer mıknatıs kullanılmadan, hüzme doğrudan enerji ölçerin üzerine düşürüldüğünde, enerji ölçerin  $9 \times 9\text{cm}^2$ 'lik ön yüzeyinin merkez noktasına göre hassasiyetini belirtmektedir.

*Hüzme Ayarları, Mıknatısla Hizalama:* Hüzme alınmaya başlandıktan sonra koşutlayıcı (collimator) sistemi kullanılarak hüzmünün odaklanması sağlandı. Pozitron hüzmünün açısal ıraksaması yatayda  $40\mu\text{rad}$  dikeyde  $50\mu\text{rad}$  olarak ölçüldü.

Lazerle yapılan geometrik hizalama mıknatıs yardımıyla test edildi. Mıknatıstan geçen akım değiştirilip, hüzmünün enerji ölçer üzerinde taraması yapılarak maksimum nokta bulundu.  $-500\text{A}$ 'den  $500\text{A}$ 'e,  $100\text{A}$  adımlarla yapılan ölçümde  $0\text{A}$ 'de maksimum gözlemlendi; yani mıknatıs testi geometrik hizalamayı değiştirmenin gerekli olmadığını gösterdi.

#### 3.3.2. Enerji Ölçer Ölçümlemesi

Enerji ölçerde yükseltgeç kazancının iki ayrı değeri kullanıldı (düşük kazanç-yüksek kazanç). Aynı hedef ve aynı enerjili hüzme için, iki ayrı yükseltgeç kazancında yapılan ölçümler, birbirinden bağımsız veri kümeleri elde etme olanağı sağladı.

Ölçümleme (calibration) yapmak amacıyla düşük kazançta beş enerji değeri için (10.0, 70.0, 110.0, 149.1, 178.2; ilerleyen kısımlarda enerjilerin yuvarlak değerleri kullanılacak) yüksek kazançta ise iki enerji değeri için (10.0, 20.0) veri alındı. Yüksek



kazançta yalnızca iki enerji değeri kullanılarak yapılan ölçümleme, hata payını arttırdığı için deney açısından istenilmeyen bir durum olmasına rağmen, ileride açıklanan nedenlerle kullanıldı.

Şekil 3.7’de düşük kazanç için Şekil 3.8’de de yüksek kazanç için elde edilen veriler bir arada verilmektedir. Elde edilen veriler Gauss eğrisine uydurularak kanal numarası ve kanal genişliği ölçüldü.

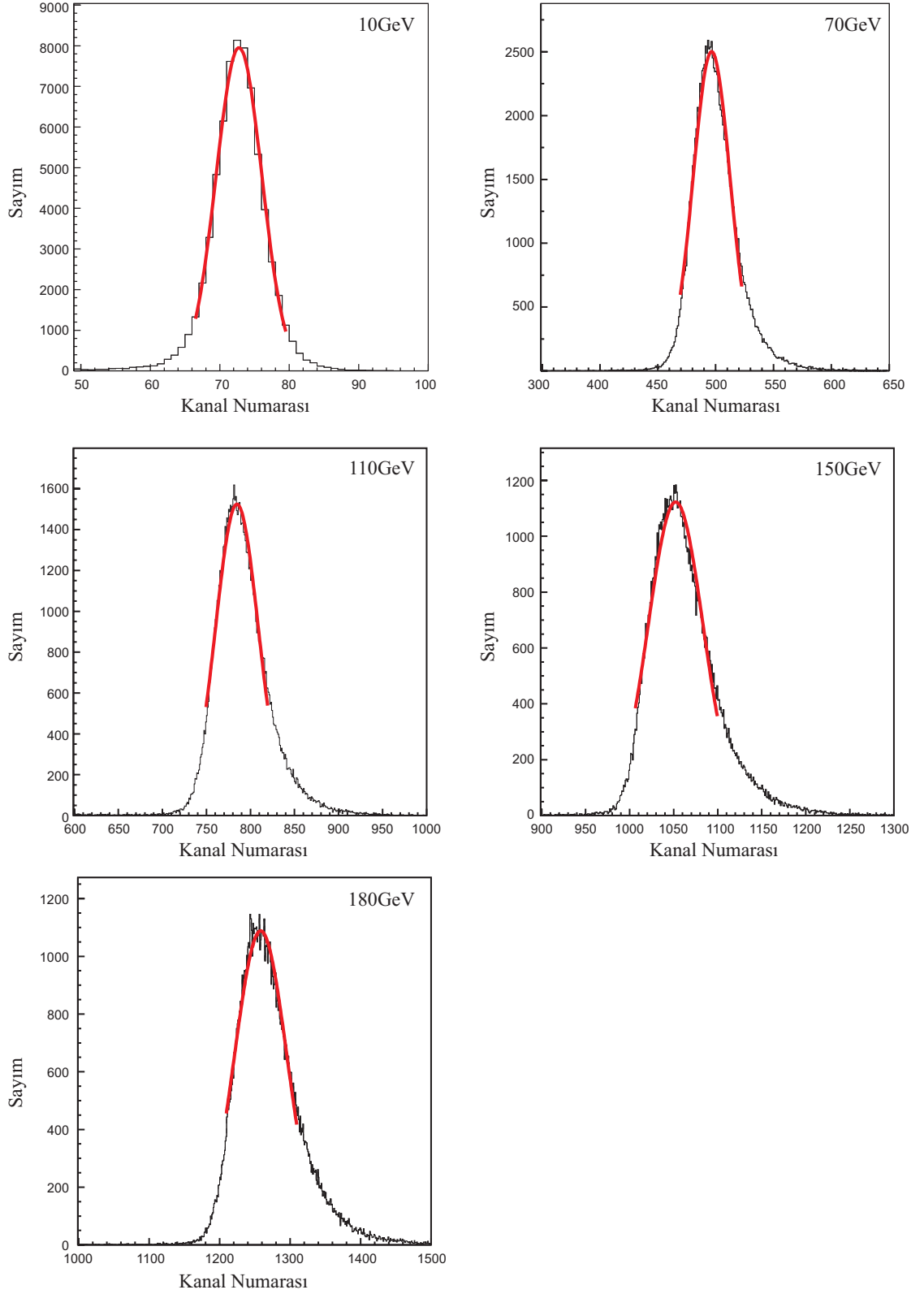
Özellikle yüksek enerjilerde Gauss eğrisinin yüksek kanal numaraları tarafındaki kuyruğunda beklenenden yüksek değerler gözlenmektedir. Bunun nedeni muhtemelen, yüksek enerjilerde, enerji ölçerin aktif hacminden kaçak oranının artmasıdır. Kaçak arttıkça yüksek enerjilerde kanal numarası ideal değerinden daha küçük bir değere kaymaktadır. Aynı zamanda çözünürlüğü etkileyen bu durumun etkisini ortadan kaldırmak için, Gauss eğrisine uydurma işlemi kanal numarası penceresi sınırlandırılarak yapıldı. Tablo 3.4’te Gauss eğrisine uydurma sonucunda elde edilen kanal merkezleri ve kanal genişlikleri verilmektedir.

Enerji ölçerin alt enerji eşiği 2.4GeV olarak ayarlanmıştır. Eşik enerjisinden daha düşük enerjiler, ölçüm sınırları dışında kalmaktadır. Bu tercih, daha düşük enerjili fotonlar için arkaplan ışımalarının daha yüksek değerlere ulaşmasından ve enerji ölçerde üstüste binme etkisinin (pile up) küçük enerjilerde yoğun olarak gözlenmesinden kaynaklanmaktadır.

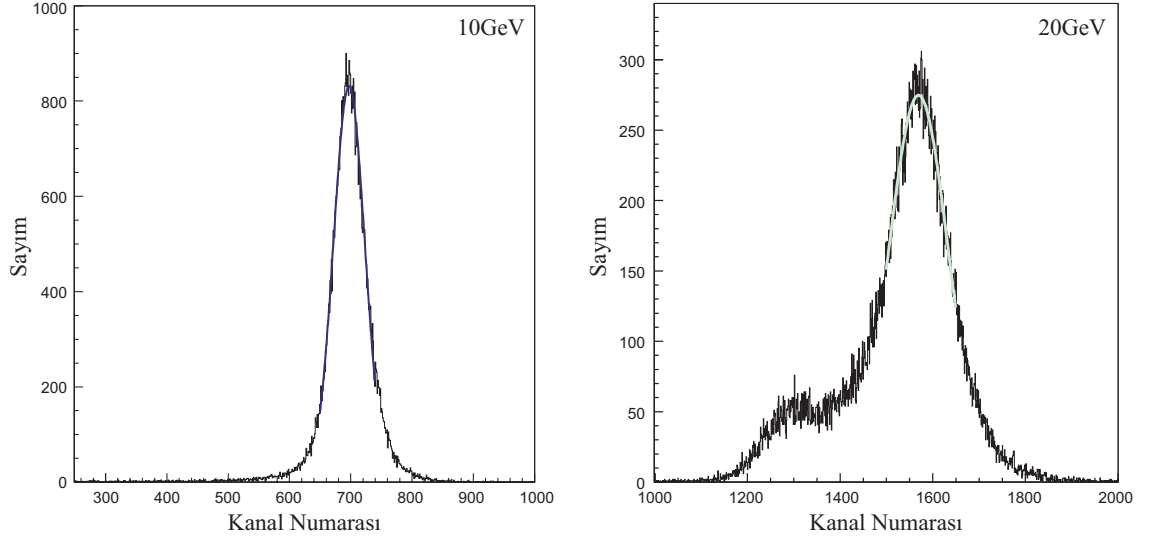
Düşük kazanç için Gauss eğrisine uydurma sonucunda elde edilen kanal merkezi genişliklerine doğrusal uydurma yapıldığında ölçümleme tamamlanmaktadır. Şekil 3.9’da verilen doğrusal uydurma sonucuna göre:

$$E_{\text{Düşük}} = -0.59K_{\text{No}} + 0.142 \quad (3.5)$$

elde edilmektedir. Bulunan değerler üzerindeki hata payları yaklaşık olarak %5 civarındadır.



Şekil 3.7: Düşük kazanç için elde edilen enerji ölçümleme verisi. Grafiklerde Gauss eğrisine uydurma sonuçları eğriler olarak veri üzerinde gösterilmektedir.



Şekil 3.8: Yüksek kazanç için elde edilen enerji ölçümleme verisi. Grafiklerde Gauss eğrisine uydurma sonuçları eğriler olarak veri üzerinde gösterilmektedir.

Tablo 3.4: Ölçümleme verisi için yapılan Gauss eğrisine uydurma işlemi sonuçları.

$E(\text{GeV})$	Düşük Kazanç		Yüksek Kazanç	
	Kanal Merkezi	Kanal Genişliği	Kanal Merkezi	Kanal Genişliği
10.0	72.7	3.52	679.3	25.46
20.0	—	—	1569.2	63.71
70.0	495.0	15.7	—	—
110.0	783.3	24.1	—	—
149.1	1049.1	29.7	—	—
178.2	1255.3	36.2	—	—

Enerji ölçer için çözünürlük (3.4) ile verilmektedir. Tablo 3.4'te verilen düşük kazançlar için Gauss eğrisine uydurma sonucunda elde edilen kanal genişlikleri:

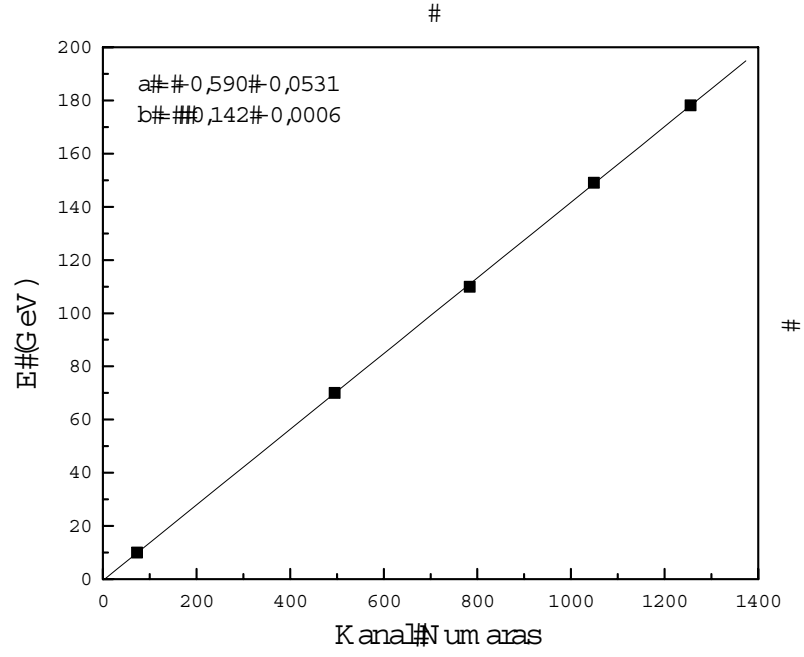
$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} + b \quad (3.6)$$

eğrisine uydurulduğunda,  $a = 0.413$  ve  $b = 0.156$  elde edilmektedir (Şekil 3.10). Bağlı çözünürlük eğrisi enerjiyle azalmakta, dolayısıyla beklendiği gibi enerji ölçerin çözme kabiliyeti artmaktadır.

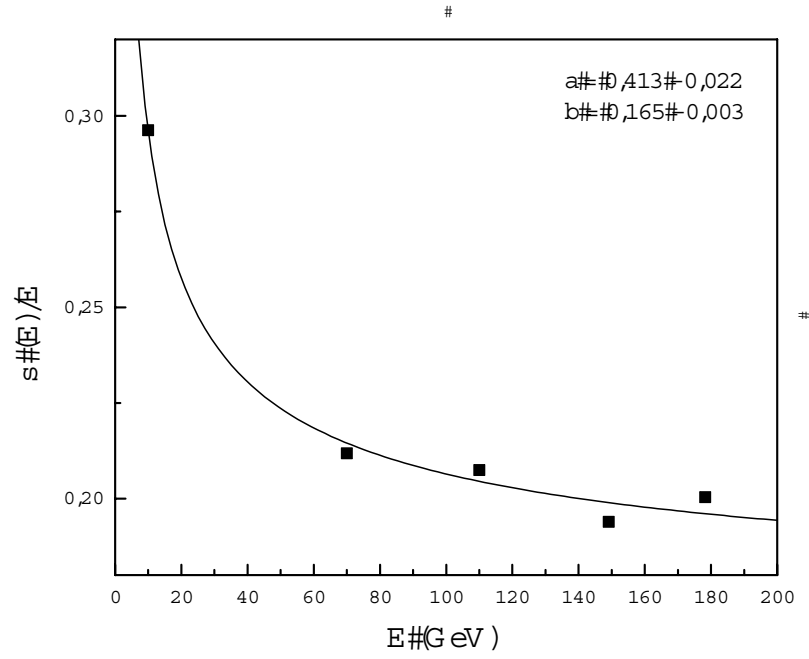
Yüksek kazançta iki ölçümleme verisi için yapılan eğriye uydurma işlemi hata payını yükseltmektedir. İki noktaya yapılan uydurma sonucunda:

$$E_{\text{Yüksek}} = -0.011K_{\text{No}} + 2.00 \quad (3.7)$$

elde edilmektedir. Ölçümlemedeki hata payı %10 civarındadır. Ölçümleme için alınan verinin iki noktaya sınırlı olması çözünürlükle ilgili anlamlı bir sonuca ulaşmayı engellemektedir. Ölçümleme verisi alınırken bırakılan bu boşluk, yüksek kazanç verilerinin kullanımında bir probleme işaret etmektedir. Bununla beraber deney bulgularının özellikle küçük enerjili (2.4GeV'den 10GeV'e kadar) bölgesinde yer alan veri grubuyla ilgilenildiği için yüksek kazanç verisi önem kazanmaktadır. Düşük kazanç verisine kıyasla yüksek kazanç verisi, düşük enerjili foton ölçümü için daha hassas sonuç vermektedir. Bunun nedeni enerji ölçerden gelen sinyalin küçük enerjili fotonlar için küçük olması ve dolayısıyla sinyaldeki elektronik gürültü etkisinin daha yüksek olmasıdır. Yüksek kazanç verisi, ölçümlemede bahsedilen sıkıntıya rağmen deneyin hata payları içinde yer almaktadır.



Şekil 3.9: Enerji ölçerin düşük kazanç durumu için ölçümleme sonucu.

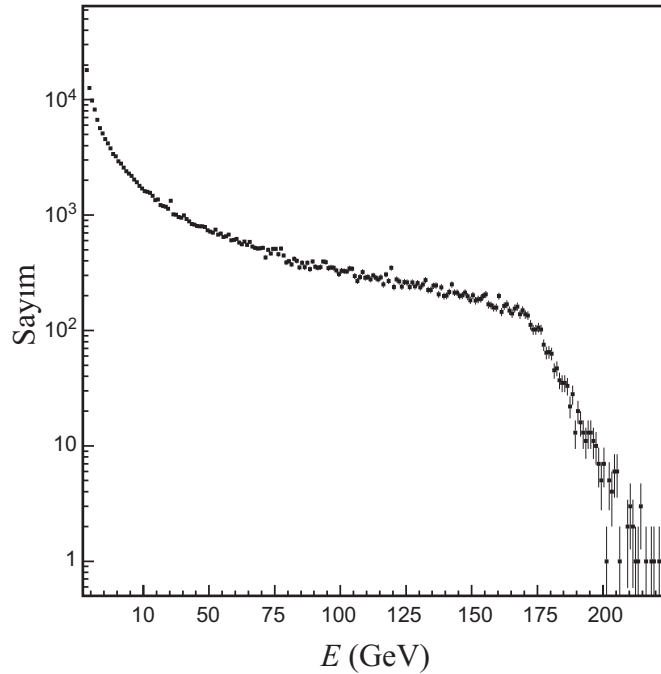


Şekil 3.10: Enerji ölçerin düşük kazanç durumu için çözünürlüğü.

### 3.3.3. Arkaplan Işıması

Arkaplan ışıması ölçümü, hedef tutacı boş tutulup, mıknatıs 850A akımla (4.05Tm manyetik alan) beslenerek, 180GeV enerjili pozitron hüzmesiyle yapıldı. Bu durumda tetikleme düzeneği kullanılarak, enerji ölçerle arkaplan ışıması kaydedildi. Yapılan bu ayarlar sonucunda bütün yüklü parçacıkların deney alanı dışına gönderilmesi hedeflendi.

Arkaplan ışımaya neden olan iki kaynaktan birincisi deney elemanlarıdır. Tetikleme mekanizmasında yer alan ışıltayıcıların yapıldığı organik madde ve ışıltayıcıları çevreleyen ince alüminyum tabaka (Bölüm 3.2.2); helyum çantasını çevreleyen plastik tabakalar arkaplan ışımaya katkıda bulunmaktadır. İkinci arkaplan ışımaya kaynağı ise, hüzme koşutlayıcı sisteminde yer alan mıknatısların yol açtığı eşzaman ışımadır. Şekil 3.11’de arkaplan ışımaya, enerji ölçümleri yapıldıktan sonra, kanal numaraları yerine enerji ölçeğinde verilmektedir. Arkaplan ışımaya da belirlendikten sonra deney verilerinin alınmasına geçildi.



Şekil 3.11: Arkaplan ışımaya için enerji ölçümleri sonrasında elde edilen sayım sonucunun üstel sayım grafiği.

### 3.4. ANALİZ HAZIRLIĞI

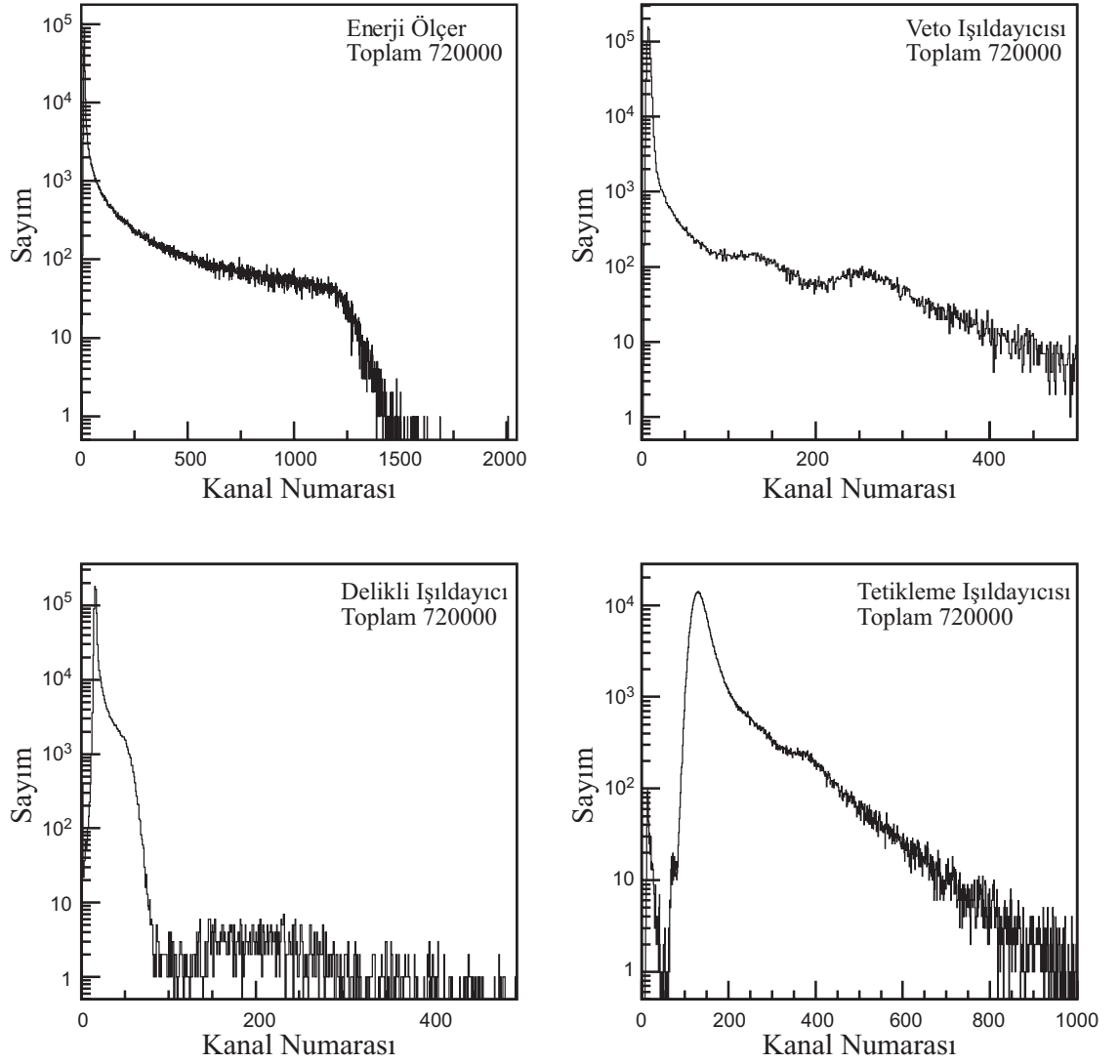
#### 3.4.1. Verilerin Ayıklanması

Deney verileri Tablo 3.2’de verilen hedefler için her iki kazanç (yüksek-düşük) durumunda dört ayrı dedektörden gelen sinyallerin kaydedilmesiyle elde edildi (Altın(10) hedefi için yalnızca yüksek kazanç ölçümü yapıldı). Tetikleyici yardımıyla elektronik seviyede gerçekleştirilen ilk ayıklama sonrasında, ikinci ayıklama analiz düzeyinde gerçekleştirildi. İkinci ayıklama için enerji ölçer dışındaki dedektörlerden (ışıldayıcılardan) gelen sinyallerle elde edilen sayım sonuçlarından yararlanıldı.

Şekil 3.12’de Altın(2) hedefi için dört dedektörden kaydedilen ham veriler yer almaktadır. Bütün grafiklerde yatay eksen enerji ölçümlemesi yapılmadan kanal numarasını; dikey eksen ise logaritmik olarak sayımı vermektedir.

Veto, delikli ve tetikleme ışıldayıcılarından elde edilen sinyallerin sayım grafikleri istenen ve istenmeyen olayları ayırtetmek için kullanılır. Tetiklenen bütün olaylar kaydedildiği için, toplam olay sayısı bütün dedektörlerde aynıdır. Tetikleme koşuluna göre veto ışıldayıcısında hiç sinyal olmamalıdır. Bu koşula rağmen kaydedilen sinyaller elektronik gürültü olmalıdır. Bu durumda, grafikte görülen 0-50 kanal numaraları arasında yer alan ve 50-500 kanal numaraları arasındaki bölgeden yaklaşık 3 üstel mertebe daha büyük olan, tepe istenilen olayların elektronik gürültüleri olmalıdır. Dolayısıyla kabaca kanal numarası ( $K_V$ ) 50’den daha büyük olan olaylar analize dahil edilmemelidir. Benzer şekilde tetikleme koşuluna göre delikli ışıldayıcıda da sinyal olması istenmemektedir. Kabaca kanal numarası ( $K_D$ ) 100’den daha büyük olan olaylar ayıklanmalıdır.

Tetikleme koşulu olarak tetikleme ışıldayıcısında ise sinyal olması istenmektedir. Bu durumda elde edilen sayım grafiğinde diğer bölgeden 3 üstel mertebe daha büyük olan tepe analizde kullanılmalı, diğer kısım ayıklanmalıdır. Tetikleme ışıldayıcısı için kanal numarası ( $K_T$ ) kabaca 50’den az olanlar analize dahil edilmemelidir.



Şekil 3.12: Altın(2) hedefi için dört ayrı dedektörden gelen ham veri grafikleri. Kaydedilen toplam 720 bin olay için gerçekleştirilen sayımlar logaritmik olarak verilmektedir.

Ayıklama işlemi daha hassas grafikler kullanılarak, daha detaylı bir şekilde yapıldığında Altın(2) hedefi için, ışıldayıcı kanal numaralarında kesme aralıkları  $K_T > 65$ ,  $K_D < 85$  ve  $K_V < 30$  olarak elde edilmektedir. Bu ayıklama sonrasında 720 bin olan olay sayısı 678 bine inmektedir. %6 civarındaki olay kaybı analizi etkileyebilecek boyutta değildir.



### 3.4.2. Birimleme

Veri kümeleri ayıklandıktan sonra birimleme (normalization) işlemine geçildi.

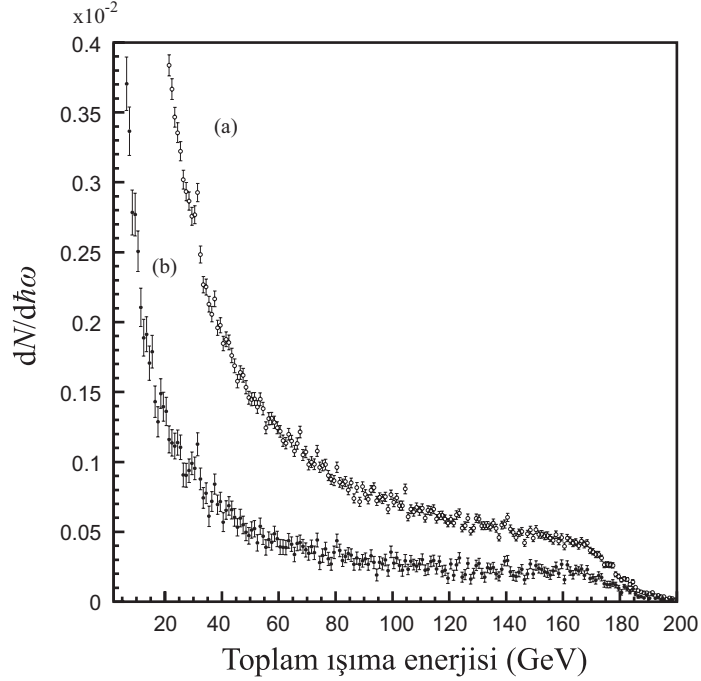
İşlemin ilk adımı pozitron sayısına birimlemektir. Pozitron sayısına birimlemek ile, her bir olayın bir pozitrondan geldiği varsayıldığı için, olay sayısına birimlemek aynı şeydir. Bu varsayım %99 doğruluk taşımaktadır[22]. Hedeflerden elde edilen veri kümelerinden arkaplan ışımalarının çıkartılması, pozitron sayısına birimleme gerçekleştirildikten, olay sayısından bağımsız ışıma karakteri ortaya çıktıktan sonra mümkündür.

Şekil 3.13'te Altın(2) hedefinden gelen ışımının arkaplan ışımaları çıkartıldıktan sonraki ve öncesindeki durumları bir arada verilmektedir. Bu durumda dikey ekseninde sayım yerine, kaydedilen foton enerjisi başına düşen sayım ( $dN/d\hbar\omega$ ) kullanılmaktadır. Arkaplan ışımalarının büyüklüğünün ayırdelebilmesi için grafik doğrusal olarak verilmiştir. Grafikten kabaca hesaplanabileceği gibi, Altın(2) toplam hedef kalınlığına (Tablo 3.3,  $\%3.4X_0$ ) yakın bir arkaplan ışımaları vardır.

Bütün hedefler ve kazanç durumları için pozitron sayısına birimleme aynı şekilde gerçekleştirildi. Toplam hedef kalınlıkları ışıma uzunluğu cinsinden benzer büyüklüklerde (Tablo 3.3,  $\%2.3-3.4X_0$ ) olduğu için, arkaplan ışımaları bütün örneklerde hedeflerden gerçekleşen ışımayla kıyaslanabilir büyüklüktedir.

Birimlemenin ikinci aşamasını kalınlıklara göre birimleme oluşturmaktadır. Farklı kalınlıklardaki hedeflerden elde edilecek ışıma büyüklükleri, ışıma miktarı ışıma uzunluğuna ( $X_0$ ) bağlı olduğu için, birbirleriyle kıyaslanamazlar. Bununla beraber eğer kalınlıklara göre birimleme gerçekleştirilirse, bu durumda farklı hedeflerden gelen ışımının karakteristik özellikleri elde edilir ve kıyaslama mümkün olur. Dolayısıyla elde edilen dağılımlar  $X_0/\Delta t$  ile çarpılmalıdır.

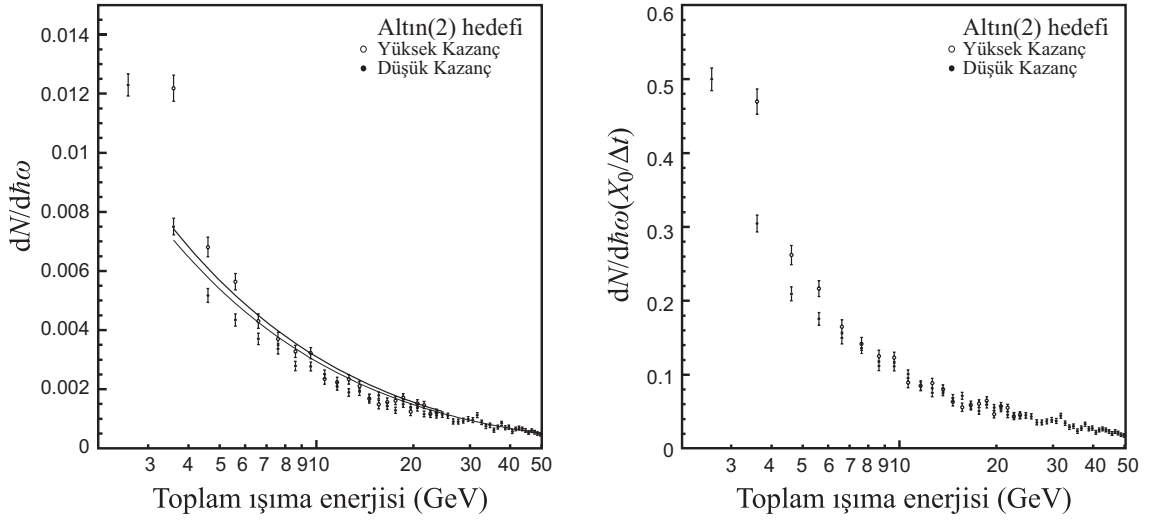
Hedeflerin geometrik özellikleri Tablo 3.2'de verilmektedir. Tabloda yer alan levha kalınlıkları için bunları sağlayan firmaların verdiği hassasiyet değeri %20 civarındadır.



Şekil 3.13: Altın(2) hedefi için pozitron sayısına birimlendikten sonra arkaplan ışımalarının çıkartılması. Grafikte (a) ile belirtilen veri kümesi arkaplan dahil, (b) veri kümesi ise arkaplan çıkartıldıktan sonra gözlemlenen ışımayı göstermektedir. İstatistiksel hata payları çubuklarla gösterilmiştir. Arkaplan ışımalarının grafikte görülebilmesi için, arkaplanın dahil olduğu dağılımda (a) küçük enerjiler gösterilmemektedir.

Bununla beraber bu hassasiyet değerinin birimleme için kullanılması uygun değildir. Bunun yerine, kuramsal ışıma eğrisi kalınlık serbest değişken tutularak gerçekleşen ışımaya uydurulduğunda, fiziksel olarak daha hassas bir kalınlık ölçümü gerçekleştirilebilmektedir.

Deneyde gözlenmesi beklenen etkiler frenleme ışımaları eğrisinin yaklaşık olarak 2-5 GeV arasındaki bölgesinde yer almaktadır. 2.4-180 GeV aralığında kaydedilen ışıma eğrileri, bu nedenle BH eğrileri olarak değerlendirilebilir. Gözlenmek istenen BH eğrisinden sapmalardır. Buradan hareketle kalınlık tespiti için deneyde elde edilen eğriler BH ışıma eğrisine uydurulmalıdır.



Şekil 3.14: Her iki kazanç durumu için kalınlığa birimleme işlemi. Kalınlık ölçülen ışınım BH ışınımına uydurularak elde edildikten sonra ışınım dağılımı  $X_0/\Delta t$  ile çarpılarak, dağılım kalınlıktan bağımsız duruma getirilmektedir. Grafiklerde toplam ışınım enerjisi üstel ölçekte ve gözlem bölgesi olarak belirtilen 2-5 GeV bölgesi görülecek şekilde verilmiştir.

(2.18)'de verilen BH frenleme ışınımı ile (2.42)'de verilen LPM etkisi görüldüğü durumda gerçekleşen ışınım (LPM ışınımı) denklem biçimi olarak birbirine benzemektedir. LPM ışınımı için (2.45)'de değişken fonksiyonlarının ( $G(s)$ ,  $\zeta(s)$ ,  $\varphi(s)$ ) yaklaşık açılımları verilmektedir. Bu fonksiyonlar bire eşit olduğu durumda LPM ışınımı BH ışınımına dönüşmektedir. Bu limit durumu,  $s$  değişkeninin sonsuz limitinde gerçekleşmektedir. LPM ışınım eğrisi fonksiyonu  $s$  değişkeni yerine  $E$ ,  $E_{LPM}$  ve  $\Delta t/X_0$  değişkenleri kullanılarak elde edilebilmektedir[22]. Bu durumda  $E$  ve  $E_{LPM}$  değişkenlerinin gerçekleşen ışımaya en uygun şekilde seçilmesi ve böylece kontrol edilmeleri mümkündür.

Gözlemlenen ışımalarda LPM etkisi olmadığı anlaşıldıktan sonra pozitron enerjisi ( $E = 178.2 \text{ GeV}$ ) ve BH limiti için  $E_{LPM} = 10^9 \text{ GeV}$  değerleri seçildi. Tek serbest değişken olarak kalınlık oranı ( $\Delta t/X_0$ ) alınarak BH limitinde LPM ışınımı ölçülen ışımaya uyduruldu. Altın(2) hedefi için uydurma işlemi sonucunda elde edilen kalınlıklar her iki kazanç durumu için %1'den küçük bir hata payıyla şöyledir:

$$\Delta t_{\text{Düşük}} = 1.5485 \pm 0.0124 \mu\text{m}$$

$$\Delta t_{\text{Yüksek}} = 1.4569 \pm 0.0230 \mu\text{m}$$

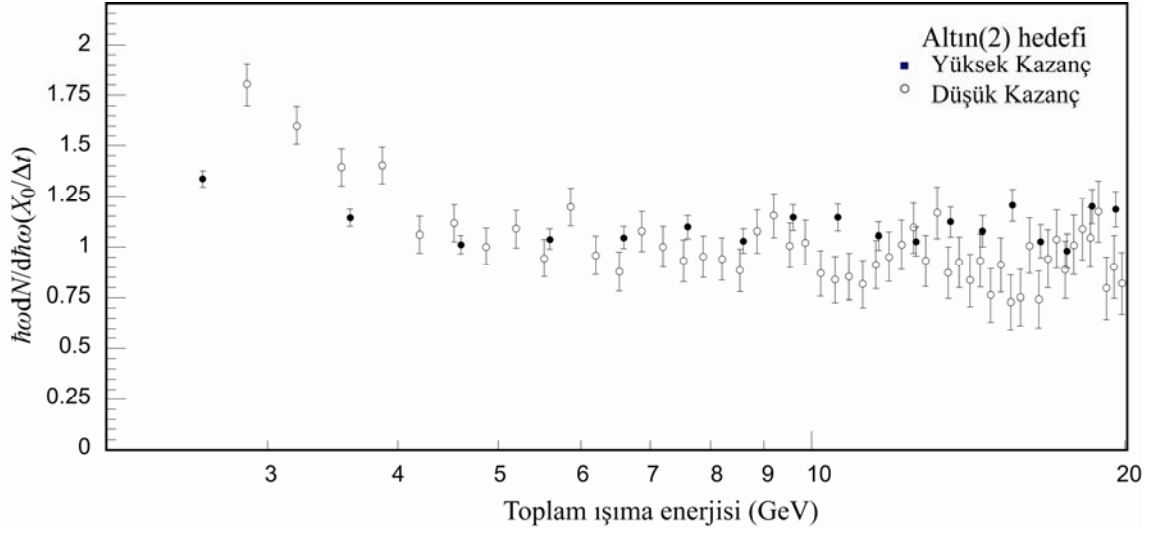
Kalınlığın, her iki durumda, Altın(2) hedefi kalınlığının ( $2\mu\text{m}$ ) altında kaldığı ve hassasiyetin %30 civarında olduğu görülmektedir.

Şekil 3.14'te Altın(2) hedefi için düşük ve yüksek kazançlarda elde edilen uydurma eğrileri ve ışınma uzunluğu cinsinden kalınlığa birimleme sonucunda elde edilen ışınma dağılımı beraber verilmektedir. Grafikler deneyde kuantum etkilerinin gözlenmesinin beklendiği 2-5GeV bölgesi görülecek şekilde ve üstel enerji ölçeğinde verilmiştir. Uydurma eğrilerinin 5GeV altında ölçülen ışımadan saptığı gözlenmektedir. Şimdilik bu sapmanın LPM baskılamasının tersine, bir artış olarak görüldüğü söylenebilir. Sapmanın uydurma işlemini etkilememesi için her iki durumda uydurma aralığı olarak 4-180GeV seçilmiştir. Işınma dağılımının 180GeV enerjisine kadar gerçekleştiği düşünüldüğünde, 2-4GeV aralığının kalınlık ölçümü için yapılan uydurma işlemini etkilediği söylenemez. Şekil 3.14'te yer alan ikinci grafik, ışınma eğrisi  $X_0/\Delta t$  ile çarpılarak elde edilen kalınlıktan bağımsız dağılımı göstermektedir.

Dikey ekseninde kullanılan birimleri, (2.24) ve (2.25)'i birleştiririp daha açık olarak ele alabiliriz. BH ışınması için iki denklem birleştirildiğinde:

$$\frac{X_0}{\Delta t} \frac{dN}{d\hbar\omega} = nX_0 \frac{d\sigma_{\text{BH}}}{d\hbar\omega} = \frac{1}{3\hbar\omega} \left( y^2 + 2[1 + (1-y)^2] \right) \quad (3.8)$$

elde edilir. Burada denklemin sağ tarafında kalan fonksiyon LPM ışınmasının BH limitini göstermektedir. Dolayısıyla kalınlık tespitinde yapılan uydurma işlemi için bu fonksiyon kullanılmaktadır.



Şekil 3.15: Altın(2) hedefi için birimleme sonrasında, ışınma dağılımının enerji değerleriyle çarpılmasıyla elde edilen güç dağılımı grafiği. Üstel ölçekte ve 2-20GeV aralığı seçilerek verilmiştir.

İşınma dağılımı pozitron sayısına ve ışınma uzunluğu cinsinden kalınlığa birimlendikten sonra, son olarak enerji değeriyle çarpılarak güç dağılımı elde edilebilir. Güç dağılımı (3.8)'in  $\hbar\omega$  ile çarpılması anlamına gelir. Şekil 3.15'te güç dağılımı üstel enerji ölçeğinde ve 2-20GeV aralığı seçilerek verilmiştir. Gözlenmesi beklenen kuantum etkileri güç dağılımı grafiklerinde daha açık görülebildiği için, analiz bütün hedefler için güç dağılımı grafikleri kullanılarak sürdürülecektir.

### 3.4.3. Benzetim Programı

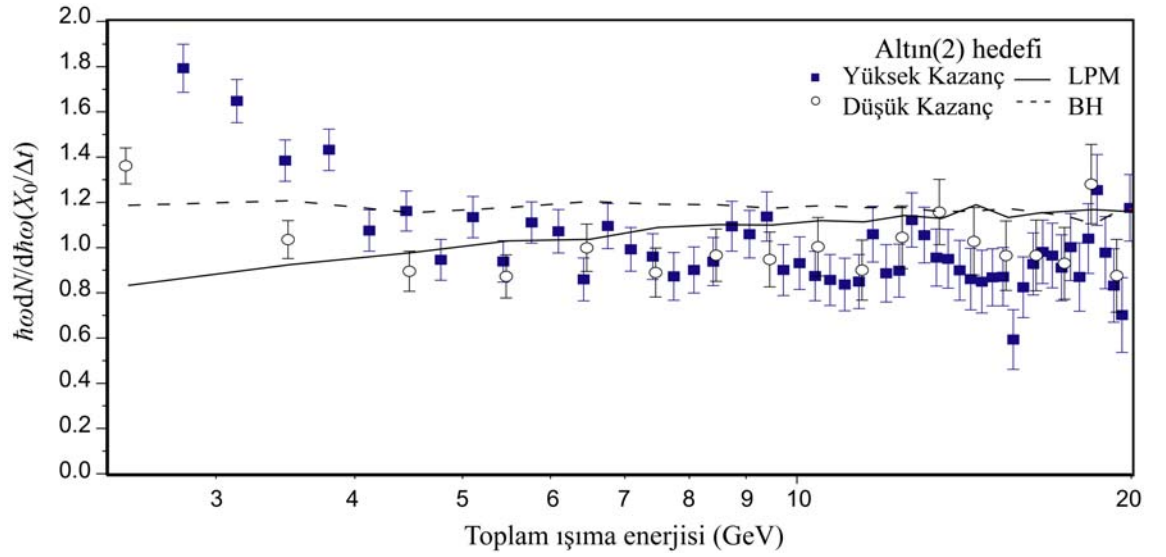
Yüksek enerji fiziği deneylerinde benzetim (simulation) programı olarak çoğunlukla GEANT programı kullanılmaktadır[57]. Deney düzeneğinin elemanları programa fiziksel ve geometrik özellikleriyle yerleştirildikten sonra, hüzme değişkenleri ele alınarak deney benzetimi gerçekleştirilmektedir.

Bölüm 2'de aktarılan kuramsal öngörülerin gerektirdiği Monte Carlo benzetimini gerçekleştirmek için GEANT programında bazı değişiklikler yapılması gerekmektedir. GEANT program paketindeki diferansiyel ve toplam frenleme ışınması tesir kesiti hesabı yapan alt-programlara, LPM etkisi (2.42)'de ifade edildiği şekliyle eklendi. Ekleme işleminde ayrıca (2.45)'te yer alan yaklaşıklıklar kullanıldı. Toplam tesir kesiti

hesabında LPM tesir kesitinde yer alan  $1/k$  teriminin etkisini azaltmak için, LPM tesir kesitiyle BH tesir kesiti arasındaki farkın sayısal olarak integrali alınıp, sonrasında BH tesir kesitinin analitik integrali eklendi[22].

İç yapıli hedeflerle ilgili Bölüm 2.6'da sürdürülen tartışmada görüldüğü gibi, kuramsal boşluklar, benzetim programını iç yapıli hedefler için geliştirmeyi olanaklı kılmamaktadır. Dolayısıyla benzetimler tek, homojen hedefler için yapıldı.

Şekil 3.16'da Altın(2) hedefi için güç dağılımında yapılan benzetimler gösterilmektedir. LPM ve BH ışınları için ayrı ayrı yapılan benzetimler deney verisi üzerine yerleştirilmiştir. Gözlemlerle ilgili tartışmalar 4. Bölüm'de yapılmaktadır.



Şekil 3.16: Benzetim programı yardımıyla elde edilen ışın eğrilerinin deney verisine eklenmesi. Düz çizgi LPM etkisi bulunduğu durumda, kesikli çizgi ise BH frenleme ışınması benzetimlerini göstermektedir.

#### 3.4.4. Hata Hesabı

Deneysel ölçümlerde yapılan hatalar istatistiksel ve sistematik hatalar olarak ikiye ayrılmaktadır.

İstatistiksel hatalar deneyde belli bir enerji aralığında gözlemlenen olay sayısı arttıkça azalmaktadır. Dolayısıyla ölçümün elektronik aşamasındaki kanal sayısı değerlerinden ölçümleme yaptıktan sonra enerji ölçeğine aktarılması sırasında enerji aralıklarının nasıl seçildiği önemlidir. Eğer aralıklar küçük seçilirse o aralıktaki olay sayısı azalacağı için istatistiksel hata payı artmaktadır.

İstatistiksel hata payları birimleme adımlarında ve sonrasında güç dağılımına geçerken deney verileriyle beraber işleme alınmıştır. Deney verileri sunulurken belli bir enerji aralığına yeteri kadar olay düşmesi gözetilmiş ve hata payları olay sayısına göre hesaplanmıştır. Bütün grafiklerde istatistiksel hata payları verilmektedir. Yüksek kazanç ölçümüyle elde edilen verilerde hata payı %2.5 civarında, düşük kazanç ölçümünde ise %1.5 civarındadır.

Deneyin sistematik hatalarına bölüm içinde yeri geldiğinde değinildi. Sistematik hataları iki grupta toplamak mümkündür. Birinci grupta hüzme ve deney düzeneğinde bulunan elemanlardan, ikincisinde ise ölçme işleminden kaynaklanan hatalar yer almaktadır.

Pozitron hüzmesinde momentum hassasiyeti %1.5 ve hüzmede pozitrondan daha yüksek kütleli parçacıkların oranı %1'in altında olarak verilmektedir[54]. Arkaplan ışımada da yer alan hüzme kaynaklı hatalar, arkaplan ışımada çıkartılmasına rağmen %1'in üzerinde bir hata payı vermektedir.

Deney düzeneği elemanlarının yerleştirilmesinde geometrik hassasiyetten söz edilebilir. Bununla beraber geometrik hassasiyetin önemli olduğu tek yer enerji ölçerin yerleştirilmesidir. Enerji ölçerin  $9 \times 9 \text{cm}^2$ 'lik ön yüzü 1.5mm hassasiyetle hüzmeyle göre hizalanmıştır. Verilen hassasiyetin enerji ölçerde saçak oluşumunu ve enerji kaçaklarını etkileme durumu söz konusu değildir.

Hedef kalınlıklarından gelen hata payları %30'a kadar yükselmektedir. Bölüm 3.4.2'de detaylarıyla verilen kalınlığa birimleme işlemi bu sistematik hata kaynağını tamamen ortadan kaldırmaktadır. Bununla beraber hedeflerde kullanılan metallerin homojen olmaması nedeniyle, metaldeki yoğunluk farkları %2 civarında hataya yol açmaktadır.

Ölçmeden kaynaklanan sistematik hatalar enerji ölçerde üstüste binme, enerji ölçerin doğrusallığı ve ölçümleme olarak sıralanabilir. Özellikle küçük enerjili fotonlar için geçerli olan bu hata kaynağı eşik enerjisi olarak 2.4GeV kullanılmasıyla baskılanmaktadır. Bununla beraber deneyde 2.4-5GeV aralığı önemli olduğu için yaklaşık %2'lik hata payı eklenmelidir. Enerji ölçerin doğrusallığıyla ilgili hatalar ise yüksek enerjilerde karşımıza çıkmaktadır. Seçilen enerji aralığı nedeniyle doğrusallıktan kaynaklanan hataların deney verisini etkilediği söylenemez. Ölçümleme işlemi ise düşük kazançlar için %5 ve yüksek kazançlar için %10 hata payı getirmektedir.

Toplamda bütün hata kaynakları veri kümelerinin enerji büyüklüklerinde düşük kazançta %9 ve yüksek kazançta %14 sistematik hata vermektedir.

Sistematik hataların büyüklüğüyle ilgili yargı oluşturmak için en önemli veri birbirinden bağımsız yapılan iki ölçüm işlemidir. Düşük ve yüksek kazançlar için yapılan bağımsız ölçümler, istatistik hata payları içinde, birbiriyle uyumludur. Bu durumda yüksek ve düşük kazanç ayarlarının doğrudan etkilediği enerji ölçer, kaydedilen kanal numarası ve ölçümleme işlemlerinden gelen sistematik hataların deney sonuçlarını etkileme durumu yoktur. Bu nedenle deney sonuçları üzerinde sistematik hata payları verilmemektedir.

Son olarak benzetim programında kuramsal hesapların sayısal uygulanmasından kaynaklanan %1'lik bir hata payı olduğu söylenebilir[57].



## 4. BULGULAR

Önceki bölümlerde deneyle ilgili kuramsal çalışmalar, deney ve analiz hazırlıkları detaylı olarak ele alındı. Bu bölümde deney verileri teker teker aktarılarak, gözlem ve bulgular ele alınacaktır.

### 4.1. GENEL GÖZLEMLER

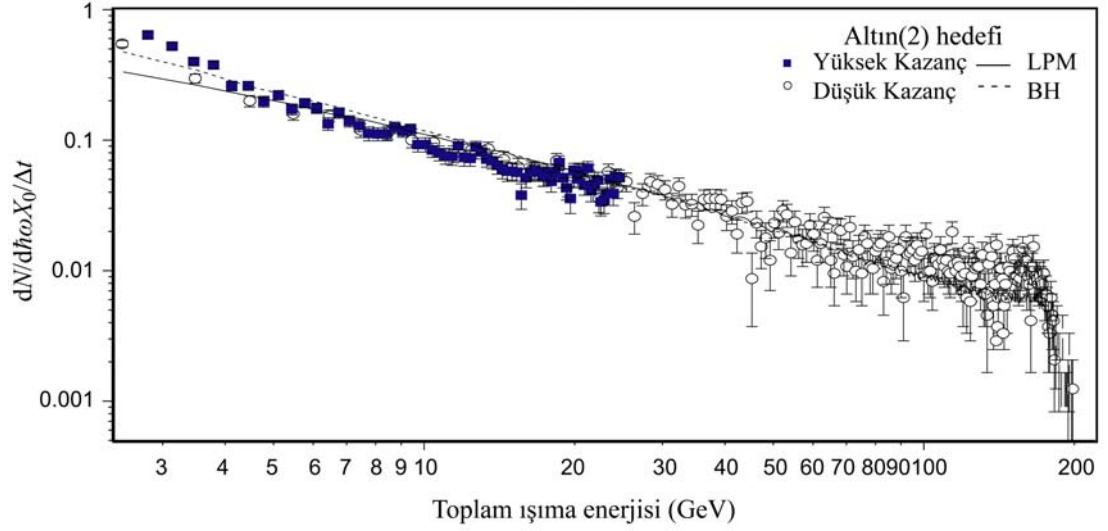
#### 4.1.1. Grafikler

Deney verileri 180GeV enerjiye sahip pozitron hüzmesinin, dört hedefle (Altın(2), Altın(10), Bakır ve Tungsten) etkileşerek gerçekleştirdiği frenleme ışınmasını ayrı ayrı inceleyecek şekilde düzenlendi. Örnek olarak Altın(2) hedefle ölçülen frenleme ışınması dağılımı Şekil 4.1’de verilmektedir. Grafikte yatay eksenle toplam ışınma enerjisi üstel olarak, dikey eksenle ise pozitron sayısına ve hedef kalınlığına birimlenmiş sayım üstel ölçekte yer almaktadır.

Ölçümler, enerji ölçerin iki farklı kazancı için birbirinden bağımsız iki durumda yapıldı. Bütün grafiklerde yüksek kazanç (dolu kareler) ve düşük kazanç (boş çemberler) verileri bir arada sunulmaktadır (Altın(10) hedefiyle ölçüm yalnızca yüksek kazanç durumu için yapıldı). Yüksek kazanç verileri 2.4-25GeV ve düşük kazanç verileri 2.4-180GeV aralığında ölçüldü.

Grafiklerde yatay eksenle toplam ışınma enerjisi üstel olarak verilmektedir. Üstel yatay ölçek, grafiklerde deney sonuçlarının daha açık görülmesi için tercih edilmektedir. Şekil 4.1’de dikey eksen birimlenmiş frenleme ışınması dağılımı için  $(dN/d\hbar\omega \cdot X_0/\Delta t, \text{GeV}^{-1};$  Denklem (3.8)) yine üstel olarak seçilmiştir. Bununla beraber diğer grafiklerde (Şekil 4.2-5) dikey eksen frenleme ışınmasının güç dağılımı olarak ve doğrusal ölçekte, yine açıklık kaygısıyla, tercih edilmektedir. Güç dağılımı, frenleme ışınması dağılımı ölçümü yapılan her enerji aralığında, o aralıktaki enerji değerleriyle çarpılarak elde edilmektedir  $(\hbar\omega \cdot dN/d\hbar\omega \cdot X_0/\Delta t; \text{birimsiz})$ . Bu gösterime güç dağılımı yerine diğer alternatifler

(enerji kaybı dağılımı, foton yoğunluğu dağılımı gibi) denenerek karar verilmiştir. Işıma dağılımı pozitron sayısına ve ışıma uzunluğu cinsinden levha kalınlığına birimlenmiştir. Levha kalınlığı olarak, LPM ışıma eğrisinin BH limitinde deney verilerine uydurulmasıyla elde edilen kalınlık kullanılmıştır (Bölüm 3.4.2).



Şekil 4.1: Altın(2) hedeften ölçülen toplam ışıma enerjisi dağılımı. Diğer bütün ölçümler benzer şekilde verilebilir, fakat deneyde ilginç olan 2-5GeV arasındaki bölümdür. Bu yüzden bundan sonraki grafikler 2-20GeV aralığı büyütülerek verilmektedir. Grafikle ilgili diğer açıklamalar metin içindedir.

Grafiklerde çubuklarla verilen hata payları istatistiksel hatalardır. Enerji ekseninde yer alabilecek ölçümlene hata payları grafiklerde kullanılan kare ve çemberlerin büyüklüklerinden küçüktür ve yer verilmemiştir. Aynı şekilde sistematik hatalar da verilen istatistiksel hatalardan küçük olduğu için (Bölüm 3.4.4) grafiklerde yer almamaktadır.

Grafiklerde deney verileriyle beraber, aynı deney koşulları için yapılan benzetim uygulamaları verilmektedir. LPM ışıma eğrisi (düz çizgiler) ve BH ışıma eğrisi (kesikli çizgiler) ışıma dağılımlarını kuramla karşılaştırma olanağı vermektedir (Bölüm 3.4.3). Bütün ölçümlerde benzetim programıyla elde edilen ışıma eğrileri, deney verileriyle

yaklaşık olarak 5GeV ve üzerinde istatistiksel hata payları içinde, birbirine uyumludur. Gözlenmesi beklenen etkiler 5GeV altında gerçekleştiği için diğer grafikler (Şekil 4.2-5) 2.4-20GeV aralığında verilmektedir.

#### 4.1.2. Kuramsal Beklentiler

Frenleme ışınmasıyla beraber görülebilecek diğer ışınma çeşitleri ve kuantum etkileri şunlardır (Bölüm 2): Ortam etkisi-yalıtkanlık baskılaması, LPM baskılanması, klasik-yarı klasik geçiş ışınması, çoklu saçılmaya bağlı geçiş ışınması, TSF etkisi ve iç yapılı hedeflerde girişim etkileridir. Bütün hedefler için geçerli olan durumlar bu kısımda, hedeflere bağlı durumlar ise ileriki kısımlarda ele alınmaktadır.

Frenleme ışınmasındaki yalıtkanlık baskılamasının,  $k_p$  kesme enerjisinin altında gözlenmesi beklenir (Bölüm 2.4.1). Altın için kesme enerjisi  $k_p = 27\text{MeV}$ 'dir ve diğer hedefler için de 100MeV'in altındadır. Deneyde enerji ölçer için seçilen 2.4GeV eşik enerjisi yalıtkanlık baskılamasının etkin olduğu bölgenin çok üzerinde kalmaktadır. Dolayısıyla deneyde yalıtkanlık baskılaması gözlenmesi beklenmemektedir.

Klasik geçiş ışınması da (Bölüm 2.5.1), benzer şekilde, MeV mertebesindeki olaylar olarak deney gözlem alanının dışında kalmaktadır. Bununla beraber diğer geçiş ışınmalarının ele alınması gerekmektedir.

Deneyde seçilen hedef kalınlıkları ( $\Delta t$ ) 2-500 $\mu\text{m}$  arasındadır. Grafiklerde verilen 2.4-20GeV aralığında kuantum etkilerinin beklendiği bölgede oluşum uzunluğu ( $l_0$ ) 2.4GeV için 24 $\mu\text{m}$  ve 5GeV için 3.2 $\mu\text{m}$  olarak hesaplanmaktadır. Hedefler için çoklu saçılma uzunlukları ( $l_\gamma$ ) 1.9-8.3 $\mu\text{m}$  arasında değişmektedir. Tablo 4.1'de hedefler ve beklenen ışınma karakterleri toplu olarak verilmektedir. Frenleme ışınmasında gözlenmesi beklenen etkiler iç yapılı olma durumuna göre ve LPM ve TSF olarak sınırlandırılmıştır. LPM ve TSF etkilerinin gözlenmesini belirleyen diğer değişkenler tabloda yer almaktadır. Bu etkilerin gözlenmesi  $\Delta t$ ,  $l_\gamma$  ve  $l_0$  arasındaki sıralama ilişkileri dışında bu değişkenlere de bağlıdır. Bununla beraber tabloda yer almayan çoklu saçılmaya bağlı geçiş ışınması (ÇSG) da gerçekleşen ışınmalarda gözlenebilir. ÇSG ışınması her hedef için ayrıca ileriki kısımlarda ele alınmaktadır.

Tablo 4.1: Deneysel koşullarına ve hedeflere göre gözlenmesi beklenen ışınım karakterleri ve değişkenleri.

	$\Delta t$ ( $\mu\text{m}$ )	$l_\gamma$ ( $\mu\text{m}$ )	$l_0$ ( $\mu\text{m}$ )	Beklenen Işıma Karakteri	İlgili Değişkenler	İç Yapı Etkisi
Altın(2)	2	1.91	2.4GeV	$\Delta t \leq l_\gamma < l_0$ ?	—	<i>Olmalı</i>
Altın(10)	10	1.91		- 24 $\mu\text{m}$	$l_\gamma < \Delta t < l_0$ TSF $l_\gamma < l_0 < \Delta t$ LPM	$\kappa_{\text{TSF}} = 0.73$ $E_{\text{LPM}} = 2.5\text{TeV}$
Tungsten	20	2.03	5GeV- 3.2 $\mu\text{m}$	$l_\gamma < \Delta t < l_0$ TSF $l_\gamma < l_0 < \Delta t$ LPM	$\kappa_{\text{TSF}} = 0.78$ $E_{\text{LPM}} = 2.4\text{TeV}$	<i>Olabilir</i>
Bakır	500	8.36		$l_\gamma < l_0 < \Delta t$ LPM	$E_{\text{LPM}} = 11\text{TeV}$	<i>Yok</i>

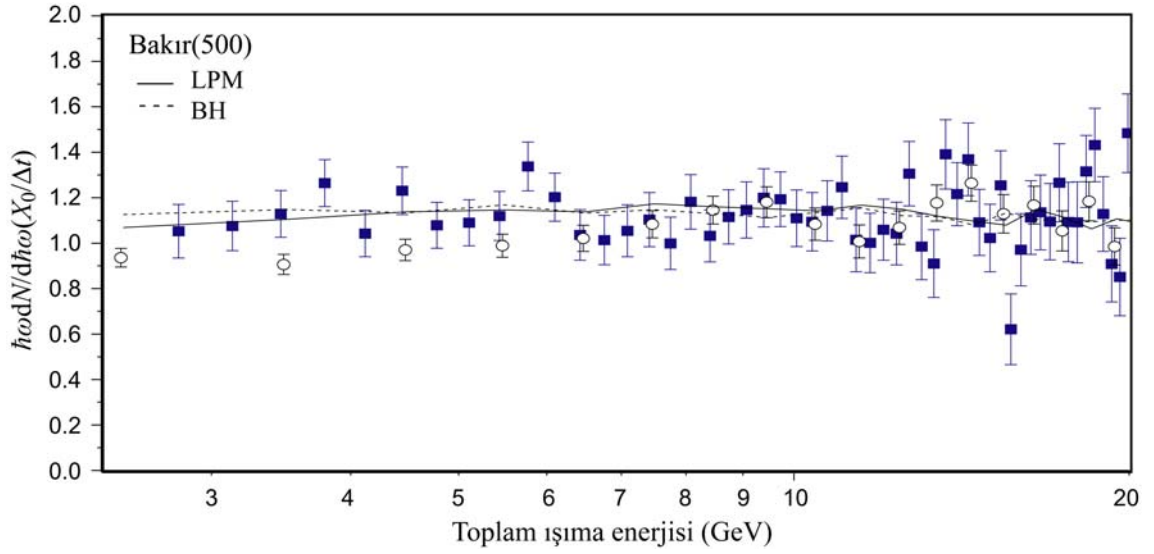
## 4.2. KONTROL HEDEFLERİ

### 4.2.1. Bakır Hedef

Şekil 4.2’de Bakır hedefiyle gerçekleştirilen deney sonucu verilmektedir. Bakır hedef iç yapısı olmaması ve diğerleriyle kıyaslandığına daha kalın (500 $\mu\text{m}$ ) olması nedeniyle seçilmiştir. Diğerlerinden daha kalın olsa da, küçük atom sayısı nedeniyle, daha uzun bir ışınım uzunluğu vardır. Bakır hedef ışınım uzunluğu cinsinden  $\%2.47X_0$  kalınlığa sahiptir. Bakırla ilgili diğer fiziksel büyüklükler Tablo3.3’de yer almaktadır.

Grafikte düşük ve yüksek kazanç değerleri istatistiksel hata paylarıyla beraber bütün enerji aralığında uyum içindedir.

Bakırın kalınlık olarak seçilen değeri LPM ışınım koşulu ( $l_\gamma < l_0 < \Delta t$ ) sağlamaktadır. Bu durumda grafiğin 5GeV altında kalan bölgesinde bir azalma beklenebilir. Grafikte LPM ışınım ve BH ışınım benzetimleri 5GeV altındaki bölgede birbirinden farklılaşmaktadır. Bununla beraber aradaki fark  $\%3$ ’ün altındadır. Bu büyüklük yaklaşık olarak deneyin istatistiksel hata payına eşittir. Dolayısıyla LPM baskılanmasının gözlemlendiği söylenemez.



Şekil 4.2: 500 $\mu$ m kalınlığında Bakırdan gözlemlenen frenleme ışınması grafiği.

Bakır deneyi, daha önce yapılmış bir deneyin tekrarı olarak ve deneyin genel yapısını ele almak için kontrol amacıyla yapıldı [21-22]. 290 GeV enerjide yapılan söz konusu deneyde LPM etkisi 220GeV civarında ayırilebilecek şekilde gözlenmekte ve LPM etkisi enerjiyle (ve oluşum uzunluğuyla) beraber artmaktadır. 180GeV’de LPM etkisinin gözlenmemesinin nedeni bakır için LPM değişkeninin ( $E_{LPM} = 11\text{TeV}$ ) görece büyük olmasıdır.

Bakır hedefte deney sonuçlarıyla benzetim sonuçları birbirine uyumlu olduğu ve benzetim programında çoklu saçılmaya bağlı geçiş ışınması olmadığı için ÇSG gözlenmediği söylenebilir. Bakır için plazma frekansı 48eV ve buna bağlı olarak ÇSG tesir kesiti 5GeV için  $\hbar\omega \cdot dN/d\hbar\omega \cdot X_0/\Delta t = 0.004$  olmaktadır. Bu değerler deney hassasiyetinin dışındadır.

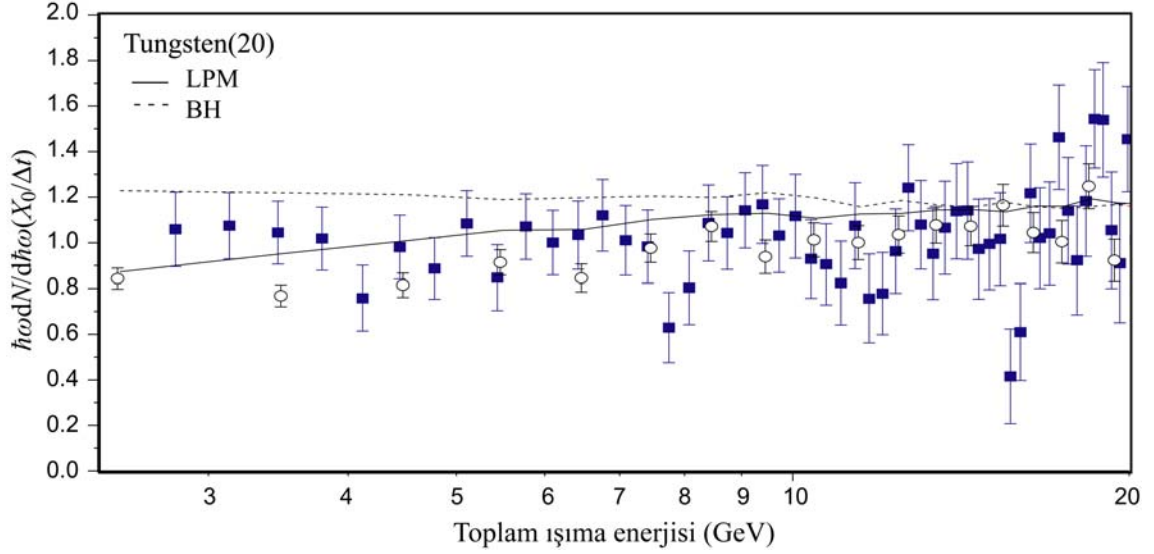
#### 4.2.2. Tungsten Hedef

Şekil 4.3’te Tungsten hedefiyle gerçekleştirilen deney sonucu verilmektedir. 20 $\mu$ m (%0.57 $X_0$ ) kalınlığındaki dört Tungsten levhanın aralarına 100 $\mu$ m LDPE yerleştirilmiştir. Tablo 4.1’de sınıflandırıldığı gibi, deneyin gerçekleştirildiği fiziksel değişkenlerle Tungsten hedefin ışınmasında hem LPM hem de TSF etkileri görülmesi beklenebilir.

Grafikte kabaca 3GeV yakınlarında bulunan LPM ışıması benzetimi BH eğrisinin yaklaşık %25 altındadır. Deney verisi 5GeV'in altında yer alan bölgede sürekli olarak BH eğrisinin aşağısında kalmaktadır. Aynı bölgede yüksek kazanç ve düşük kazanç verileri hata payları içinde uyuşmakla beraber, düşük kazanç değerleri yüksek kazanç değerlerinden daha düşüktür (Bölüm 3.4.4).

Grafikten yararlanarak LPM etkisinin gözlemlendiği kesin olarak söylenemez. Bakır örneğinde olduğu gibi LPM etkisi gözlenmesi için daha uzun oluşum uzunluğuna veya, aynı anlama gelmek üzere, daha yüksek enerjili pozitronlara ihtiyaç vardır. Tungsten için LPM değişkeni  $E_{LPM} = 2.4\text{TeV}$  görece küçüktür. Bu durum eşik enerjisini daha aşağıya çeker ve LPM etkisi gözlenmesi beklenebilir. Daha kalın tungsten hedeflerle ( $\%6-2X_0$ ) daha düşük enerjili (8-25GeV) elektron hüzmesiyle yapılan bir deneyde [11] 500MeV altında LPM etkisi gözlenmiştir. Deneyde yapılan yeni gözlem daha önceki gözlemlerle uyumludur.

TSF etkisi için deney değişkenleri aracılığıyla baskılanma çarpanı  $\kappa_{TSF} = 0.78$  olarak hesaplanmaktadır. 5GeV için BH ışıması değeri 1.2'dir. Bu durumda TSF baskılanmasıyla beraber gözlenmesi beklenen ışıma değeri 0.94 olmaktadır. Deney hassasiyeti 5GeV civarında 0.3 mertebesindedir ve TSF baskılanmasıyla ilgili karar vermeye olanak sağlamamaktadır. TSF etkisini deneysel olarak gözlemlemek için, kuramsal olarak  $l_\gamma < \Delta t < l_o$  şeklinde verilen sıralama ilişkisi,  $l_\gamma \ll \Delta t < l_o$  olarak uygulanmalıdır. Bu durumda TSF baskılanma değişkeni  $\kappa_{TSF} > 1$  olmakta ve deneysel gözleme olanak sağlamaktadır[13].



Şekil 4.3: 100 $\mu$ m kalınlığında LDPE ile aralanan 20 $\mu$ m kalınlığındaki dört tungsten levhadan gözlemlenen frenleme ışması grafiği.

Çoklu saçılmaya bağlı geçiş ışması büyüklüğü Tungsten hedefte 5GeV enerjisi için  $\hbar\omega \cdot dN/d\hbar\omega \cdot X_0/\Delta t = 0.13$  olarak hesaplanmaktadır. Deney hassasiyetinin dışında kaldığı için ÇSG etkisi beklenmemektedir. Yine aynı nedenlerle Tungsten deneyinde iç yapıdan kaynaklanan etki beklenmemektedir.

Tungsten deneyi, 500 $\mu$ m bakır deneyiyle 10 $\mu$ m kalınlıktaki altın deneyi arasında bir kalınlıkla (20 $\mu$ m) gerçekleştirilmiştir. Bu tercihteki amaç bütün hedefler için aynı olan oluşum uzunluğunun, kalınlık azaldıkça, ışmaya olan etkisini anlamaktır. Kalınlık azaldıkça çoklu saçılma olasılığı azalmakta ve böylece LPM etkisi ortadan kalkmaktadır. Bu durumda ışma hiç çoklu saçılmanın olmadığı BH frenleme ışmasına geri dönmelidir. Bölüm 3.3.2’de aktarılan nedenlerle, küçük enerjili foton ölçümü için, enerji ölçerin yüksek kazanç durumu daha doğru sonuçlar vermektedir. Tungsten ışma grafiğine bu gözle daha dikkatli bakıldığında, yüksek kazanç verisinin 5GeV altında LPM eğrisinin üzerinde kaldığı ve BH eğrisine yaklaştığı söylenebilir. Bu tartışmaya 10 $\mu$ m altın hedefte gözlemlenen ışmada devam edilmektedir.

### 4.3. ALTIN HEDEFLER

Deneyde gözlenmesi beklenen, kalınlık azaldıkça LPM etkisinin kalkması ve BH ışımalarının yeniden kazanılmasıdır. Fakat küçük levha kalınlıklarını teker teker kullanarak deney yapmak arkaplan ışması nedeniyle (Bölüm 3.2.1) olanaklı değildir. Arkaplan ışması etkisini ortadan kaldırmak için iç yapılı hedefler tercih edilmektedir. Farklı levhalarda oluşan fotonların girişimi olanaklı olduğu için bu tip hedeflerin kullanımı yeni fiziksel olayları beraberinde getirmektedir. Ayrıca iç yapılı hedeflerin kullanılmasıyla, geçiş ışması ve çoklu saçılmaya bağlı geçiş ışması gibi, geometrik özelliklere bağlı fiziksel süreçlerin frenleme ışmasına etkileri önem kazanmaktadır.

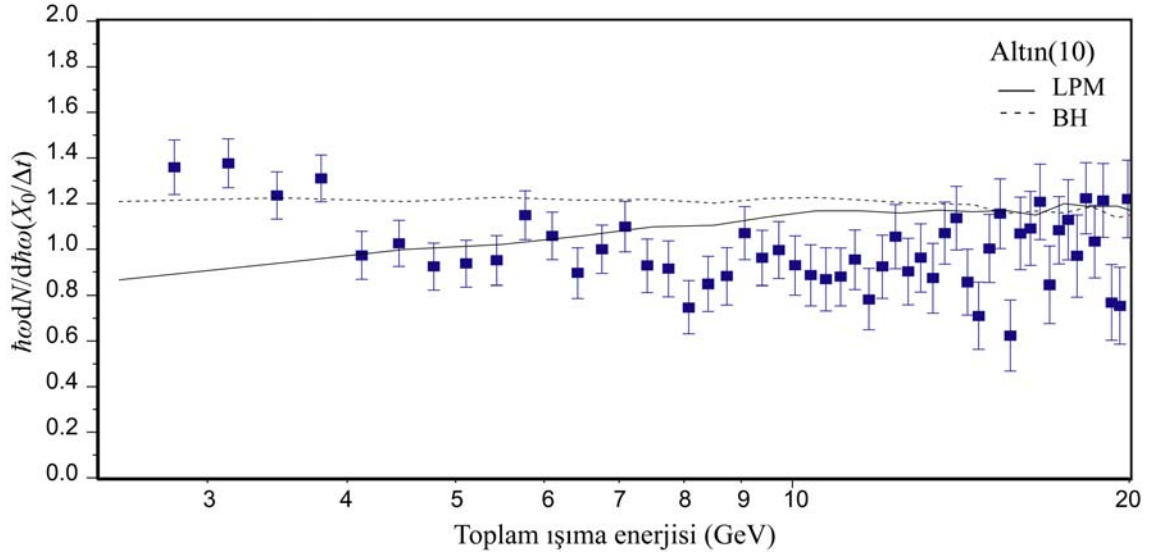
#### 4.3.1. Altın(10) Hedefi

Şekil 4.4'te Altın hedefle gerçekleştirilen deney sonucu verilmektedir.  $10\mu\text{m}$  ( $0.30X_0$ ) kalınlığındaki 10 Altın levhanın aralarına  $30\mu\text{m}$  LDPE yerleştirilmiştir. Deneyin gerçekleştirildiği koşullardaki fiziksel değişkenler göz önüne alındığında, Tablo 4.1'de sınıflandırıldığı gibi, Altın(10) hedefiyle hem LPM hem de TSF etkileri görülmesi beklenebilir.

Grafikte  $5\text{GeV}$  enerjisi altındaki bölgede BH ve LPM benzetim eğrileri arasındaki fark %25'e kadar çıkmakta; fakat deney verisinde LPM veya TSF etkilerinin öngördüğü bir azalma yerine artış görülmektedir.  $5\text{GeV}$  üstündeki bölgede ise BH ve LPM benzetim eğrileri arasındaki fark giderek azalmaktadır. Deney verisinin bu bölgede LPM eğrisiyle örtüştüğü tam olarak söylenemese de, BH benzetim eğrisinin altında kaldığı görülmektedir.  $5\text{GeV}$  altındaki bölgede ise deney verisinde gözlemlenen artışın BH benzetim eğrisini aştığı açık bir şekilde görülmemektedir. Bununla beraber aynı bölgede ışma karakterinin BH tipine döndüğü söylenebilir.

TSF etkisi görülmemesi, Tungsten hedef örneğinde olduğu gibi baskılanma çarpanının küçük olmasından kaynaklanabilir. Altın için  $\kappa_{\text{TSF}} = 0.73$  olarak hesaplanmaktadır ve  $5\text{GeV}$  civarındaki deney hassasiyeti, Tungsten hedef örneğinde olduğu gibi, TSF baskılamasıyla ilgili karar vermeye olanak sağlamamaktadır. Altın(10) hedefinin iç yapısı da TSF baskılamasının gözlenmesini engelleyebilir. Hedefte kullanılan  $30\mu\text{m}$  kalınlığındaki LDPE,  $2.4\text{GeV}$  için hesaplanan oluşum uzunluğu  $24\mu\text{m}$  mertebesinde ve bu durum TSF etkisinin görülme olanağını etkileyebilir.





Şekil 4.4: 30 $\mu$ m kalınlığında LDPE ile aralanan 10 $\mu$ m kalınlığındaki 10 Altın levhadan gözlemlenen frenleme ışması grafiğı. Ölçümler enerji ölçerin yalnızca yüksek kazanç durumu için yapıldı.

TSF etkisinin görülmemesinin olası iki nedeni (baskılanma çarpanının küçük olması ve hedefin iç yapılı olması) arasında karar vermek, deney hassasiyetinin yeterli olmaması nedeniyle mümkün değildir. Asıl tartışılması gereken artışın kaynağıdır.

Kullanılan enerji ölçeğı nedeniyle artışın klasik geçiş ışmasından kaynaklanmadığı bellidir. Bununla beraber çoklu saçılmaya bağlı geçiş ışması öngörülleri ve iç yapıdan kaynaklı girişim seçenekleri ele alınmalıdır. Bu seçenekler, hedeflerin aynı metalden yapılmış olması, kalınlık dışında benzer fiziksel özellikler göstermeleri nedeniyle, Altın(2) hedefi için elde edilen sonuçlarla beraber sonraki kısımda değerlendirilecektir.

#### 4.3.2. Altın(2) Hedefi

Şekil 4.5'te 2 $\mu$ m (%0.06 $X_0$ ) kalınlığındaki altın hedefle gerçekleştirilen deney sonucu verilmektedir. 53 altın levhanın aralarına 30 $\mu$ m LDPE yerleştirilmiştir. Deneyin gerçekleştirildiğı fiziksel değişkenlerle TSF veya daha kalın örneklerde görülen LPM etkilerinin görülmemesi ve BH tipi ışmanın gerçekleşmesi beklenmektedir.

Grafikten görüldüğü gibi, her iki ölçüm sonucu 5GeV üstündeki bölgede BH benzetim eğrisinin altında kalmaktadır. 5GeV altındaki bölgede ise, Altın(10) hedefindeki gibi, bir artış gözlenmektedir. Altın(2) hedefinde gözlemlenen artış açık olarak BH ışıması benzetim eğrisini geçmektedir. Gözlemlenen artışın kaynağı, Altın(10) hedefindeki gibi geçiş ışıması veya iç yapı olabilir veya iki kaynak bir arada etkili olabilir.

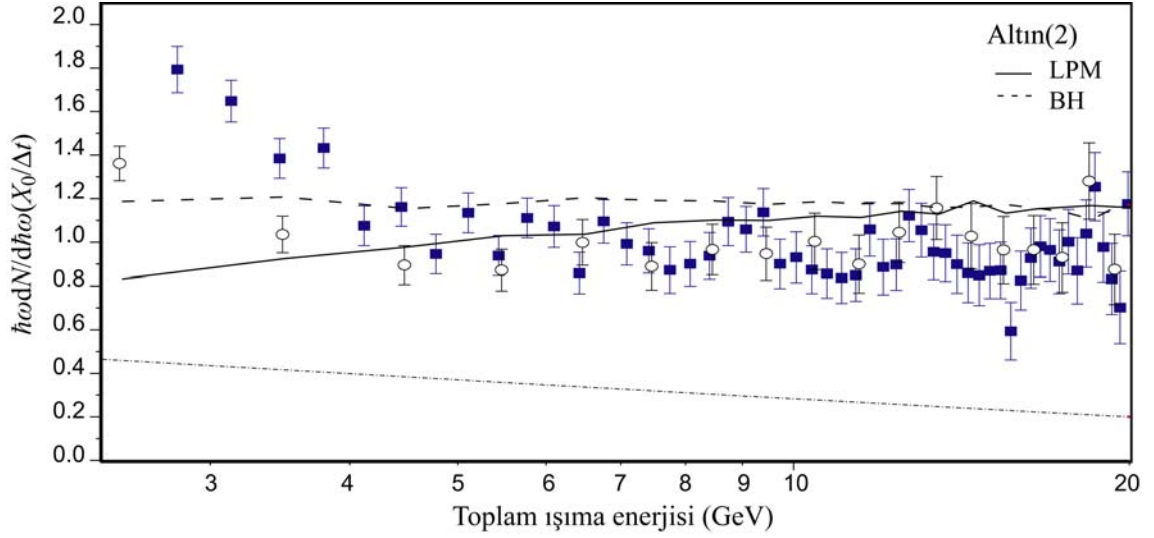
3GeV altında gözlemlenen deney verileri yüksek kazanç için 1.8 ve düşük kazanç için 1.4 civarındadır. BH değeri 1.2 olduğundan artış oranı %15 ile %50 arasındadır.

Grafikte çoklu saçılmaya bağlı geçiş ışıması (ÇSG) için hesaplanan kuramsal benzetim eğrisi de verilmektedir. ÇSG eğrisi gerçekleşen ışımanın tamamını değil yalnızca geçişe bağlı kısmını içermektedir. 2.4GeV için ÇSG eğrisi 0.5 değerine yaklaşmakta ve 20GeV enerjisine kadar yavaşça azalarak 0.2 değerine düşmektedir. ÇSG ışıması 20GeV'e kadar olan tüm enerji bölgesinde asgari %20 civarında bir artış oranına işaret etmektedir.

Grafiğin düşük enerjili kısmında ÇSG ışımasıyla öngörülen artış %40 civarındadır. Bu bölgede gözlemlenen artışın ÇSG ışımasından kaynaklanması mümkündür.

Gözlemlenen artışın ÇSG ışımasından kaynaklandığı yargısına tam olarak ulaşabilmek için, yapılan kuramsal hesap benzetim programına dahil edilip sınanmalıdır. Bununla beraber grafikten hareketle, bu yargıyı zayıflatacak şekilde, ışıma artışının tüm enerji aralığında gözlenmediği, 5GeV'in üstünde yer alan bölgede de %20-30 arasında bir artış gözlenmesi gerektiği söylenebilir. Dolayısıyla sonuç olarak çoklu saçılmaya bağlı geçiş ışımasının grafikte görülen artışın kaynağı olduğu değil, olabileceği söylenebilir.

Artışın kaynağında hedeflerin iç yapısından kaynaklanan etkiler olması da mümkündür. İç yapı etkisi, farklı levhalarda oluşan fotonların girişim yapması sonucunda ortaya çıkmaktadır. Bölüm 2.6.1'de ele alınan örnekte iç yapı etkisi ışımayı azaltmaktadır. Girişimin ışımaya etkisi ışımayı azaltma yönünde (yıkıcı girişim) olabileceği gibi, ışımayı artırma yönünde de (yapıcı girişim) gerçekleşebilir. Bölüm 2.6'da detaylarıyla aktarılan nedenlerle bu olası etkinin büyüklüğüyle ilgili yorum yapmak henüz mümkün değildir.



Şekil 4.5: 30µm kalınlığında LDPE ile aralanan 2µm kalınlığındaki 53 altın levhadan gözlemlenen frenleme ışınması grafiği. Diğer grafiklerden farklı olarak çoklu saçılmaya bağlı geçiş ışınması (ÇSG) için yapılan kuramsal hesap noktalı eğriyle verilmektedir.

#### 4.4. GENEL SONUÇLAR

İç yapılı dört hedefle yapılan deney sonucunda, hedeflerin levha kalınlığının frenleme ışınması karakterini önemli oranda değiştirdiği gözlenmiştir.

Levha kalınlığı azaldıkça yüksek enerjili parçacıkların frenleme ışınmasında gözlemlenen LPM baskılama etkisi ortadan kalkmaktadır. LPM etkisi ortadan kalktığında, yeniden, karakteristik Bethe-Heitler ışınması gözlenmektedir.

Bethe-Heitler ışınmasında bir artış gözlemlendiği durumlarla ilgili tam ve kesin açıklamalar henüz mevcut değildir. Bununla beraber çoklu saçılmaya bağlı geçiş ışınması ve iç yapılı durumdan kaynaklı girişim etkileri artışın muhtemel kaynakları olarak belirlenmiştir.

## 5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Yüksek enerjili parçacıkların maddeyle etkileşimlerinde, bilinen temel mekanizmaların ötesine geçen detaylar bulunmaktadır. Elektromanyetik alanla tek bir nokta yerine, ihmal edilemeyecek uzunluktaki bir bölgede etkileşime giren parçacıklar, oluşum uzunluğu olarak adlandırılan bu bölgede gerçekleştirdikleri birden fazla etkileşimle klasik çift oluşumu ve ışınım süreçlerinden farklı davranışlar göstermektedir. Özellikle kozmik ışınım fiziği ve dedektör fiziğinde yüksek enerjilerde gözlemlenen bu davranışlar yeni yaklaşımların ortaya çıkmasına yol açmıştır.

Bugüne değin oluşum uzunluğunun elektromanyetik fiziksel süreçlerdeki kuantum etkileri çeşitli boyutlarıyla kuramsal ve deneysel olarak araştırılmıştır. Çok ince hedeflerde oluşum uzunluğundan kaynaklanan bazı etkilerin ortadan kalkması ise ilk olarak bu çalışmanın konusu olan deney kapsamında ele alınmıştır.

178GeV enerjili pozitronların, mikron mertebesinde tungsten, bakır ve altın levhalarla elde edilen iç yapılı hedefler üzerine gönderilmesiyle yapılan deneyde frenleme ışınımı karakteri gözlenmiştir. Frenleme ışınımında oluşum uzunluğundan kaynaklanan Landau-Pomeranchuk-Migdall baskılanması ve Ternovskii-Shul'ga-Fomin etkisi gibi sonuçlar, hedef kalınlıkları azaldıkça ortadan kalkmaktadır. Işımanın düşük enerjili bölümünde azalma-baskılanma olarak karşımıza çıkan oluşum uzunluğuna bağlı etkiler ortadan kalktığında, Bethe-Heitler tipi frenleme ışınımı yeniden gözlenmektedir.

Deney sonuçları Landau-Pomeranchuk-Migdall baskılanmasının ortadan kalkması ve Bethe-Heitler tipi ışınımın yeniden gözlenmesi durumunun  $2\mu\text{m}$  kalınlığı için 4-5GeV enerji aralığında gerçekleştiğini göstermektedir.

Daha düşük enerji bölgesinde ise beklenen karakteristik Bethe-Heitler ışınımından daha fazla bir ışınım gerçekleştiği gözlenmektedir. Bu fazlalığın kaynağında ise iki sürecin yer alması muhtemeldir. Bunlardan birincisi hedeflerin iç yapılı olması nedeniyle farklı

levhalarda oluşan fotonların birbiriyle girişim yapmasıdır. Yapıcı girişim sonucunda küçük enerji bölgesinde bir artış meydana gelebilir. İkinci olasılık ise, çoklu saçılmaya bağlı geçiş ışmasıdır. Klasik geçiş ışmasından (MeV mertebesi) farklı olarak daha yüksek enerjilerde (GeV mertebesi) de etkileri gözlemlenebilen çoklu saçılmaya bağlı geçiş ışmasının düşük enerjili foton yayınlanmasını artırmış olmasıdır. Bu olasılıkların değerlendirilmesi konunun, hem kuramsal hem de deneysel olarak, daha detaylı araştırılmasını gerektirmektedir.

Bu sonuçlar ince levhaların, frenleme ışmasından elde edilen fotonların belli bir enerji bölgesinde olanlarının seçilerek ayrıştırılması için kullanılma olasılığını azaltmaktadır. Deneysel sonuçlarının bazıları makale olarak yayınlanmıştır[26].

## KAYNAKLAR

1. JACKSON, J.D., 1975, *Classical Electrodynamics*, 2<sup>nd</sup> ed., John Wiley and Sons, New York, 0-471-30932.
2. BJORKEN, J.D. and DRELL, S.D., 1998, *Relativistic Quantum Mechanics*, McGraw Hill, New York, 0-07-232002-8.
3. ITZYKSON C. and ZUBER J.B., 1980, *Quantum Field Theory*, McGraw Hill, New York, 0-07-032071-3.
4. MANDL F. and SHAW G., 1984, *Quantum Field Theory*, John Wiley and Sons, New York, 0-471-10509-6.
5. GRIFFITHS, D., 1987, *Introduction to Elementary Particles*, John Wiley and Sons, New York, 0-471-60386-4.
6. SOERENSEN, A. H., 1992, On the suppression of the gluon radiation for quark jets penetrating a dense quark gas, *Z. Phys C*, **53**, 595.
7. BAIER, R. *et al.*, 1998, Radiative energy loss of high-energy partons traversing an expanding QCD plasma, *Phys. Rev. C*, **58**, 1706.
8. ASPELL P. *et al.*, 1996, Energy and spatial resolution of a shashlik calorimeter and a silicon preshower detector, *Nucl. Instrum. Methods Phys.Res.A*, **376**, 17.
9. KLEIN S.R., 1998, Bremsstrahlung and pair creation: suppression mechanisms and how they affect air showers, *AIP Conference Proceedings*, **443**, 132.
10. ANTHONY, P.L. ve diğ, 1995, An Accurate Measurement of the Landau-Pomeranchuk-Migdall Effect, *Physical Review Letters*, **75**, 1949.
11. ANTHONY, P.L. ve diğ, 1997, Bremsstrahlung suppression due to the Landau-Pomeranchuk-Migdall and dielectric effects in a variety of materials, *Physical Review D*, **56**, 1373.
12. AKHIEZER, A.I. and SHUL'GA, N.F., 1993, Semiclassical theory of high-energy particle radiation in external fields, *Physics Reports*, **234**, 297.
13. KLEIN S., 1999, Suppression of bremsstrahlung and pair production due to environmental factors, *Review of Modern Physics*, **71**, 1501.
14. BAIER, V.N. and KATKOV V.M., 2005, Concept of formation length in radiation theory, *Physics Reports*, **409**, 261.
15. UGGERHØJ, U.I, 2005, The interaction of relativistic particles with strong crystalline fields, *Review of Modern Physics*, **77**, 1131.
16. HEITLER, W., 1954, *The Quantum Theory of Radiation*, 3<sup>rd</sup> ed., Oxford University Press, London, 0-486-64558-4.

17. LANDAU, L. and POMERANCHUK, I., 1953, *Dokl. Akad. Nauk. USSR*, **92**, 535 – İngilizce tekrar basım, 1965, *The Collected Papers of L.D. Landau*, Pergamon Press, Londra, 0-861-38476.
18. MIGDALL, A.B., 1956, Bremsstrahlung and Pair Production in Condensed Media at High Energies, *Physical Review*, **103**, 1811.
19. FEINBERG, E. L., 1994, Effect confirmed 40 years later, *Priroda* **1**, 30 – İngilizce çevirisi <http://www.phys.au.dk/~ulrik/lpm/Nature.doc> [Ziyaret tarihi 02.02.2006].
20. TER-MIKAELIAN, M.L., 1972, *High Energy Electromagnetic Processes in Condensed Matter*, Wiley, New York, 123-4567-890.
21. HANSEN, H.D. *et al.*, 2003, Is the electron radiation length constant at high energies?, *Physical Review Letters*, **91**, 14801.
22. HANSEN, H.D. *et al.*, 2004, Landau-Pomeranchuk-Migdall effect for multihundred GeV electrons, *Physical Review D*, **69**, 32001.
23. TERNOVSKII, F., 1960, Effect of multiple scattering on pair production by high-energy particles in a medium, *Sov. Phys. JETP*, **37**, 718.
24. PAFOMOV, V. E., 1965, Effect of multiple scattering on transition radiation, *Sov. Phys. JETP*, **20**, 353.
25. BAIER, V.N. and KATKOV, V.M., 1999, Landau-Pomeranchuk-Migdall effect and transition radiation in structured targets, *Physical Review D*, **60**, 76001.
26. UGGERHØJ, U.I. *et al.*, 2005, Formation length effects in very thin targets, *Physical Review D*, **72**, 112001.
27. SHUL'GA, N.F. and FOMIN, S.P., 1978, Suppression of radiation in an amorphous medium and in a crystal, *JETP Lett.*, **27**, 117.
28. SHUL'GA, N.F. and FOMIN, S.P., 1986, On the space-time evolution of the process of ultrarelativistic electron radiation in a thin layer of substance, *Physics Letters A*, **114**, 148.
29. SHUL'GA, N.F. and FOMIN, S.P., 1996, On the experimental verification of the Landau-Pomeranchuk-Migdall effect, *JETP Letters*, **63**, 873.
30. SHUL'GA, N.F. and FOMIN, S.P., 1998, Effect of multiple scattering on the emission of ultrarelativistic electrons in a thin layer of matter, *JETP*, **86**, 32.
31. SHUL'GA, N.F. and FOMIN, S.P., 1998, Bremsstrahlung of ultrarelativistic electrons in a thin layer of substance, *Nuclear Instrumentations Methods B*, **145**, 73.
32. BLANKENBECLER, R. and DRELL S.D., 1987, Quantum Treatment of Bremsstrahlung, *Physical Review D*, **36**, 277.
33. BLANKENBECLER, R. and DRELL S.D., 1996, Landau-Pomeranchuk-Migdall effect for finite targets, *Physical Review D*, **53**, 11.
34. BLANKENBECLER, R., 1997, Structured targets and the Landau-Pomeranchuk-Migdall effect, *Physical Review D*, **55**, 190.
35. BLANKENBECLER, R., 1997, Multiple scattering and functional integrals, *Physical Review D*, **55**, 2441.
36. [www.nhn.ou.edu/~shajesh/eikonal/talk.pdf](http://www.nhn.ou.edu/~shajesh/eikonal/talk.pdf) [Ziyaret tarihi 02.07.2006].

37. ZAKHAROV, B.G., 1996a, Fully quantum treatment of the Landau-Pomeranchuk-Migdal effect in QED and QCD, *JETP Lett.*, **63**, 952.
38. ZAKHAROV, B.G., 1996b, Landau-Pomeranchuk-Migdal effect for finite-size targets, *JETP Lett.*, **64**, 781.
39. ZAKHAROV, B.G., 1997, Radiative energy loss of high-energy quarks in finite-size nuclear matter and quark-gluon plasma, *JETP Lett.*, **65**, 615.
40. ZAKHAROV, B.G., 1998, Light-cone path integral approach to the Landau-Pomeranchuk-Migdal effect, *Physics of Atomic Nuclei*, **61**, 838.
41. BAIER, V.N. *et al.*, 1998, *Electromagnetic processes at high energies in oriented single crystals*, World Scientific Publishing, Singapur, 981-02-1603-3.
42. BAIER, V.N. *et al.*, 1980, Radiation at collision of relativistic particles in media in the presence of external field, *Sov. Phys. JETP*, **67**, 70.
43. BAIER, V.N. and KATKOV, V.M., 1998, The theory of the Landau, Pomeranchuk, Migdal effect, *Physical Review D*, **57**, 3146.
44. BAIER, V.N. and KATKOV, V.M., 1999, Multiphoton effects in energy loss spectra, *Physical Review D*, **59**, 056003.
45. TSAI, Y.S., 1974, Pair production and bremsstrahlung of charged leptons, *Review of Modern Physics*, **46**, 815.
46. BARNETT, R.M., *et al.* (Particle Data Group), 1996, Review of particle properties, *Physical Review D*, **54**, 1.
47. ROSSI, B. B., 1952, *High Energy Particles*, Prentice Hall, New York.
48. STANEV, T. *et al.*, 1982, Development of ultrahigh-energy electromagnetic cascades in water and lead, including the Landau-Pomeranchuk-Migdal effect, *Physical Review D*, **25**, 1291.
49. POLITYKO, S. *et al.*, 2001, The bremsstrahlung of muons at extremely high energies with LPM and dielectric suppression effect, *Nuclear Instrumentations Methods B*, **173**, 30.
50. BAIER, V.N. ile özel görüşme.
51. GREEN, D., 2005, *The Physics of Particle Detectors*, Cambridge University Press, London, 0 521 67568 5.
52. DAMERAU, H., 2005, *Creation and Storage of Long and Flat Bunches in the LHC*, Thesis (PhD), Darmstad University.
53. <http://accel-general.web.cern.ch/accel-general> [Ziyaret tarihi 10.09.2006].
54. <http://nahandbook.web.cern.ch/nahandbook> [Ziyaret tarihi 10.09.2006].
55. GRUPEN, C., 1996, *Particle Detectors*, Cambridge University Press, London, 0 521 55216 8.
56. LEO, W.R., 1994, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer, Berlin, 0 387 572 805.
57. <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/> [Ziyaret tarihi 10.09.2006].



## EK - KÜÇÜK SÖZLÜK

### İNGİLİZCE

Accelarator  
 Amorphous  
 Analog to digital converter (ADC)  
 Beam  
 Bremsstrahlung (Almanca)  
 Booster  
 Calibration  
 Calorimeter  
 Coherent  
 Collider  
 Collimator  
 Curve fitting  
 Dielectric suppression  
 Discriminator  
 Feynman diagrams  
 Form factor  
 Gluon  
 Impact parameter  
 Infrared catastrophe  
 Light guide  
 Luminosity  
 Normalization  
 Particle bunch  
 Perturbation theory  
 Pile up  
 Photo multiplier tube (PMT)  
 Photoelectric absorption  
 Quantum Electrodynamics (QED)  
 Radiative corrections  
 Review article  
 Root Mean Square  
 Synchrotron  
 Scintillator  
 Shower  
 Simulation  
 Synchrotron booster  
 Synchrotron radiation  
 Track

### TÜRKÇE

: İvmelendirici  
 : Şekilsiz  
 : Analog-sayısal çevirici  
 : Hüzme, demet  
 : Frenleme ışması  
 : Fırlatıcı  
 : Ölçümleme  
 : Enerji ölçer  
 : Aynı yönlü  
 : Çarpıştırıcı  
 : Koşutlayıcı  
 : Eğriye uydurmak  
 : Yalıtkanlık baskılaması  
 : Ayrıştırıcı  
 : Feynman çizenekleri  
 : Yapı çarpanı  
 : Zamk  
 : Yaklaşım değişkeni  
 : Kırmızıaltı patlaması  
 : Işıma kanalı  
 : Işınllık  
 : Birimleme  
 : Parçacık katarı  
 : Tedirgeme kuramı  
 : Yığılım  
 : Foton ölçer  
 : Fotoemilim  
 : KEDİ  
 : Işınım düzeltmeleri  
 : Değerlendirme makalesi  
 : Kare Ortalama Kök (KOK)  
 : Eşzaman ivmelendirici  
 : Işıldayıcı  
 : Saçak  
 : Benzetim  
 : Eşzaman fırlatıcı  
 : Eşzaman ışması  
 : İz

## ÖZGEÇMİŞ

Alper Dizdar 21.05.1971 tarihinde Üsküdar'da doğdu. İlkokulu 1982'de Kartal Merkez Eczacıbaşı İlkokulu'nda tamamladı. Ortaöğrenimin ilk kısmını Kadıköy Anadolu Lisesi'nde 1986'da, liseyi İzmir Fen Lisesi'nde 1989'da bitirdi. 1989 ÖYS sınavlarında ilk yüze girerek, lisans eğitimine Bilkent Üniversitesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği bölümünde burslu olarak başladı. Ardından 1990 yılında aynı üniversitede Fizik Bölümüne geçti. Son sınıfta Bilkent Üniversitesi'ni bırakıp, ÖYS sınavıyla İstanbul Üniversitesi Fizik Bölümü'nü kazandı. 1998'de İÜ Fizik Bölümünden mezun oldu ve aynı bölümde Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Anabilim Dalı'nda Araştırma Görevlisi olarak atandı.

İstanbul Üniversitesi tarafından 1999'da Almanya'da görevlendirildi. Yüksek Lisansa 1999'da Siegen Üniversitesi'nde burslu olarak başladı. "*Mikro yapılı gaz dedektörlerinde çoğaltma davranışı*" başlıklı tezini, Prof. Dr. Nikolaj Pavel danışmanlığında 2001'de tamamladı. Aynı üniversitede burslu olarak Doktora programına kabul edildi. Prof. Dr. Claus Grupen'in danışmanlığında yürüttüğü "*ALEPH'te iki foton çarpışmasında gözlemlenen  $\mu^+\mu^-$  sonuç durumları*" başlıklı tez çalışmasını 2003'de yarım bırakarak İstanbul'a döndü. Aynı yıl İÜ Fen Bilimleri Enstitüsü'nde doktora programına kaydoldu.