



**İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

KÜÇÜK ÇEKİRDEKLİ ORTAMLARDA LPM ETKİSİ

Savaş BİROL

Fizik Anabilim Dalı

Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Programı

Danışman

Yard. Doç. Dr. Alper Dizdar

Aralık, 2011

İSTANBUL



**İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

KÜÇÜK ÇEKİRDEKLİ ORTAMLARDA LPM ETKİSİ

Savaş BİROL

Fizik Anabilim Dalı

Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Programı

Danışman

Yard. Doç. Dr. Alper Dizdar

Aralık, 2011

İSTANBUL

Bu çalışma 20/12/2011 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Yüksek Enerji ve Plazma Fiziğı programında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi

Doç. Dr. Erkan Özcan
Boğaziçi Üniversitesi
Fen Fakültesi

Prof. Dr. Gediz Akdeniz
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Prof. Dr. Sehban Kartal
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Doç. Dr. Gürkan Çelebi
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Yard. Doç. Dr. Alper Dizdar
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Bu alışma İstanbul Üniversitesi Sağlık Kültür ve Spor Daire Başkanlığı tarafından desteklenmiştir.

ÖNSÖZ

Yüksek lisans öğrenimim sırasında ve tez çalışmalarım boyunca gösterdiği her türlü destek ve yardımdan dolayı değerli hocam Yard. Doç. Dr. Alper Dizdar'a içtenlikle teşekkür ederim.

Çalışmalarım sırasında ihtiyaç duyduğum her konuda desteğini sağlayan Doç. Dr. Gürkan Çelebi'ye, özellikle bilgisayar programlama konusunda karşılaştığım her türlü sorunda yardım ve desteğini esirgemeyen Yard. Doç. Dr. Ferhat Özok'a, bütün yüksek lisans çalışmalarım boyunca arkadaşlıkları ve vermiş oldukları desteklerden dolayı Onur Buğra Kolcu'ya, Erdal Çatak'a ve Ulaş Saka'ya teşekkür ederim.

Deneye katılmamı kabul etmeleri ve davetleri için CERN NA63 grubuna ve Ulrik Uggerhøj'a teşekkür ederim.

Ayrıca tezimin konusunu oluşturan deneye İsviçre'de katılımımı destekleyen İstanbul Üniversitesi Sağlık Kültür ve Spor Daire Başkanlığı'na teşekkürü borç bilirim.

Son olarak lisans ve yüksek lisans öğrenimim ve tez çalışmalarım boyunca sevgisini ve güvenini sunarak bana göstermiş olduğu destekten dolayı sevgili eşim Elif Ece Birol'a teşekkür ederim.

Aralık, 2011

Savaş BİROL

İÇİNDEKİLER

| | |
|--|----------|
| ÖNSÖZ | i |
| İÇİNDEKİLER | ii |
| ŞEKİL LİSTESİ | v |
| TABLO LİSTESİ | vii |
| SEMBOL LİSTESİ | viii |
| ÖZET | ix |
| SUMMARY | x |
| 1. GİRİŞ | 1 |
| 1.1. KÜÇÜK ÇEKİRDEKLİ ORTAMLARIN ÖNEMİ | 2 |
| 1.2. HIZLANDIRICI ORTAMINDA LPM KURAMININ OLASI SORUNLARININ GÖZLENMESİ | 3 |
| 1.3. NA63 2010 LPM DENEYİ | 4 |
| 1.4. DENEY ANALİZİ | 4 |
| 2. FRENLEME İŞİMASI VE İŞİMANIN ÇEŞİTLİ ORTAMLARDAKİ DAVRANIŞI..... | 6 |
| 2.1. İVMELİ HAREKET EDEN YÜKLÜ PARÇACIKLARDAN YAYINLANAN RADYASYON | 6 |
| 2.2. EŞZAMAN İŞİMASI | 10 |
| 2.3. FRENLEME İŞİMASI VE BETHE-HEİTLER TESİT KESİTİ | 12 |
| 2.3.1. Işıma Uzunluğu | 14 |
| 2.4. FRENLEME İŞİMASININ BASKILANMASI | 15 |
| 2.4.1. Oluşum Uzunluğu | 15 |
| 2.4.2. Çoklu Saçılma Uzunluğu | 17 |
| 2.4.3. LPM Tesir Kesiti | 20 |

| | |
|---|-----------|
| 2.5. LPM ETKİSİNİN DENEYSEL GÖZLEMLERİ | 23 |
| 2.6. KÜÇÜK ÇEKİRDEKLİ ORTAMLARDA LPM ETKİSİ | 26 |
| 2.7. ATMOSFERİK SAÇAKLANMALAR VE LPM ETKİSİ | 27 |
| 2.7.1. Kozmik Parçacıklar | 28 |
| 2.7.2. Saçaklanmalarda Elektromanyetik Etkileşmeler ve LPM Etkisi | 31 |
| 2.7.3. Saçaklanmalar Üzerinde LPM Etkisinin Gözlenmesi | 35 |
| 3. DENEY VE YÖNTEM | 38 |
| 3.1. H4 HÜZMESİ | 38 |
| 3.2. DENEY DÜZENEGİ | 39 |
| 3.3. ENERJİ ÖLÇERLER | 43 |
| 3.4. DENEY ELEKTRONİĞİ | 43 |
| 3.5. ENERJİ ÖLÇERLERİN ÖLÇÜMLENMESİ | 44 |
| 3.6. HEDEFLER | 49 |
| 3.7. LOGARİTMİK ÖLÇEKLEME VE VERİLERİN KURAMLA KARŞILAŞTIRILMASI..... | 51 |
| 3.8. ARDALAN IŞIMASI | 52 |
| 3.8.1. Deney Ortamı ve Elemanlarının Etkisi | 52 |
| 3.8.2. Eşzaman Işımasının Ardalan Etkisi | 53 |
| 3.8.3. Ortam Kalınlığının Veri Üzerindeki Etkisi | 57 |
| 4. BULGULAR | 60 |
| 4.1. ARDALAN IŞIMASI | 61 |
| 4.1.1. Eşzaman Işımasının Veri Üzerindeki Etkisi | 62 |
| 4.2. ENERJİ ÖLÇER İÇİN VERİMLİLİK FONKSİYONU | 66 |
| 4.3. VERİLERİN KALINLIĞA BİRİMLENMESİ | 69 |
| 5. SONUÇ VE TARTIŞMA..... | 76 |
| 5.1. EŞZAMAN IŞIMASININ GÖZLEM BÖLGESİNİN DIŞINDA TUTULMASI..... | 77 |
| 5.1.1. Hüzme Enerjisi ve Çeşitli Hedefler İçin LPM Bölgesi..... | 78 |
| 5.1.2. Manyetik Alan Şiddeti ve Deney Alanı Uzunluğu..... | 79 |
| 5.2. EŞZAMAN IŞIMASININ KONUM HASSASİYETLİ ENERJİ ÖLÇER YARDIMIYLA AYRIŞTIRILMASI..... | 82 |
| KAYNAKLAR | 85 |

| | |
|-----------------------|-----------|
| ÖZGEÇMİŞ | 87 |
|-----------------------|-----------|

ŞEKİL LİSTESİ

| | | |
|------------|---|----|
| Şekil 2.1 | : Hareket eden yüklü bir parçacığın yörüngesi..... | 7 |
| Şekil 2.2 | : Katı aç başına ışıma gücünün açisal dağılımı | 9 |
| Şekil 2.3 | : Normalize edilmiş eşzaman ışınması foton dağılımı | 12 |
| Şekil 2.4 | : Frenleme ışınması Feynmann çizelgeleri | 13 |
| Şekil 2.5 | : $G(s)$ ve $\phi(s)$ fonksiyonları..... | 22 |
| Şekil 2.6 | : LPM ve BH ışıma dağılımları | 22 |
| Şekil 2.7 | : 1995 SLAC'ta elde edilen ölçüm sonuçları | 24 |
| Şekil 2.8 | : 2001 CERN'de elde edilen ölçüm sonuçları | 26 |
| Şekil 2.9 | : Hava, su ve standart kaya için LPM tesir kesitleri | 27 |
| Şekil 2.10 | : Atmosfere ulaşan kozmik parçacıkların enerjilerine göre dağılımları . | 29 |
| Şekil 2.11 | : Atmosferik derinliğe bağlı olarak parçacık yoğunlukları..... | 31 |
| Şekil 2.12 | : Atmosferik derinliğe göre E_{LPM} 'nin değişimi | 32 |
| Şekil 2.13 | : $X_v=50$ gr/cm ² atmosferik derinlikte LPM foton dağılımı | 33 |
| Şekil 2.14 | : $X_v=50$ gr/cm ² atmosferik derinlikte Çift oluşumu dağılımı | 35 |
| Şekil 2.15 | : Saçaklanmalarda oluşan toplam parçacık sayısı grafiği..... | 36 |
| Şekil 2.16 | : Saçaklanmalarda oluşan muon sayısı grafiği | 37 |
| Şekil 3.1 | : Deneysel düzeneği şeması | 39 |
| Şekil 3.2 | : Manyetik alanda sapan elektronların sapma miktarı..... | 41 |
| Şekil 3.3 | : LG ve BGO enerji ölçerlerinin taban gürültüleri | 44 |
| Şekil 3.4 | : LG enerji ölçer ölçümleme verileri | 46 |
| Şekil 3.5 | : LG enerji ölçer için kanal no-enerji doğrusal uydurması..... | 47 |
| Şekil 3.6 | : BGO enerji ölçer ölçümleme veirisi..... | 48 |
| Şekil 3.7 | : Hedeflerin oluşturulma yöntemi şeması..... | 49 |
| Şekil 3.8 | : Eşzaman ışınmasının frenleme ışınması dağılımına etkisi..... | 54 |
| Şekil 3.9 | : Farklı kalınlıktaki hedefler için eşzaman ışıma dağılımları | 56 |
| Şekil 3.10 | : Alüminyum frenleme ışınması dağılımları Geant4 benzetimleri..... | 57 |
| Şekil 3.11 | : Ortam kalınlığının ışıma dağılımına etkisi | 58 |
| Şekil 4.1 | : LG ve BGO'dan elde edilen ardalan gürültüsü | 61 |
| Şekil 4.2 | : Geant4 ve deneyden elde edilen ardalan ışınması..... | 62 |
| Şekil 4.3 | : Farklı manyetik alanlarda eşzaman ışınmasının etkisi..... | 63 |
| Şekil 4.4 | : Farklı kalınlıktaki hedeflerde eşzaman ışınmasının etkisi | 64 |
| Şekil 4.5 | : Geant4 ve deneyden elde edilen 80×25 µm Alüminyum verileri..... | 65 |
| Şekil 4.6 | : Referans Alüminyum saf verisi ve Geant4 benzetimi..... | 67 |
| Şekil 4.7 | : BGO için verimlilik fonksiyonu uydurması | 68 |
| Şekil 4.8 | : Düzeltilmiş ve düzeltilmemiş saf referans Alüminyum verisi | 69 |
| Şekil 4.9 | : Alüminyum hedef için LPM fonksiyonu ve Geant4 benzetimi | 70 |
| Şekil 4.10 | : C, Al, Ti ve Ta için BH ve LPM uydurması | 71 |
| Şekil 4.11 | : Karbon ve Alüminyum için frenleme ışınması foton dağılımları | 73 |
| Şekil 4.12 | : Titanyum ve Tantalum için frenleme ışınması foton dağılımları..... | 74 |
| Şekil 5.1 | : Hüzme enerjisine göre Alüminyum ve Karbon için k_{LPM} değişimi..... | 78 |
| Şekil 5.2 | : Manyetik alana bağlı $\hbar\omega_c$ değişimi ve LPM bölgesi..... | 80 |

| | | |
|------------------|---|----|
| Şekil 5.3 | : Hücelere ayrılmış temsili enerji ölçer yüzeyi | 82 |
| Şekil 5.4 | : Geant4 konum hassasiyetli enerji ölçer benzetim sonuçları | 83 |

TABLO LİSTESİ

| | | |
|------------------|---|----|
| Tablo 2.1 | : Farklı ortamlar için X_0 E_{LPM} ve k_{LPM} değerleri | 19 |
| Tablo 3.1 | : LG enerji ölçer için gaus uydurması sonuçları..... | 46 |
| Tablo 3.2 | : Deneyde kullanılan hedefler ve özellikleri..... | 50 |
| Tablo 4.1 | : Deneyden elde edilen ve beklenen hedef kalınlıkları..... | 72 |

SEMBOL LİSTESİ

| | |
|----------------------------|--|
| $A(\mathbf{r},t)$ | : Vektörel potansiyel |
| $B(\mathbf{r},t)$ | : Manyetik alan |
| c | : Işık hızı |
| \mathbf{c}_u | : drenajsız kayma mukavemeti |
| e | : elektron yükü |
| E | : Elektron enerjisi |
| $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ | : Elektrik alan |
| E_{LPM} | : LPM enerjisi |
| $G(s), \phi(s), \xi(s)$ | : LPM baskılaması fonksiyonları |
| I | : Işıma şiddeti |
| $k=\hbar\omega$ | : Yayınlanan fotonun enerjisi |
| $K_{5/3}(x)$ | : Modifiye edilmiş Bessel Fonksiyonu |
| k_{LPM} | : LPM baskılaması eşik enerjisi |
| k_{TSF} | : TSF baskılaması eşik enerjisi |
| l_f | : Fotonun oluşum uzunluğu |
| l_γ | : Çoklu saçılma uzunluğu |
| m_e | : Elektron kütlesi |
| n | : Atom yoğunluğu |
| \mathbf{n} | : Birim vektör |
| N | : Foton sayısı |
| N_e | : Elektron sayısı |
| P | : Elektronun momentumu |
| P | : Işıma gücü |
| R | : Gözlem noktasına olan uzaklık |
| r_e | : Klasik elektron yarıçapı |
| q_{\parallel} | : Çekirdeğe aktarılan momentum |
| \mathbf{S} | : Poynting vektörü |
| X_0 | : Işıma uzunluğu |
| Z | : Çekirdek yükü |
| $\alpha=1/137$ | : İnce yapı sabiti |
| γ | : Lorentz faktörü |
| Δt | : Hedef kalınlığı |
| θ_{MS} | : Ortalama çoklu saçılma açısı |
| ρ | : Dairesel hareketin yarıçapı |
| ω | : Foton frekansı |
| Ω | : Katı açısı |
| ω_c | : Eşzaman ışımalarının kritik frekansı |
| \hbar | : Plank sabiti |
| β | : Lorentz hızı |
| $\dot{\beta}$ | : Lorentz ivmesi |
| $\lambda_c = \hbar/mc$ | : Elektronun Compton dalgaboyu |

ÖZET

KÜÇÜK ÇEKİRDEKLİ ORTAMLARDA LPM ETKİSİ

LPM (Landau-Pomeranchuk-Migdal) etkisi yüksek enerjili yüklü parçacıkların her hangi bir ortamda gerçekleştirdikleri frenleme ışımada gözlenen baskılama mekanizmasıdır. Frenleme ışması fiziğin en temel süreçlerinden biridir ve ışma dağılımı kuantum elektrodinamiği çerçevesinde ilk kez Bethe-Heitler tarafından hesaplanmıştır. Sonraki yıllarda Landau ve Pomeranchuk çoklu saçılmanın frenleme ışması üzerindeki etkilerini incelemiş ve öngördükleri yaklaşım ilk kez Migdal tarafından hesaplanmıştır. Frenleme ışması üzerindeki çoklu saçılma etkisi LPM etkisi olarak bilinmektedir ve özellikle büyük çekirdekli ortamlar için deneysel gözlemlerle son derece uyumlu görünmektedir.

LPM etkisinin küçük çekirdekli ortamlarda bazı sorunları olabileceği 1994'te SLAC'ta yapılan deneyden sonra ilk kez Spencer Klein tarafından ortaya atılmıştır. Sonraki yıllarda daha yüksek enerjilerde CERN'de yapılan gözlemlerde küçük çekirdekli ortamlarda kuramın eksikleri olabileceğine dair işaretler olmasına rağmen bu konuda detaylı bir çalışma şimdiye kadar yapılmamıştır.

Küçük çekirdekli ortamlarda frenleme ışması üzerindeki LPM etkisinin eksiksiz bir şekilde anlaşılması, çok yüksek enerjili kozmik parçacıkların atmosferdeki saçaklanmalarının anlaşılmasında çok önemli bir yere sahiptir. Kozmik parçacıklar için saçaklanmalardaki temel elektromanyetik etkileşmeler frenleme ışması ve çift oluşumdur. Her iki etkileşme için de tesir kesitlerinin çoklu saçılma sebebiyle baskılanması, atmosferde 10^{19} eV üzerindeki enerjilerde önemli hale gelmektedir. Dolayısıyla LPM baskılaması çok yüksek enerjili kozmik parçacıkların saçaklanmaları üzerinde belirgin bir etkiye sahiptir. Bu enerji bölgesi yeni fizik potansiyeli nedeniyle astroparçacık fiziğinin yakından ilgilendiği bir alandır.

Bu çalışmanın amacı LPM etkisinin küçük çekirdekli ortamlardaki olası sorunlarının hızlandırıcı ortamında incelenebilip incelenemeyeceğine dair bir ön çalışma yapmak ve hangi şartlar altında etkinin gözlemlenebileceğine dair öneriler sunmaktır. Bu amaçla 2010 Mayıs ayında CERN'de 178 GeV enerjili elektron hüzmesi ile farklı hedeflerden yayınlanan ışma miktarı ölçülmüştür. Yüksek enerjili bir deney ortamındaki ikincil etkileşmelerin varlığı altında frenleme ışması fotonları tam olarak ayrıştırılamamakla birlikte, sonuçlar deney düzeneğinde yapılabilecek bir takım değişikliklerle bunun mümkün olabileceği hakkında ip uçları vermektedir.

SUMMARY

LPM EFFECT IN LOW-Z MEDIUM

LPM (Landau-Pomeranchuk-Migdal) effect is a suppression mechanism observed in bremsstrahlung radiation occurring due to high energy charged particles traversing in a medium. Bremsstrahlung is one of the fundamental processes in physics and its cross section was first calculated using quantum electrodynamics by Bethe and Heitler. Years later, Landau and Pomeranchuk found the effect of multiple scattering on bremsstrahlung. Using their results, it was Migdal who calculated the cross section of bremsstrahlung with multiple scattering effect. The impact of multiple scattering on bremsstrahlung is commonly known as the LPM effect and especially in high-Z mediums this model has good accordance with the observations.

The fact that there are some problems on the LPM effect in low-Z mediums was first suggested by Spencer Klein after SLAC experiment performed in 1994. Although the observations with higher energies at CERN indicated inadequacy of Migdal theory in low-Z mediums, a detailed study has not yet been done.

A complete understanding of the LPM effect in low-Z mediums has an important place in the understanding of ultra high energy cosmic ray showers in the atmosphere. The fundamental electromagnetic interactions for cosmic particles in showers are bremsstrahlung and pair creation processes. In both of these interactions, suppression on their cross sections due to multiple scattering becomes important above 10^{19} eV in atmosphere. So LPM suppression has a significant effect on ultra high energy cosmic ray air showers. These energies are the region which astroparticle physics closely deal with since there are potential signs of new physics .

This thesis is a pilot study to show whether it is possible to observe the problems of LPM theory in low-Z mediums at an accelerator environment and offer a model that it can be observed. For this purpose the emitted radiation from different targets with 178 GeV electron beam energy was measured on May 2010 at CERN. Although the bremsstrahlung photons can not be isolated precisely in the presence on secondary interactions, our analysis gives hints that it is possible to eliminate background radiation with an upgrade in the experimental setup.

1. GİRİŞ

Yüksek enerjili elektron ve pozitronların enerjilerini kaybetme etkileşmelerinin başında frenleme ışması (bremsstrahlung) gelmektedir. Yüksek enerjili parçacıkların hemen hemen bütün fiziksel süreçlerinde bu temel etkileşmeyi gözlemlemek mümkündür. Bir yüklü parçacık bir ortam içerisinde hareket ederken ortamdaki atom çekirdeklerinin Coulomb alanıyla etkileşir ve bunun sonucu olarak enerjisinin bir kısmını foton yayımlayarak kaybeder. Dolayısıyla frenleme ışması etkileşmesi dedektörlerdeki saçaklanmalardan, atmosferik saçaklanmalara kadar yüksek enerji fiziğinin hemen her alanında etkin bir role sahiptir. Etkileşmenin tesir kesiti kuantum elektrodinamiği çerçevesinde ilk kez 1934 yılında Hans Bethe ve Walter Heitler tarafından hesaplanmıştır[1].

1950'lerde Landau ve Pomeranchuk çoklu saçılmanın frenleme ışması üzerine nasıl bir etkide bulunabileceğini incelediler[2]. Fotonun oluşma süreci ile bir arada düşünüldüğünde çoklu saçılma, ışma üzerinde oldukça ilginç bir etkide bulunmaktadır. Yüklü parçacıktan yayınlanan foton tek bir noktada meydana gelmez. Fotonun "oluşması" belli bir mesafe içerisinde gerçekleşmektedir. Bu mesafeye oluşum uzunluğu (formation length) denilmektedir.

Yüklü parçacık foton oluşumu sırasında başka bir çekirdekle etkileşebilir. Bu durumda foton henüz "oluşmadan" yeni bir etkileşme başlamaktadır ve önceki fotonun yayınlanması engellenmektedir. Bu da foton dağılımının bir bölgesinde Bethe-Heitler (BH) tesir kesitine göre bir azalmayı öngörmektedir. Frenleme ışmasının baskılanması üzerine Landau ve Pomeranchuk tarafından öne sürülen bu yaklaşım ilk kez Migdal tarafından detaylı olarak hesaplanmış ve bu etkiye onu keşfedenlerin baş harfleri alınarak LPM etkisi denilmiştir[3].

Çoklu saçılma ihtimali yüklü parçacığın içerisinde hareket ettiği ortamın bir özelliğidir. Ortamın ışma uzunluğuna bağlı olarak çoklu saçılma ihtimali de değişmektedir.

Ortalama olarak ne kadar mesafede bir çoklu saçılma gerçekleşeceğinin bir ölçüsü olarak her ortam için çoklu saçılma uzunluğu tarif edilebilmektedir.

LPM kuramı görece eski bir kuram olmasına karşın kuramın deneysel gözlemleri ancak 1994'ten sonra yapılabilmektedir. 1994'te SLAC'ta E146 deneyinde 8GeV ve 25GeV enerjili [4] ve 2001'de CERN'de 149GeV, 207GeV ve 287GeV enerjili elektron hüzmesi ile LPM kuramının deneysel gözlemleri yapılmış [5] ve kuram gözlemlerle büyük uyum göstermiştir. Ancak bu deneylerde dikkatlerden kaçmayan bir durum da karbon ortamında kuramdan sapmaların gözlemlenmiş olmasıdır. Spencer Klein bunun küçük çekirdekli ortamlarda kuramın yetersizliğinin bir işareti olabileceğini öngörmüştür[6]. Ancak Mayıs 2010'a kadar özellikle küçük çekirdekli ortamlardaki ışımayı gözlemek üzere bir deneysel çalışma gerçekleştirilmemiştir.

1.1. KÜÇÜK ÇEKİRDEKLİ ORTAMLARIN ÖNEMİ

Frenleme ışımasının baskılanma mekanizması, yani LPM etkisi, gözlemler sonucu kanıtlanmış bulunmaktadır. Ancak küçük çekirdekli ortamlar için olması muhtemel sorunlar vardır ve söz konusu şartlarda frenleme ışımasının davranışı ile ilgili Migdal hesabının doğru sonuçlar verip vermediği tartışılmaktadır.

Küçük çekirdekli ortamlara en iyi örnek atmosferdir. Kozmik parçacıklar, yüklü çekirdekler, leptonlar veya fotonlar, dünya atmosferine girdiklerinde saçaklanmalar meydana getirirler. Bu saçaklanmalar incelenerek gelen parçacık ve enerjisi hakkında bilgilerin bulunabilmesi mümkündür. Özellikle çok yüksek enerjili parçacıklar yüksek maliyette çok sayıda dedektör kullanılarak yapılan deneyler sonucu yarattıkları saçaklanmalar vasıtasıyla tespit edilebilmektedir ve bunlar yeni fiziğin ipuçlarını verebilirler. 10^{20} eV mertebesinde birincil enerjili parçacıkların tetiklediği saçaklanmalardaki ikincil parçacıklar bu deneylerde gözlemlenmektedir ve elimizdeki teknolojiyle herhangi bir parçacığı bu seviyede bir enerjiye çıkarmak henüz mümkün değildir.

Atmosferik saçaklanmalardaki elektromanyetik etkileşmelerin %90'ı frenleme ışıması ve çift oluşumdur. 10^{19} eV ve üzerindeki enerjilerde, hem frenleme ışıması hem de çift

oluşumu etkileşme tesir kesitleri LPM mekanizmasına uyumlu davranmaktadır. Bu enerjilerde frenleme ışması sonucu yayınlanan fotonların ve çift oluşumu sonucunda meydana gelen çiftlerin enerji dağılımı LPM mekanizmasının bir sonucu olarak BH hesabına göre baskılanmaktadır. Bu durum saçaklanmaların karakterinde, toplam parçacık sayısı, toplam parçacık sayısının bulunduğu yükseklik, meydana gelen parçacıkların enerji dağılımları gibi özelliklerinde BH hesabına göre belirgin değişikliklere yol açmaktadır. Atmosferik saçaklanmalardaki LPM etkisi AIRES (A System for Air Shower Simulations) benzetim programı yardımıyla tezin 2. bölümünde incelenmektedir[7].

Bu durumda çok yüksek enerjili kozmik parçacıkların yaratmış olduğu saçaklanmaların incelenmesinde LPM mekanizmasının analizlere dahil edilmesi önem kazanmaktadır. Bu yüzden küçük çekirdekli bir ortam olan atmosferde LPM mekanizmasının işleyişinin tam olarak anlaşılmasının yeni fizik araştırmalarına katkı sağlaması olasıdır.

1.2. HIZLANDIRICI ORTAMINDA LPM KURAMININ OLASI SORUNLARININ GÖZLENMESİ

Küçük çekirdekli ortamlar için LPM mekanizmasının olası sorunlarının gözlemlenebileceği enerji aralığı toplam ışmanın enerji aralığı ile kıyaslandığında çok küçük bir bölgeyi kapsamaktadır. Örneğin 1TeV enerjili elektronlardan hava dolu bir ortamda meydana gelen frenleme ışması incelenmiş olsaydı LPM kuramındaki olası sorun 1MeV ile 10MeV arasındaki foton dağılımında ancak belirgin olarak gözlemlenebilirdi. Aynı enerjili elektronlarla su ortamında 1-10GeV arasında sorun tespit edilebilirdi. Dolayısıyla etkinin gözlemlenme aralığı kullanılan ortama göre değişmekle birlikte, her durumda toplam enerjiye göre oldukça küçük bir enerji aralığıdır ve küçük enerjili bölgelerde frenleme ışması fotonlarını düşük enerjili ikincil etkileşmelerden kaynaklanan ardalan ışmasından ayırtmak oldukça zor bir işlemdir.

Bu çalışmanın amacı hızlandırıcı ortamında LPM etkisindeki olası sorunların gözlemlenebilir olup olmadığı hakkında bir ön çalışma yapmak ve buradan hareketle yeni deney önerileri geliştirmektir. Tezin konusu bu çerçevede 2010 Mayıs ayında CERN’de NA63 grubu olarak gerçekleştirdiğimiz deneylerdir.

1.3. NA63 2010 LPM DENEYİ

Deney SPS (Super Proton Synchrotron)'de 178GeV enerjili H4 elektron hüzmesi ile gerçekleştirilmiştir. Gözlemlenmek istenen enerji aralığı 0.1-3.4GeV arasındadır ve bu amaçla deneyde BGO (bizmut germanate) enerji ölçeri kullanılmıştır. Alüminyum ve karbon gibi küçük çekirdekli hedeflerden yayınlanan ışımayı tespit etmek özellikle önem taşımaktadır.

Deneyde elektron hüzmesi ve yayınlanan fotonları birbirinden ayırmak için 2m uzunluğunda 1.45T şiddetinde (2.9T.m) manyetik alan kullanılmıştır. Gözlemlenmesi istenilen enerji aralığında elektronların manyetik alanda sapmasından kaynaklanan eşzaman ışımalarının (synchrotron radiation) veri üzerinde ayrıştırılması hiç de kolay olmayan bir etkisi mevcuttur.

1.4. DENEY ANALİZİ

Deneyden elde edilen verilerin ardalan ışımısından ayrıştırılması ve sonuçların kuramla karşılaştırması için deneyin Geant4 benzetimleri yapılmıştır[8]. Yapılan benzetimler sayesinde deney ortamının sebep olduğu frenleme ve eşzaman ışımalarının ardalan etkisi detaylı olarak incelenmiştir. Enerji ölçerin verimliliği verinin Geant4 benzetimleri ile karşılaştırılması yapılarak belirlenmiştir. Verinin ardalan ışımısından ayrıştırılmasından sonra hedef kalınlıkları deneysel yöntemlerle bulunmuş ve beklenen kalınlıklarla karşılaştırmaları yapılarak verilmiştir. Son olarak elde edilen ışımadağılımları hedef kalınlıklarına birimlenerek, tek bir elektronun birim kalınlıkta bir hedef içerisinden geçerken meydana getirdiği foton enerjisine göre frenleme ışımadağılımı elde edilmiştir. Sonuçlar Geant4 benzetimleri ile karşılaştırılarak verilmektedir.

Yukarıda bahsedilen analizler sonucunda veri üzerindeki eşzaman ışımalarının etkisi bir bölge için ayrıştırılamamış ve bu sebeple gözlenmek istenen enerji aralığının bir kısmı için güvenilir bir sonuç elde edilememiştir. Eşzaman ışımalarının söz konusu bölgeden hangi yöntemlerle ayrıştırılabileceği ile ilgili olarak çalışmalar devam etmektedir.

Bir yandan eldeki veriye dayalı çalışmalar sürerken öte yandan yaşanan deneyimlerden yola çıkılarak nasıl bir deney düzeneği ile LPM kuramının küçük çekirdekli ortamlardaki olası sorunlarını incelemenin mümkün olabileceği Geant4 benzetimleriyle tezin son bölümünde tartışılmaktadır.

2. FRENLEME IŞIMASI VE IŞIMANIN ÇEŞİTLİ ORTAMLARDAKİ DAVRANIŞI

Frenleme ışması (bremsstrahlung) fiziğin en temel elektromanyetik etkileşmelerinden biridir. Elektron veya pozitronun bir ortam içerisindeki ivmeli hareketinin sonucu olarak meydana gelen ışma, fiziğin pek çok alanında etkin ve temel bir rol oynamaktadır.

Bu bölümde frenleme ışmasının klasik elektrodinamik ve kuantum elektrodinamiği çerçevesindeki yaklaşımlar sonucunda elde edilen ışma dağılımları ve özellikleri incelenerek, farklı koşullar ve ortamlardaki davranışı ele alınacaktır. Yüksek enerjilerde ve çeşitli özellikteki ortamlarda ışma dağılımının baskılanması ve sonuçları, küçük çekirdekli ortamlardaki baskılama mekanizması ve atmosferik saçaklanmalara etkisi incelenerek sonraki bölümlerde ele alınacak olan deneysel çalışmalara kuramsal bir zemin oluşturulacaktır.

2.1. İVMELİ HAREKET EDEN YÜKLÜ PARÇACIKLARDAN YAYINLANAN RADYASYON

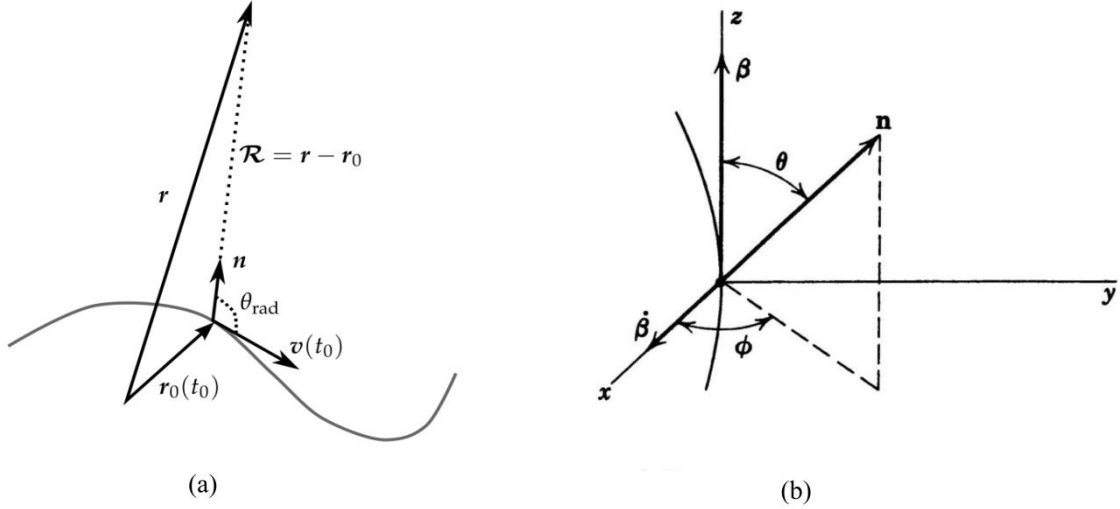
Yüklü bir parçacık ivmeli hareket ettiğinde ışma yapar. Klasik elektrodinamikte ivmeli ve görelî hızlarda hareket eden yüklü bir parçacığın kendisinden R kadar uzakta bir gözlem noktasından gözlemlendiğinde skaler ve vektör potansiyelleri Lienard-Wiechert potansiyelleri ile verilir [9].

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \left[\frac{e}{(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})R} \right]_G$$

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

“ G ” alt simgesi gecikmiş potansiyelleri (retarded potentials) ifade etmek için kullanılmıştır. \mathbf{r} gözlem noktasının konumunu belirten vektördür. e elektron yükü, $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$

ve \mathbf{n} ışınının yayılma doğrultusundaki birim vektörleridir. R ve diğer değişkenler Şekil 2.1.a'da verilmektedir.



Şekil 2.1: a) İvmeli hareket eden yüklü parçacık [10]. b) Parçacığın hız ve ivme vektörlerinin birbirlerine dik olduğu durum[9].

Bu potansiyellerden türetilen elektrik ve manyetik alanlar:

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

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = [\mathbf{n} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)]_G \quad (2.2)$$

olarak verilmektedir[9]. Burada elektrik alandaki ilk terim hız alanı, ikinci terim ise ivme alanı olarak adlandırılır. Hız alanı R^2 ile ters orantılı olarak azalır ve uzak mesafelerde etkinliğini yitirmektedir. Dolayısıyla ivme alanı gözlem noktası kaynağa çok uzaksa hız alanına baskın gelmekte ve bu yüzden ışınımı belirlemektedir.

Elektrik alan ve manyetik alan kullanılarak Poynting vektörü $\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) = \frac{c}{4\pi} |E|^2 \mathbf{n}$ şeklinde yazılır. Bu ifadenin ışına doğrultusundaki bileşeni R^2 ile çarpılır ve hız alanı ihmal edilirse katı açı başına düşen güç dağılımının:

$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi c} \frac{\left| \mathbf{n} \times \left((\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}} \right) \right|^2}{(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^5} \quad (2.3)$$

olduğu görülür[9].

Gücün açısal dağılımının biraz daha detaylı analizi deneysel çalışmalarda dedektörün yerinin tayin edilmesi açısından önemlidir. Bunun için özel iki durumu, ivme ile hızın birbirine paralel ve dik olduğu durumları göz önüne alalım (Şekil 2.1.b).

Denklem 2.3'teki $\left| \mathbf{n} \times \left((\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}} \right) \right|^2$ ifadesi Şekil 2.1b'deki gibi ivmenin hıza dik olduğu durum göz önünde bulundurularak hesaplandığında:

$$\begin{aligned} \left| \mathbf{n} \times \left((\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}} \right) \right|^2 &= |(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta})(\mathbf{n} \cdot \dot{\boldsymbol{\beta}}) - \dot{\boldsymbol{\beta}}(\mathbf{n} \cdot (\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}))|^2 \\ &= (\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta})^2 (\mathbf{n} \cdot \dot{\boldsymbol{\beta}})^2 + \dot{\boldsymbol{\beta}}^2 (1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})^2 - 2 [(\mathbf{n} \cdot \dot{\boldsymbol{\beta}})^2 (1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})] \\ &= (1 + \beta^2 - 2\beta \cos\theta) (\mathbf{n} \cdot \dot{\boldsymbol{\beta}})^2 + \dot{\boldsymbol{\beta}}^2 (1 - \beta \cos\theta)^2 - 2(\mathbf{n} \cdot \dot{\boldsymbol{\beta}})^2 (1 - \beta \cos\theta) \\ &= (\mathbf{n} \cdot \dot{\boldsymbol{\beta}})^2 (\beta^2 - 1) + \dot{\boldsymbol{\beta}}^2 (1 - \beta \cos\theta)^2 \\ &= \dot{\boldsymbol{\beta}}^2 [(\sin^2\theta \cos^2\phi) \gamma^{-2} + (1 - \beta \cos\theta)^2] \end{aligned} \quad (2.4)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifade denklem 2.3'te yerine yazılıp düzenlenirse:

$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi c} \frac{\dot{\boldsymbol{\beta}}^2}{(1 - \beta \cos\theta)^3} \left[1 - \frac{\sin^2\theta \cos^2\phi}{\gamma^2 (1 - \beta \cos\theta)^2} \right] \quad (2.5)$$

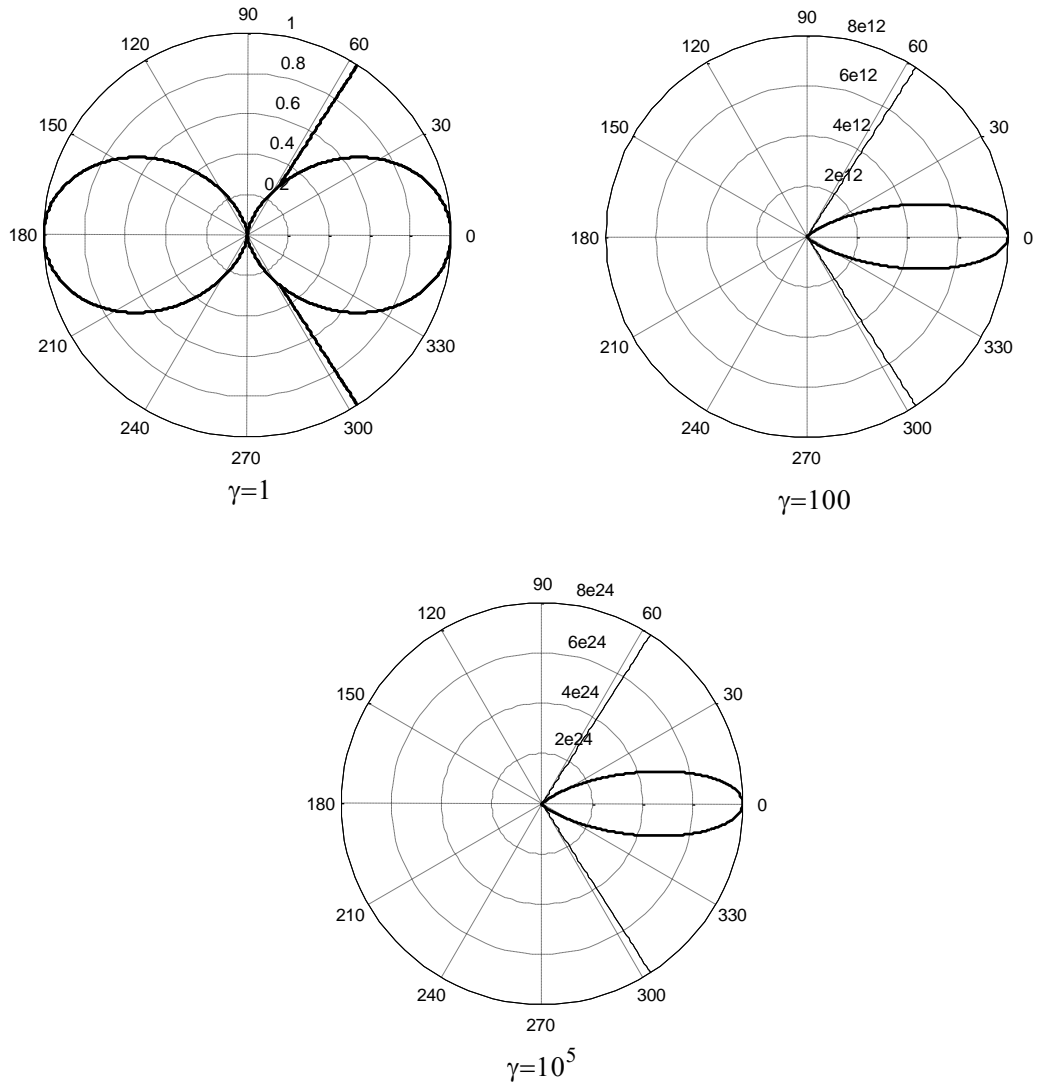
bulunur. Benzer şekilde ivme ve hızın paralel olduğu durum için aynı işlemler tekrarlandığında:

$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi c} \left[\frac{\dot{\boldsymbol{\beta}}^2 \sin^2\theta}{(1 - \beta \cos\theta)^5} \right] \quad (2.6)$$

elde edilir. Güç dağılımını maksimum yapan θ değerini hesaplamak için 2.6 ifadesinin θ' ya bağlı türevi alınıp sıfıra eşitlenir. Bu işlemin sonucu olarak güç dağılımının maksimum olduğu θ açısı:

$$\theta = \cos^{-1} \left[\frac{1}{3\beta} \left(\sqrt{1 + 15\beta^2} - 1 \right) \right] \quad (2.7)$$

şeklinde elde edilir. β değeri 1'e yaklaştıkça güç dağılımını maksimum yapan θ açısı 0 dereceye



Şekil 2.2. $\gamma=1$, $\gamma=100$, $\gamma=10^5$ değerleri için katı açı başına gücün açısal dağılımı (2.5). Polar eksen $\gamma\theta$ olarak alınmıştır. Düz çizgiler $\gamma\theta=1$ değerini ifade etmektedir.

yaklaşmaktadır. Her iki dağılım için de θ^2 'nin ortalamasının karekökü $1/\gamma$ değerine eşittir. Bu açı görelî hızlar için karakteristik ışınma açısıdır. $\gamma \gg 1$ durumunda –ki 180GeV’lik elektronlar için γ , 3.10^5 civarındadır– yayınlanan ışınım $1/\gamma$ açısıyla açılan bir koni içerisinde yer alır.

Güç dağılımının açığa bağılı olarak farklı γ değerleri için polar koordinatlardaki görüntüsü Şekil 2.2’ de gösterilmektedir. Şekil 2.2’den de görüldüğü gibi γ değeri büyüdükçe, ışınma yönü hareket doğrultusuna daha fazla yaklaşmaktadır. Başka bir ifadeyle ışınmayı ancak parçacığın geliş doğrultusunda bulunan bir gözlemci tespit edebilir. Ayrıca ilave etmek gerekir ki ivmenin yönü önemini yitirmektedir. Herhangi bir ivme yönü için hıza paralel ve dik ivme bileşenleri göz önüne alındığında, paralel bileşenden kaynaklanan ışınma dik bileşene oranla γ^2 oranında küçüktür ve ihmal edilebilir[9].

Katı açı başına güç dağılımının zaman üzerinden integrali katı açı başına toplam yapılan işi verir. Yapılan iş ise bütün frekanslarda yayımlanan fotonların enerjileri toplamıdır. Buradan katı açı başına ışınım yoğunluğunun frekans dağılımı bulunabilir. Buna göre katı açı ve frekans başına ışınma şiddeti:

$$\frac{d^2I}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathbf{n} \times ((\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}})}{(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^2} e^{i\omega(t - \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t)/c)} dt \right|^2 \quad (2.8)$$

olarak bulunmaktadır[9].

2.2. EŞZAMAN IŞIMASI

Yüksek enerjili bir elektrondan kaynaklanan frenleme ışınmasında elektron ve yayımlanan fotonun $1/\gamma$ tepe açısına sahip koni içerisinde kaldığını görmüştük. Deneysel olarak yalnızca elektrondan yayınlanan fotonların dedektör tarafından tespit edilebilmesi için elektronların saptırılması gerekmektedir. Bunu manyetik alanlar kullanarak yapmak mümkündür. Ancak elektronlar manyetik alan etkisiyle saparken bir ışınma gerçekleştirirler. Bu ışınma manyetik alanda yüklü bir parçacığa hareket yönüne dik doğrultuda etki eden manyetik kuvvetin sonucu ortaya çıkmaktadır. Dolayısıyla

yüklü parçacıklar manyetik alan içinde hız ile ivme bileşeninin sürekli olarak birbirlerine dik kaldığı dairesel bir yörünge parçası üzerinde hareket etmektedirler. Bu hareket sonucunda yayınlanan ışımaya “eşzaman ışması” (synchrotron radiation) olarak bilinmektedir. Eşzaman ışması için frekans başına ışınım şiddeti:

$$\frac{dI}{d\omega} = \sqrt{3} \frac{e^2 \gamma}{c} \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(x) dx \quad (2.9)$$

olarak verilmektedir[9]. $K_{5/3}$ modifiye edilmiş Bessel fonksiyonudur. ω_c kritik frekans olarak adlandırılır ve:

$$\omega_c = \frac{3}{2} \gamma^3 \left(\frac{c}{\rho} \right) \quad (2.10)$$

olarak verilmektedir [9]. Bu ifadede ρ yüklü parçacığın dairesel hareketinin yarıçapını temsil etmektedir ve dairesel hareketin merkezci kuvveti olarak manyetik kuvvet ele alınarak P momentumu göstermek üzere $\rho = P/Be$ şeklinde hesaplanır. Işımanın frekansı kritik frekansa ulaştıktan sonra ışımaya şiddeti üstel olarak düşmektedir.

Frekans başına foton dağılımı 2.9 ifadesi $k = \hbar\omega$ ile bölünerek:

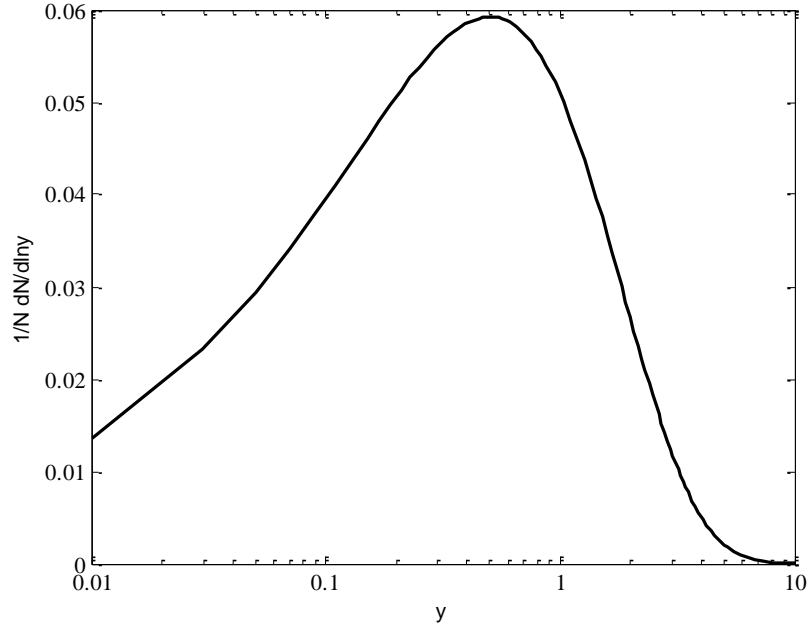
$$\frac{dN}{d\omega} = \frac{\sqrt{3}\alpha\gamma}{\omega_c} \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(x) dx \quad (2.11)$$

ifadesi elde edilir. $\omega \gg \omega_c$ durumunda integral içerisindeki ifade Bessel fonksiyonunun açılımı kullanılarak yazılabilir ve 2.11 denklemi yaklaşık olarak:

$$\frac{dN}{d\hbar\omega} = \frac{\sqrt{3\pi/2}\alpha\gamma}{\hbar\omega} \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^{1/2} e^{-\omega/\omega_c} \quad (2.12)$$

şeklinde elde edilir.

Şekil 2.3'te eşzaman ışımaya dağılımının $y = \omega/\omega_c$ ye göre değişimi verilmektedir. Işıma dağılımının, yayınlanan foton frekansı kritik frekansa ulaştığında maksimum olduğu, bu frekanstan sonra ise üstel olarak azalarak sifira yaklaştığı görülmektedir.



Şekil 2.3: Normalize edilmiş eşzaman ışınması dağılımı, $y=\omega/\omega_c$.

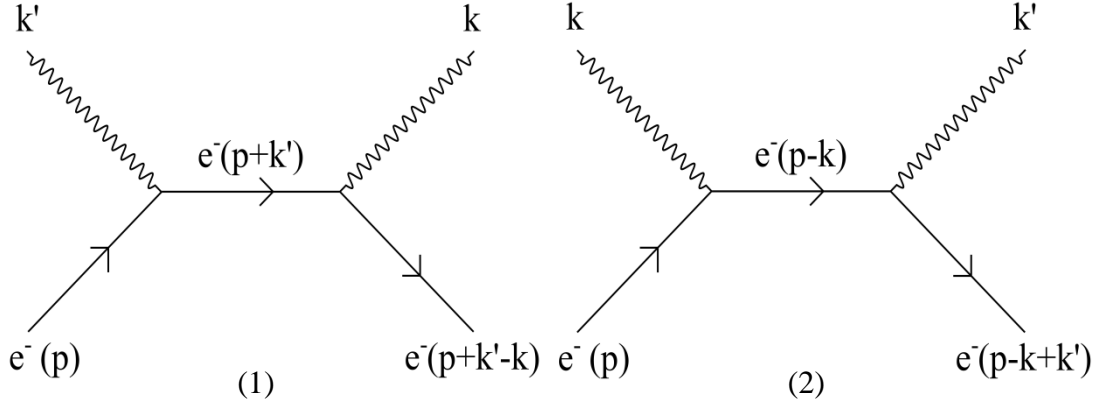
Eşzaman ışınması ivmenin hıza dik olduğu dairesel bir hareketin sonucu olarak ortaya çıktığından 2.7 denklemi ile ele alınan ışınmanın maksimum olduğu açı geçerliliğini korumaktadır. Dolayısıyla yüksek enerjili elektronlar için eşzaman ışınması da hareket doğrultusundan $1/\gamma$ açısıyla açılan bir koni içerisinde gerçekleşmektedir.

2.3. FRENLEME IŞIMASI VE BETHE-HEİTLER TESİR KESİTİ

Bir ortam içinde hareket eden bir elektron ortamın atomlarıyla etkileşerek yavaşlar ve ivmeli hareketinden dolayı ışınma yapar. Bu ışımaya frenleme ışınması denilmektedir. Düşük enerjilerde yüklü parçacığın atomla etkileşmesi sonucu birçok farklı süreç gerçekleşirken - iyonizasyon, pozitron yakalayarak yok olma, Bhabha ve Moller saçılmaları gibi - GeV mertebesindeki enerjilerde frenleme ışınması diğer bütün süreçlere baskın gelmektedir[11].

Frenleme ışınması tesir kesiti hesaplanırken farklı yaklaşımlar kullanmak mümkündür. Işınmanın KEDİ (Kuantum Elektrodinamiği) çerçevesinde hesabı ilk kez Bethe-Heitler tarafından yapılmıştır[12]. Kuantum teorisine göre elektronun bir durumdan başka bir duruma geçmesi ve bir fotonun yayınlanması sürecinin belli bir olasılığı vardır.

Etkileşme sonucu elektron ilk durumundan son durumuna iki biçimde geçebilir. Etkileşmenin Feynman çizenekleri Şekil 2.4'te gösterilmiştir.



Şekil 2.4: Frenleme ışınması Feynman çizenekleri. Yatay eksen zamanı göstermektedir.

- 1- Elektron çekirdeğin Coulomb alanı ile etkileşir ve k' enerjisinde bir foton soğurur, daha sonra k enerjisinde bir foton yayınlarken $p_{son}=p-k+k'$ momentumuna sahip olur.
- 2- Elektron k enerjili bir foton yayınlar ve daha sonra çekirdeğin Coulomb alanı ile etkileşerek k' enerjili bir foton soğurur. Bu durumda elektronun son momentumu yine $p_{son}=p-k+k'$ olur.

Elektronun ilk durumdan son duruma geçiş olasılığı Fermi altın kuralı ile verilmektedir[13]:

$$\text{Geçiş olasılığı} = \frac{2\pi}{\hbar} |\mathcal{M}|^2 \times \text{faz çarpanı}$$

\mathcal{M} olarak adlandırılan matris sürecin bütün dinamik bilgisini içermektedir ve Feynman kuralları ile hesaplanmaktadır. Faz çarpanı ise sadece kinematik bilgileri içerir.

Şekil 2.4'te verilmiş olan iki Feynman çizeneği için \mathcal{M} matrisini hesaplamak oldukça uzun bir işlem olduğundan burada hesap edilmeyip yalnızca sonuç verilmektedir. Bethe-

Heitler ilk kez 1934 yılında KEDİ çerçevesinde frenleme ışıması tesir kesitini aşağıdaki gibi hesaplamışlardır[12]:

$$\frac{d\sigma_{BH}}{dk} = \frac{4\alpha r_e^2}{k} \left(\frac{4}{3} - \frac{4k}{3E} + \left(\frac{k}{E} \right)^2 \right) Z^2 \ln(184Z^{-1/3}) \quad (2.13)$$

Burada $r_e = e^2/m_e c^2 = 2,8 \cdot 10^{-15} m$ klasik elektron yarıçapını, k yayınlanan fotonun enerjisini E elektron enerjisini, $\alpha = 1/137$ ince yapı sabitini Z ise atomun çekirdek yükünü temsil etmektedir.

BH tesir kesiti Bohr yaklaşıklığı kullanıldığından dolayı $2Z\alpha \ll 1$ koşulu altında geçerlidir. Çekirdeğin Coulomb alanının elektronlar tarafından perdelenmesi Thomas-Fermi (TF) atom modeli kullanılarak hesaba dahil edilmiştir. Ancak çok küçük çekirdekli ortamlar için ($Z < 5$) TF modeli yeterince hassas değildir. BH tesir kesitinin daha hassas bir hesabı şu şekilde verilmektedir[14]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{BH}}{dk} = \frac{16\alpha r_e^2}{3k} \left\{ \left[1 - y + \frac{3}{4}y^2 \right] [Z^2(L_{rad} - f_{DMB}[(Z\alpha)^2]) + ZL'_{rad}] \right. \\ \left. + \frac{1}{9}(1-y)(Z^2 + Z) \right\} \end{aligned} \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} f_{DMB}(z) = z \sum_{n=1}^{\infty} [n(n^2 + z)]^{-1} \cong z(1+z)^{-1} + 0.20206z - 0.0369z^2 \\ + 0.0083z^3 - 0.002z^4 \end{aligned} \quad (2.15)$$

Bu ifadede $L_{rad} = \ln(184.15Z^{1/3})$ ve $L'_{rad} = \ln(1194Z^{2/3})$ ile gösterilen ifadeler çekirdek ve elektronik katkıyı temsil etmektedir.

2.3.1. Işıma Uzunluğu

Elektronun bir ortamdan geçerken birim uzunluk başına enerji kaybı, n atom yoğunluğunu temsil etmek üzere, 2.13 denklemi n ve foton enerjisi k ile çarpılıp bütün k enerjileri üzerinden integre edilerek:

$$-\frac{dE}{dx} = n \int_0^E k \frac{d\sigma_{BH}}{dk} dk = 4En\alpha r_e^2 Z^2 \ln(184Z^{-1/3}) \quad (2.16)$$

şeklinde bulunur ve bu ifade herhangi bir mesafede elektronun enerjisini hesaplamak için:

$$-\frac{dE(x)}{E} = 4n\alpha r_e^2 Z^2 \ln\left(184Z^{-\frac{1}{3}}\right) dx \quad (2.17)$$

diferansiyel denklemi şeklinde düzenlenebilir. 2.17 denklemi $E(x)$ için çözüldüğünde

$$E(x) = E_0 \exp\left\{-4n\alpha r_e^2 Z^2 \ln\left(184Z^{-\frac{1}{3}}\right) x\right\} \quad (2.18)$$

elde edilir. Burada:

$$\frac{1}{X_0} = 4n\alpha r_e^2 Z^2 \ln(184Z^{-1/3}) \quad (2.19)$$

X_0 ışınma uzunluğu tanımlanmaktadır ve böylece denklem 2.18, $E(x) = E_0 e^{-x/X_0}$ şeklinde sade bir hale gelmiş olur. Işınma uzunluğu 2.18 denklemindeki işlevi göz önüne alınarak elektronun enerjisinin $1/e$ miktarı kalana kadar alması gereken yol olarak tarif edilmektedir.

Bethe-Heitler tesir kesiti elektronun tek bir çekirdekten saçıldığı düşünülerek hesaplanmıştır. Oysa deneysel çalışmalarda izole edilmiş tek bir çekirdekten saçılmayı gözlemlemek imkansızdır. Dahası frenleme ışınmasının meydana geldiği bütün fiziksel süreçler çoklu saçılma içermektedir. Dolayısıyla çoklu saçılmanın frenleme ışınması üzerindeki etkilerini daha yakından incelemek gerekmektedir.

2.4. FRENLEME IŞIMASININ BASKILANMASI

2.4.1. Oluşum Uzunluğu

Elektron çekirdekle etkileşmesi sonucu çekirdeğe bir miktar momentum aktaracaktır. Minimum momentum aktarımı, momentum aktarımının dik bileşeninin sıfır olduğu durumdur. Yüksek enerjilerde fotonun elektrondan saçılma açısı $1/\gamma$ olduğu için saçılan fotonun elektronun doğrultusunda olduğunu düşünmek doğru bir yaklaşıktır. Bu durumda çekirdeğe aktarılan momentum:

$$q_{\parallel} = p_{ilk} - p_{son} - k = \sqrt{E^2 - m_e^2} - \sqrt{(E - k)^2 - m_e^2} - k \quad (2.20)$$

şeklinde yazılabilir. Burada m_e elektron kütlesi, k yayınlanan fotonun enerjisi E ise elektronun enerjini temsil etmektedir. Kolaylık bakımından $c=1$ alınmıştır. $E \gg m$ ve $E \gg k$ yaklaşıklığında değerlendirildiğinde:

$$\sqrt{E^2 - m_e^2} = E \sqrt{1 - \frac{m_e^2}{E^2}} \cong E \left(1 - \frac{1}{2} \frac{m_e^2}{E^2}\right)$$

$$\sqrt{(E - k)^2 - m_e^2} = (E - k) \sqrt{1 - \frac{m_e^2}{(E - k)^2}} \cong (E - k) \left(1 - \frac{1}{2} \frac{m_e^2}{(E - k)^2}\right) \quad (2.21)$$

şeklinde seriye açılabilirler ve elde edilen açılımlar 2.20 denkleminde yerlerine yazıldığında transfer edilen momentum miktarı:

$$q_{\parallel} \sim \frac{m_e^2 k}{2E(E - k)} \quad (2.22)$$

olarak bulunur. c 'ler de yerlerine yazıldığında:

$$q_{\parallel} \sim \frac{m_e^2 c^3 k}{2E(E - k)} \sim \frac{k}{2c\gamma^2} \quad (2.23)$$

elde edilir. Bu formüle göre yüksek enerjili bir elektrondan düşük enerjili bir foton yayınlanması durumunda çekirdeğe aktarılan momentum çok küçük olmaktadır. Belirsizlik ilkesine göre aktarılan momentum küçük olduğundan fotonun meydana gelmesi görece uzun mesafe içerisinde gerçekleşecektir. Daha açık bir ifadeyle yayınlanan foton tek bir noktada değil belli bir mesafe içerisinde yaratılır. Bu mesafeye oluşum uzunluğu denilmektedir ve ilk kez Ter Mikaelian tarafından 1952'de öngörülmüştür[15]. Belirsizlik ilkesine göre bu uzunluk:

$$\ell_f = \frac{\hbar}{q_{\parallel}} = \frac{2\hbar E(E - k)}{m_e^2 c^3 k} = \frac{2E(E - k)}{m_e^2 c^3 \omega} \quad (2.24)$$

şeklinde hesaplanır. Burada bahsetmiş olduğumuz oluşum uzunluğu farklı yaklaşımlarla da elde edilebilir ve sadece frenleme ışınmasına özgü bir süreç değildir. Çift oluşumu, eşzaman ışınması, Cerenkov ışınması gibi süreçlerin hepsinde bir oluşum uzunluğundan bahsetmek mümkündür.

Oluşum uzunluğunun frenleme ışması dağılımına nasıl bir etkide bulunduğunu görebilmek için oluşum uzunluğu bölgesinde elektronun başka bir çekirdekle etkileştiğini, yani çoklu saçılma yaptığını varsayalım. Bu durumda elektron fotonun saçılma açısı olan $1/\gamma$ açısıyla açılan koninin dışına saçılabilir ve foton yayınlama süreci engellenebilir. Böylece frenleme ışması dağılımında bu koşulu sağlayan bölgede ışınım miktarı azalacaktır. Bu duruma frenleme ışmasının baskılanması denilmektedir.

2.4.2. Çoklu Saçılma

Elektron bir ortama girdiğinde yalnızca tek bir çekirdekle etkileşmez. Ortalama olarak belli bir mesafe sonunda başka bir çekirdekle etkileşme ihtimali vardır. Bu duruma çoklu saçılma denilmektedir. Bir d mesafesi içerisinde çoklu saçılma açısı ortalama olarak:

$$\theta_{MS} = \frac{E_s}{E} \sqrt{\frac{d}{X_0}} \quad (2.25)$$

şeklinde verilmektedir[16]. Burada $E_s = m_e c^2 \sqrt{4\pi/\alpha}$ olarak tanımlanmaktadır. Eğer 2.25'te tanımlanan çoklu saçılma açısı ışmanın karakteristik saçılma açısı $1/\gamma$ ile kıyaslanabilir büyüklükte olursa, elektron ışmanın gerçekleştiği koninin dışına çıkabilir ve bu durumda foton yayınlama süreci baskılanabilir.

Çoklu saçılma çekirdeğe aktarılan dik momentum aktarımını etkilemektedir. Bu durumda momentum transferi 2.23'te belirtildiğinden daha farklı olacaktır. Oluşum uzunluğunun yarı mesafesinde bir çoklu saçılma için saçılma açısını $\theta_{MS/2}$ ile gösterirsek, minimum momentum aktarımını:

$$q_{\parallel} = \sqrt{(E \cos \theta_{MS/2})^2 - m_e^2} - \sqrt{[(E - k) \cos \theta_{MS/2}]^2 - m_e^2} - k \quad (2.26)$$

biçiminde ifade edebiliriz.

Küçük açı ve $E \gg m_e$ ve $E \gg k$ yaklaşıklığında bu ifade açıldığında momentum transferi için:

$$q_{\parallel} = \frac{km_e^2 c^3}{2E(E - k)} - \frac{k\theta_{MS/2}^2}{2c} \quad (2.27)$$

elde edilir. Bu ifadede ilk terim daha önce denklem 2.23'te bulunan momentum aktarımının aynısıdır. İkinci terim ise çoklu saçılmanın bir katkısı olarak ortaya çıkmıştır. İkinci terim ilk terimle kıyaslanabilir büyüklükte olduğunda çoklu saçılma baskın hale gelecektir. Yani momentum aktarımı sıfıra yaklaşacak ve buna bağlı olarak denklem 2.24'te ifade edilen oluşum uzunluğu sonsuza gidecektir. Bu fotonun hiç bir zaman oluşmaması anlamına gelmektedir. Bu koşulun sağlandığı durum matematiksel olarak ifade edilirse:

$$\frac{k\theta_{MS/2}^2}{2c} \geq \frac{km_e^2c^3}{2E(E-k)} \quad (2.28)$$

elde edilmektedir. Bu eşitsizlik:

$$\theta_{MS/2}^2 = \left(\frac{E_s}{E}\right)^2 \frac{\ell_f}{2X_0} \quad (2.29)$$

olduğu göz önüne alınarak düzenlenirse:

$$\frac{2\pi}{\alpha X_0} \ell_f \geq \frac{E}{(E-k)} \sim 1 \quad (2.30)$$

elde edilir. Bu denklemde:

$$\ell_\gamma = \frac{\alpha}{2\pi} X_0 \quad (2.31)$$

ifadesi çoklu saçılma uzunluğu olarak tanımlanır ve ortalama olarak elektronun ne kadar mesafe kat ettikten sonra çoklu saçılmaya uğrayacağını belirtir. Görüldüğü üzere çoklu saçılma uzunluğu ışınma uzunluğuna bağlı bir büyüklüktür. Işınma uzunluğunun malzemenin cinsine bağlı olduğunu hatırlayacak olursak çoklu saçılma uzunluğunun da sadece malzemenin yapısına bağlı olduğu kolaylıkla görülebilir. Denklem 2.31 kullanılarak denklem 2.30 yeniden yazılırsa:

$$\frac{\ell_f}{\ell_\gamma} \geq 1 \Rightarrow \ell_f \geq \ell_\gamma \quad (2.32)$$

eşitsizliği elde edilir. Bu durumda çoklu saçılma baskındır ve ışınma dağılımında baskılanma meydana gelecektir. Başka bir ifadeyle eğer oluşum uzunluğu içerisinde

çoklu saçılma gerçekleşirse foton hiç oluşamayacaktır. 2.24 ve 2.31 ifadeleri 2.32’te yerlerine yazılıp k yalnız bırakılırsa:

$$k < \frac{E^2}{\frac{\alpha X_0 m_e^2 c^3}{4\pi\hbar} + E} \quad (2.33)$$

elde edilir. $\alpha X_0 m_e^2 c^3 / (4\pi\hbar)$ ifadesi E_{LPM} olarak tanımlanmaktadır. Böylece 2.33 eşitsizliği:

$$k < k_{LPM} = \frac{E^2}{E_{LPM} + E} \quad (2.34)$$

olarak yazılabilir. E_{LPM} ifadesi X_0 büyüklüğü dışında temel fiziksel sabitleri içermektedir ve bu sabitlerin değerleri yerlerine yazıldığında $E_{LPM} \cong 7.7 TeV/cm.X_0[cm]$ elde edilmektedir. 2.34 ifadesinde görüldüğü üzere k ’nın k_{LPM} olarak tanımlanan değerden daha küçük olduğu bölgede ışınım dağılımı baskılanacaktır. Tablo 2.1’de bazı malzemeler ve $E=180\text{GeV}$ için ışınım uzunluğu, E_{LPM} ve k_{LPM} değerleri verilmiştir.

Tablo 2.1: Farklı ortamlar için ışınım uzunluğu, E_{LPM} ve k_{LPM} değerleri. k_{LPM} değerleri $E=180\text{GeV}$ için hesaplanmışlardır.

| Malzeme | X_0 (cm) | E_{LPM} (TeV) | k_{LPM} (GeV) |
|----------------|------------|-----------------|-----------------|
| Karbon (C) | 21.35 | 164.4 | 0.19 |
| Alüminyum (Al) | 8.9 | 68.5 | 0.475 |
| Demir (Fe) | 1.76 | 13.5 | 2.315 |
| Tantalum (Ta) | 0.4095 | 3.15 | 9.72 |

Oluşum uzunluğunu çoklu saçılma uzunluğu ile kıyaslayan model ilk kez Landau ve Pomeranchuk tarafından 1953’de ortaya atılmıştır. Bu baskılama etkisinin detaylı hesapları ise Migdal tarafından yapılmıştır. Bundan dolayı bu etki onu keşfedenlerin baş harfleri ile LPM etkisi olarak bilinmektedir.

LPM hesabına geçmeden önce limit durumlarda ışına dağılımının nasıl olacağını anlamaya çalışalım. Küçük foton enerjileri için $k < k_{LPM}$ koşulunun sağlandığı bölgede ışına dağılımının baskılanacağını görmüştük. Daha büyük enerjili fotonlar için, yani foton enerjisi $k \rightarrow E$ ’ye yaklaştıkça oluşum uzunluğu çok daha kısa olmalı ve böylece baskılama mekanizması ortadan kalkmalıdır. Bu limit durumda ışına dağılımı Bethe-Heitler dağılımına yaklaşmalıdır.

2.4.3 LPM Tesir Kesiti

Frenleme ışınması tesir kesiti Migdal hesabına göre:

$$\frac{d\sigma_{LPM}}{dk} = \frac{4\alpha r_e^2 \xi(s)}{3k} \times \{y^2 G(s) + 2[1 + (1 - y)^2]\phi(s)\} Z^2 \cdot \ln\left(184Z^{-\frac{1}{3}}\right) \quad (2.35)$$

şeklinde verilmiştir [3]. $y=k/E$ ’yi temsil etmektedir. s ’ye bağlı olarak ifade edilen $G(s)$ ve $\phi(s)$ fonksiyonları baskılamayı belirlemektedir ve:

$$G(s) = 48s^2 \left(\frac{\pi}{4} - \frac{1}{2} \int_0^\infty e^{-st} \frac{\sin(st)}{\sinh(t/2)} dt \right) \quad (2.36)$$

$$\phi(s) = 12s^2 \left(\int_0^\infty e^{-sx} \coth(x/2) \sin(sx) dx \right) - 6\pi s^2 \quad (2.37)$$

olarak ifade edilirler. s ve $\xi(s)$ ise:

$$s = \sqrt{\frac{E_{LPM} k}{8E(E - k)\xi(s)}} \quad (2.38)$$

$$\xi(s) = \begin{cases} 2 & s < s_1 = Z^{2/3}/184^2 \\ 1 + \ln(s) / \ln(s_1) & s_1 \leq s \leq 1 \\ 1 & s > 1 \end{cases} \quad (2.39)$$

olarak verilmiştir [3]. $s_1 = Z^{2/3}/184^2$. Burada s 'nin $\xi(s)$ 'e $\xi(s)$ 'nin de s 'ye bağlı olduğunu görüyoruz. Bu tekrarlı durumu kullanışlı hale getirebilmek için s yerine s' olarak isimlendirilen ve ξ 'ye bağlı olmayan bir değişken tanımlanmıştır:

$$s' = \sqrt{\frac{E_{LPM}k}{8E(E-k)}} \quad (2.40)$$

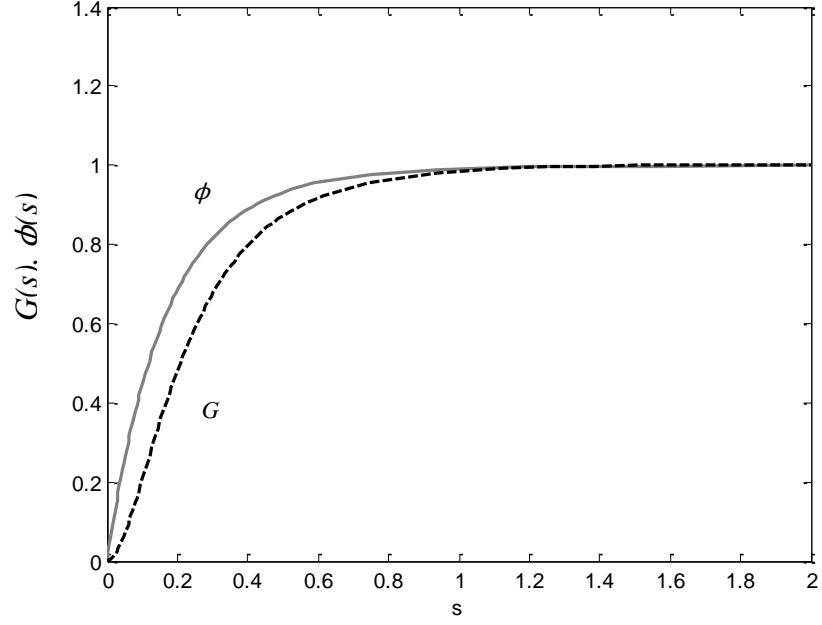
Bu değişken değiştirme sonucunda $\xi(s)$ fonksiyonu s' değişkenine bağlı olarak

$$\xi(s') = \begin{cases} 2 & s' \leq \sqrt{2} s_1 \\ 1 + h - \frac{0.08(1-h)(1-(1-h)^2)}{\ln(\sqrt{2} s_1)} & \sqrt{2} s_1 < s' \leq 1 \\ 1 & s' > 1 \end{cases} \quad (2.41)$$

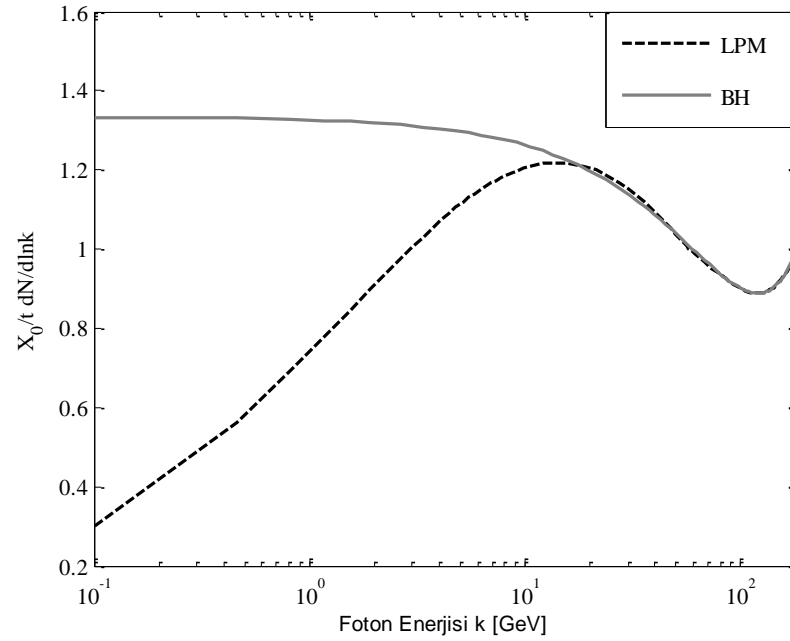
şeklinde hesaplanır. $h = \ln(s') / \ln(\sqrt{2} s_1)$ olarak verilmiştir. Buradan hesaplanan $\xi(s)$ fonksiyonu kullanılarak s değişkeni hesaplanabilmektedir. s değişkeninin belirlenmesiyle $G(s)$ ve $\phi(s)$ fonksiyonları da hesaplanabilmektedir. $G(s)$ ve $\phi(s)$ fonksiyonları için Migdal sonsuz seri çözümleri vermiştir ancak daha basit polinomlar cinsinden ifade edilebilirler. Buna göre bu fonksiyonlar:

$$\begin{aligned} \phi(s) &= 1 - \exp\left[-6s(1 + (3 - \pi)s) + \frac{s^3}{0.623 + 0.796s + 0.658s^2}\right] \\ \psi(s) &= 1 - \exp[-4s - 8s^2/(1 + 3.936s + 4.97s^2 - 0.05s^3 + 7.50s^4)] \\ G(s) &= 3\psi(s) - 2\phi(s) \end{aligned} \quad (2.42)$$

olarak ifade edilmektedirler[6]. Bu polinomlar $s < 2$ durumunda geçerlidirler. $s \gg 1$ limit durumunda $G(s) = \phi(s) = 1$ değerini almaktadır ve baskılama meydana gelmez. Bu durumda LPM dağılımı Bethe-Heitler dağılımı ile çakışmaktadır. $s \rightarrow 0$ durumunda ise $G(s) = 12\pi s^2$; $\phi(s) = 6s$ değerini almaktadır ve baskılama çok yüksektir. $G(s)$ ve $\phi(s)$ fonksiyonlarının s 'ye bağlı değişimi Şekil 2.5'te gösterilmektedir.



Şekil 2.5: $G(s)$ ve $\phi(s)$ fonksiyonları.



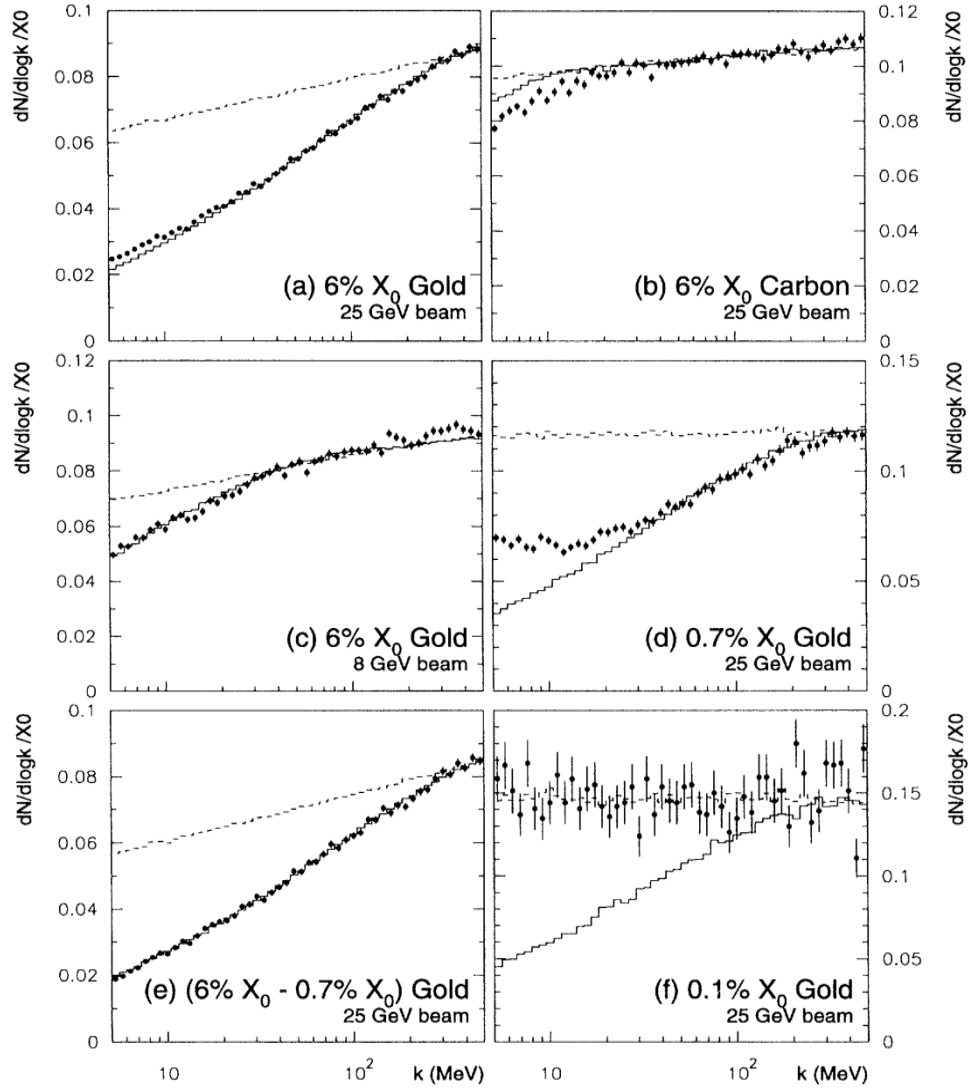
Şekil 2.6: Tantalum ortamında ve 180GeV enerjili elektronlar için LPM ve BH ışıma dağılımları. Görüldüğü üzere 10 GeV üzerindeki foton enerjilerinde LPM ve BH modeli çakışmaktadır. 10GeV altındaki enerjilerde ise foton dağılımı LPM modelinde BH modeline göre baskılanmaktadır.

Şekil 2.6'da Tantalum ortamında 180GeV enerjili elektronlar için LPM ve BH tesir kesitlerinin üstel olarak çizimleri gösterilmiştir. Tantalum için LPM eşik enerjisi $k_{LPM} \approx 9.55 \text{ GeV}$ dir. Şekil 2.6'daki grafikte bu enerji değerinin altında LPM ışıma dağılımı BH tesir kesitine göre baskılanırken üzerinde LPM dağılımının Bethe-Heitler dağılımı ile çakıştığı görülmektedir. Ancak bir bölgede LPM dağılımı BH dağılımının üzerine çıkmaktadır. Bu LPM dağılımının süreksizlik gösterdiği bölgedir. Bunun sebebi $\zeta(s)$ fonksiyonunun hesaplanmasındaki yöntem olabilir ancak bu biçimiyle LPM kuramında olması muhtemel bir soruna işaret etmektedir.

2.5. LPM ETKİSİNİN DENEYSEL GÖZLEMLERİ

LPM etkisinin gözlemleri ilk olarak 1994'te SLAC'ta E146 deneyinde 25GeV ve 8GeV'lik elektronlarla gerçekleştirilmiş[17], daha sonraki yıllarda ise CERN SPS'de daha yüksek enerjili elektronlar kullanılarak tekrarlanmıştır[18]. Yapılan gözlemler kuramın öngördüğü dağılımla özellikle büyük çekirdekli ortamlarda uyuşmaktadır. Yapılan bu deneysel gözlemlere kısaca göz atmak faydalı olacaktır.

SLAC'ta yapılan deneyde farklı kalınlıklarda yedi farklı hedeften farklı enerjilerde elektron hüzmeleri kullanılarak elde edilen ışıma dağılımları incelenmiştir[17]. Şekil 2.7'de sadece karbon ve altın hedeften elde edilen sonuçlar gösterilmektedir. Noktalı olarak gösterilen eğri Bethe-Heitler tesir kesitini gösterirken sürekli çizilen eğri LPM hesabını göstermektedir. Şekil 2.7.a'da 25GeV elektronların $6X_0$ kalınlığında altın hedeften saçılması sonucu elde edilen ışıma dağılımı gösterilmektedir. Bu durumda eşik enerjisi k_{LPM} yaklaşık 243MeV'dir. Kuramın öngördüğü şekilde bu enerjinin altında kalan bölgede ışıma dağılımının baskılandığı gözlenmektedir. Şekil 2.7.b'de aynı enerjide $6X_0$ kalınlığında karbon hedeften elde edilen ışıma dağılımı görülmektedir. Bu enerjide karbon için k_{LPM} 4MeV civarındadır. Ancak burada veri ile benzetim arasında küçük ancak önemli bir fark göze çarpmaktadır. 20MeV enerji değerinin altında deney sonucu benzetimin altında kalmaktadır. Bunun sebebi henüz bilinmemekle birlikte bu sapma, LPM kuramının küçük çekirdekli ortamlar için yetersiz olabileceğine dair bir işaret olabilir. Şekil 2.7.c'de 8GeV enerjisinde altın hedef için deney tekrarlanmıştır ve ışıma dağılımı kuramın öngörüsüyle uyumlu sonuçlar vermiştir.



Şekil 2.7: 1995'te SLAC'ta, elde edilen ölçüm sonuçları[17].

Burada göze çarpan diğer bir durum Şekil 2.7.d ve Şekil 2.7.f'deki dağılımlardır. Şekil 2.7.d'de %0.7 X_0 kalınlığında altın kullanılmaktadır. Bu kalınlıkta farklı bir baskılama mekanizması devreye girmektedir. Burada hedef kalınlığı oluşum uzunluğundan daha incedir. Bu durumda fotonun oluşumu hedefin dışına taşmaktadır. Hedef kalınlığı oluşum uzunluğundan küçük ancak çoklu saçılma uzunluğundan daha büyükse çoklu saçılmadan dolayı oluşan baskılamada bir azalma meydana gelir. Yani ışınım miktarı LPM öngörüsüne kıyasla daha fazladır. Bu durumda çoklu saçılma etkisi öncekine göre daha azdır ve dolayısıyla baskılama da LPM etkisine göre daha az gerçekleşmektedir.

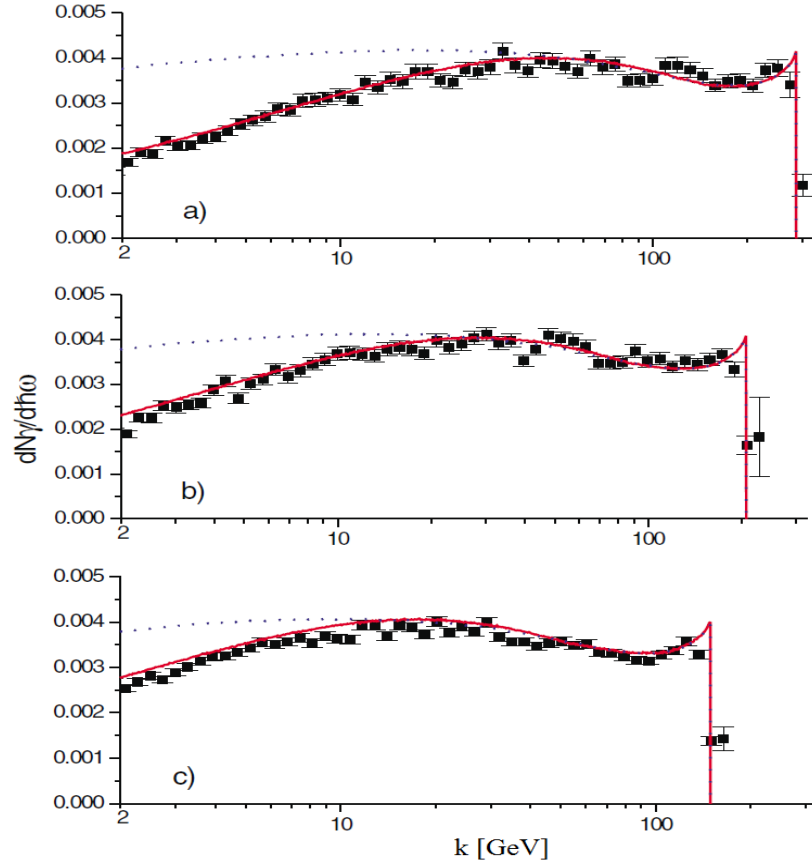
Bu etki ilk olarak Ternovski, Shulga ve Fomin tarafından ele alınmış ve hesaplanmıştır. Bundan dolayı bu etkiye TSF etkisi denilmektedir. Δt hedef kalınlığı olmak üzere $l_\gamma < \Delta t < l_f$ durumu için Ternovski'nin öngördüğü eşik enerjisi

$$k_{TSF} = \frac{E}{1 + \frac{\Delta t}{2\gamma\lambda_c}} \quad (2.43)$$

olarak verilmektedir[19]. $\lambda_c = \hbar/mc$ elektron için Compton dalga boyudur ve 386 fm değerindedir. Deneyde kullanılan koşullar yerine yazıldığında k_{TSF} 40.8MeV elde edilmektedir. Deney sonucunda elde edilen dağılımda da bu enerjinin altındaki bölgede baskılama azalmakta ve dağılım LPM'den sapmaktadır. TSF etkisi ile ilgili olarak daha sonra CERN NA63 deney grubunun gerçekleştirdiği deneylerde başarılı sonuçlar elde edilmiştir[20].

Şekil 2.7.f'deki dağılımda hedef kalınlığı $\%0.1X_0$ büyüklüğündedir. Bu kalınlık çoklu saçılma gerçekleşmesi için yeterli değildir ve bundan dolayı hedef tek bir çekirdekmiş gibi davranmaktadır. Çoklu saçılma gerçekleşmediğinden baskılama meydana gelmemekte ve ışınma dağılımı Bethe-Heitler tesir kesiti ile örtüşmektedir.

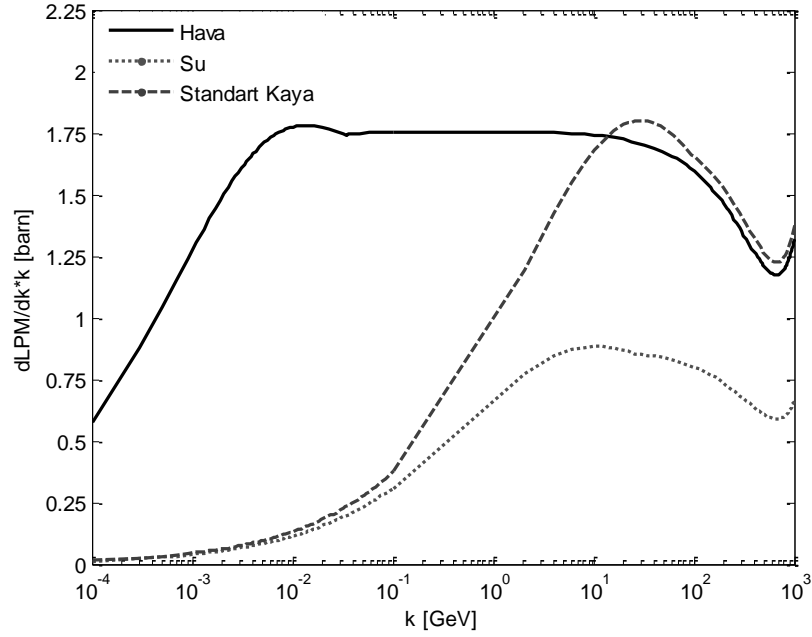
2001 yılında daha yüksek enerjilerde CERN'de gerçekleştirilen deney sonuçları Şekil 2.8'de görülen dağılımlardır. Bu deneyde 149GeV, 207GeV ve 287GeV enerjisinde elektronlar kullanılarak $\%4.36X_0$ iridyum hedeften yayınlanan ışınma dağılımları incelenmiştir. Iridyum elementi için $E_{LPM} \approx 2311\text{GeV}$ ve buna bağlı olarak $E=149\text{GeV}$ 'de $k_{LPM} = 9.1\text{GeV}$, $E=207\text{GeV}$ 'de $k_{LPM} = 17.1\text{ GeV}$ ve $E=287\text{GeV}$ 'de $k_{LPM} = 31.7\text{GeV}$ olmaktadır. Sonuçlar kuramın öngörüsüyle deneysel hata sınırları içerisinde büyük uyum göstermektedir.



Şekil 2.8: 2001’de CERN’de elde edilen ölçüm sonuçları. a) 287GeV, b) 207GeV ve c) 149GeV enerjili elektronlardan elde edilen sonuçları göstermektedir[18].

2.6. KÜÇÜK ÇEKİRDEKLİ ORTAMLARDA LPM ETKİSİ

LPM etkisinin deneysel gözlemlerle büyük ölçüde uyduğu görülmektedir. Ancak SLAC’ta yapılan deneyde karbon hedefte küçük ama belirgin bir sapma gözlenmektedir. Diğer bütün hedeflerde deneyle kuramın hata sınırları içerisinde örtüştüğü göz önüne alındığında sapmanın nedenini hedefin özelliklerinde aramak akla yatkındır. Bu yaklaşımla değerlendirildiğinde sapma hedefin çekirdek yükünün küçük olmasının bir sonucu olarak düşünülebilir[6]. Benzer şekilde 2001’de CERN’de yapılan deneyde enerji ölçerlerin ölçümlemesi için karbon hedef kullanılmış ve verilere LPM fonksiyonunun uydurulması sonucu elde edilen E_{LPM} değerlerinde sistematik hatalar gözlemlenmiştir. Bu hatalar küçük çekirdekli ortamlar söz konusu olduğunda LPM kuramının iyi çalışmadığı varsayımı çerçevesinde değerlendirilebilir.



Şekil 2.9: Hava, su ve standart kaya için LPM tesir kesitleri. Hesap 1 TeV enerjili elektronlar için yapılmıştır.

Şekil 2.9'da hava, su ve standart kaya ortamlarında 1 TeV enerjili elektronlar için hesaplanan LPM dağılımı grafikleri verilmiştir. Grafiklerden dağılımlardaki süreksizlik görülmektedir ve bu açık olarak kuramda bir yetersizliğe işaret etmektedir. Dolayısıyla küçük çekirdekli ortamlarda kuramın öngörülerinin gerçekte örtüşüp örtüşmediğinin incelenmesi gerekmektedir. Söz konusu olası sorunlar açığa çıkartıldığında küçük çekirdekli ortamlarda frenleme ışımasının doğasını açıklayan daha detaylı bir kuramsal çalışma gerekli hale gelebilir. Bu çalışma özellikle kozmik parçacıkların atmosferdeki saçılmaları sonucu yayınladıkları ışımaya da ışık tutacaktır. Çünkü atmosfer tam da küçük çekirdekli bir ortam olarak değerlendirilebilecek yapıdadır.

2.7. ATMOSFERİK SAÇAKLANMALAR VE LPM ETKİSİ

Küçük çekirdekli ortamlarda LPM etkisini incelemenin en doğal deney ortamını atmosfer ve parçacık kaynağını da kozmik parçacıklar oluşturmaktadır. 10^{19} eV mertebesinde ve daha yüksek enerjilere sahip parçacıklar yeni fiziğin ilgi alanını oluşturmakta ve bu mertebedeki saçaklanmalar ise LPM baskılamasına maruz

kalmaktadır. Dolayısıyla küçük çekirdekli ortamlarda LPM mekanizmasının işleyişinin eksiksiz bir şekilde anlaşılması yeni fizik çalışmalarına büyük katkı sağlayabilir.

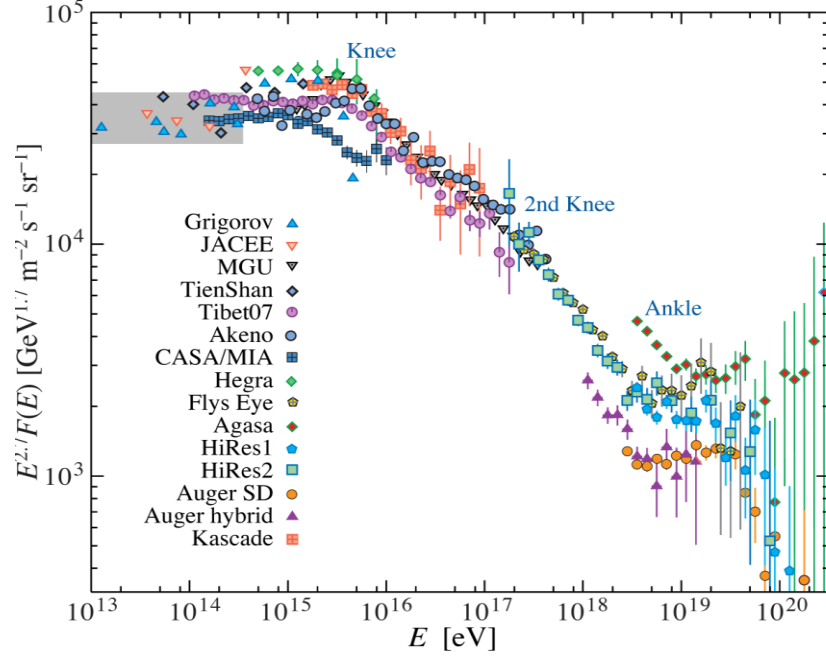
2.7.1. Kozmik Parçacıklar

Uzak galaksilerden yıldızların sentezlediği kozmik parçacıklar yıldızlar arası uzayda çeşitli etkileşmelerle ikincil parçacıklar da meydana getirerek atmosferimize kadar ulaşmaktadırlar. Yıldızlarda sentezlenen birincil kozmik parçacıklar elektron, proton, helyum, karbon, oksijen ve demir gibi çekirdeklerdir. Lityum, berilyum gibi çekirdekler ise bu parçacıkların yıldızlar arası uzaydaki etkileşmeleri sonucunda meydana gelirler[21].

Kozmik parçacıkların 10^{20} eV mertebesinin üzerinde enerjilerde atmosferimize ulaştığının gözlemleri yapılmıştır[22]. Bu enerjiler şimdiye kadar evrende gözlenen en yüksek enerjilerdir. Bu derece yüksek enerjili parçacıkların nasıl meydana geldikleri hakkında çeşitli kuramlar öne sürülmektedir. Daha küçük enerjilerdeki parçacıklar çok daha yüksek istatistiklerle gözlemlenmiş ve daha iyi bir şekilde anlaşılmışlardır. Ayrıca bu parçacıkları üretebilecek kaynaklar ve mekanizmalar da bilinmektedir. Atmosferimize ulaşan 1GeV ve 100TeV enerji aralığındaki parçacıkların %80'i protonlardır. Daha sonra azalan oranlarda He, C ve O çekirdekleri gelmektedir. Örneğin 10.6GeV enerjide metrekaşe ve katı açılı başına saniyede 3.6×10^{-2} oksijen çekirdeği gelmekteyken proton 540 kat, Helyum 26 kat daha fazla ulaşmaktadır[21].

10^{16} eV üzerindeki enerjilerde atmosferimize ulaşan parçacıkların gözlemlenme sıklığı enerjiye bağlı olarak azalmaktadır. Ancak bu parçacıklar da geniş alanlara yayılan büyük deneylerde uzun gözlem süreleri içerisinde tespit edilmişlerdir[22]. 10^{20} eV ve üzerindeki mertebelerde enerjiye sahip olan parçacıkların nasıl bir mekanizma sonucu bu kadar yüksek enerjilere ulaştıkları henüz kesin olarak yanıtlanabilmiş bir soru değildir. Geleneksel astrofizikçiler 10^{20} eV ve üzerinde mertebesinde enerjilere sahip parçacık yaratabilecek koşullarda kaynaklar aramaktadırlar. FR II (Powerful Fanaroff-Riley 2. sınıf) tipi galaksiler muhtemel kaynaklar olarak gösterilmektedir[23]. Bazı kozmolojistler ise çok ağır (10^{22} - 10^{25} eV) kütleli X parçacıklarının bazı sebeplerden yayımlandığı ve bu parçacıkların daha sonra baryon ve mezonlara bozduklarını varsaymaktadırlar. Bu durumda bu kozmik ışınların büyük çoğunluğunu mezonların

bozunma ürünleri olan fotonlar teşkil etmelidir[23]. Bu şekilde henüz kanıtlanmaktan uzak olan daha bir çok hipotez öne sürülmektedir. Ancak gözlemlerden bilinen bir gerçek vardır ki, bu enerjilerde parçacıklar gelmektedir ve GeV mertebesinde atmosfere ulaşan parçacıkların bileşimine benzer özellikler göstermektedirler.



Şekil 2.10: Atmosfere ulaşan kozmik parçacıkların türlerinden bağımsız olarak enerjilerine göre dağılımları[21].

Şekil 2.10'da doğrudan veya yarattıkları saçaklanmalar vasıtasıyla tespit edilen kozmik parçacıkların türünden bağımsız olarak enerjiye göre dağılımları verilmektedir[21]. Diferansiyel enerji dağılımının $E^{2.7}$ ile çarpılmasının sebebi dağılımdaki keskinlikleri görebilmektir. 10^{15} - 10^{16} eV arasındaki kırılmaya “diz” denilmektedir. 10^{17} eV enerjisinde ikinci “diz” görülmektedir. 10^{19} eV civarındaki bölge ise “bilek” olarak adlandırılmaktadır[21].

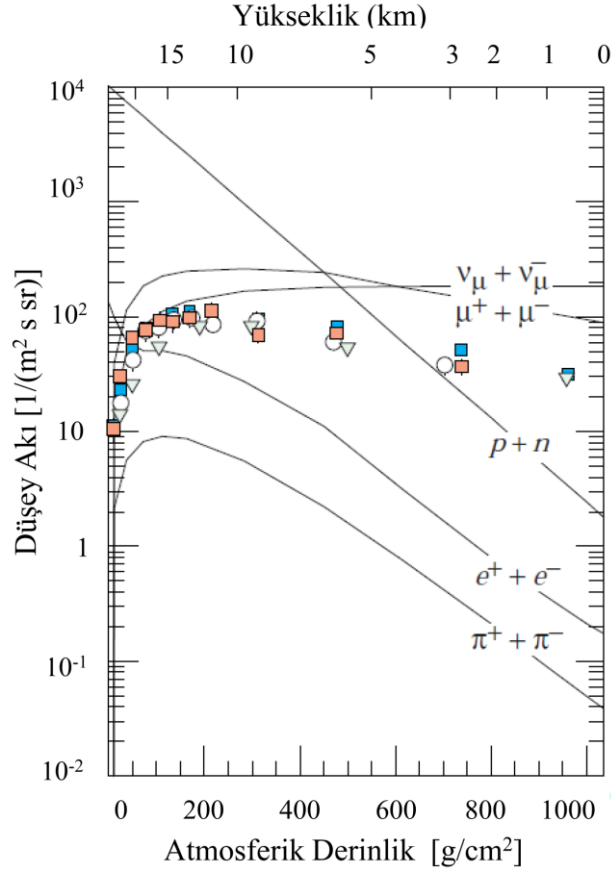
Kozmik parçacıkların gözlemleri farklı şekillerde yapılabilmektedir. En yaygın olanı ışıldayıcılar veya Çerenkov dedektörleri ile geniş bir alanda yapılabilecek gözlemlerdir. Bu sayede dedektörlere ulaşan parçacık yoğunluğu ve varış zamanları tespit edilerek birincil parçacığın enerjisi ve yönü tahmin edilebilmektedir. Bir diğer gözlem yöntemi saçaklanmanın boylamsal gelişimini tespit etmektir[22]. Yüklü parçacıkların atmosferdeki etkileşimlerinden yayınlanan ışınlar tespit edilerek bu sağlanabilir. Geniş

boyutlardaki saçaklanmalarda birincil parçacıklar enerjilerinin büyük bölümünü atmosferdeki etkileşmeler sonucu iyonizasyona sebep olarak harcarlar ve atmosferdeki uyarılan nitrojen 300 – 400 nm dalga boyunda morötesi bölgesinde ışımaya yapar. Morötesi dedektörlerle uygun koşullarda bu ışımaya tespit edilerek saçaklanmanın gelişimi incelenebilir. Her bir saçaklanmanın atmosferde katettiği mesafe onların enerjisi hakkında da bilgi vermektedir. Böylece bu enerjiler toplanarak birincil parçacığın enerjisine ulaşılabilir.

Günümüzdeki en büyük gözlemlerinden biri Auger gözlemevidir. Arjantin'de bulunan Auger gözlemevi 14000 km² büyüklüğünde bir alana düşen 10¹⁹eV enerjisinin üzerinde enerjiye sahip parçacıkların saçaklanma sonuçlarını gözlemleyebilecek yeterlilikte tasarlanmıştır. 24 tane morötesi dedektör ve 1600 tane Cherenkov dedektörü ile ultra yüksek enerjili yeni fizik araştırmaları yapan gözlemlerinden bir tanesidir[22].

Atmosfere ulaşan kozmik parçacıklar atmosferde girmiş oldukları etkileşmelerle başka bir çok parçacık oluştururlar. Proton ve elektronların dışında atmosferin üst katmanlarında meydana gelen hemen hemen bütün parçacıklar birincil parçacığın atmosferdeki etkileşmeleri sonucu meydana gelirler. Muon ve nötrinolar yüklü mezonların bozunmasından oluşmaktayken elektron ve fotonlar yüksüz mezonların etkileşmelerinden meydana gelirler. Atmosferdeki etkileşmeler sonucu oluşan parçacıkların deniz seviyesinden uzaklıklarına göre yoğunlukları Şekil 2.11'de gösterilmektedir.

Şekil 2.11'de görüldüğü gibi muonlar ve anti-muonlar deniz seviyesinde en çok gözlemlenen parçacıklardır. Muonların çok büyük bir kısmı atmosferin üst tabakalarında meydana gelirler. Yeryüzüne ulaşan muonların ortalama enerjisi 4GeV'dir. Ancak büyük zenit açılarıyla gelen muonlar atmosfer içerisinde daha fazla yol katedeceğinden küçük enerjili muonlar bozunurlar ve yeryüzüne ulaşan muonların ortalama enerjileri de 4GeV'den daha büyük olur. Muonların ortalama açısal dağılımları ise θ zenit açısını ifade etmek üzere $\cos^2 \theta$ ile orantılıdır[21].



Şekil 2.11: Atmosferik derinliğe bağlı olarak çeşitli parçacıkların yoğunlukları. Noktalar gerçekleştirilen negatif muon ölçümlerini göstermektedir[21].

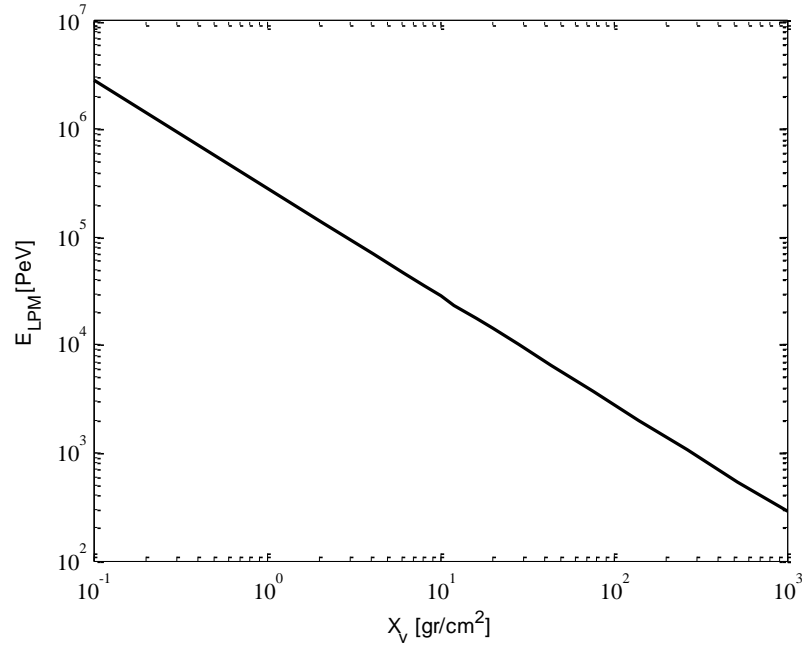
2.7.2 Saçaklanmalarda Elektromanyetik Etkileşimler ve LPM Etkisi

Atmosferik saçaklanmalarda elektromanyetik etkileşimlere giren parçacıklara baskın olan fiziksel süreç frenleme ışınması ve çift oluşumdur. Yüksek enerjili birincil parçacıklar enerjilerinin %90'ını elektromanyetik etkileşimler sonucunda kaybederler[22]. Gerek frenleme ışınması gerekse de çift oluşumunda LPM baskılama mekanizması belli enerjilerin üzerinde etkili olacaktır ve saçaklanmanın karakterini belirleyecektir.

Öncelikle baskılama mekanizmasının hangi enerjilerde etkisini göstereceğini incelemek gerekmektedir. Denklem 2.33 ve 2.34'te ifade edilen E_{LPM} enerjisi ortamın cinsine bağlıdır. Atmosferik saçaklanmalarda etkileşimlerin gerçekleştiği ortam havadır. Ancak hava bileşimi atmosferin bütün katmanlarında aynı değildir. Üst katmanlarda yoğunluk

deniz seviyesine göre çok daha düşüktür. Denklem 2.33 gözönüne alındığında E_{LPM} 'nin yoğunlukla ters orantılı olduğu görülmektedir. Örneğin atmosferin deniz seviyesindeki yoğunluğunda (1.25kg/m^3) $E_{LPM} \approx 274\text{PeV}$ iken yoğunluğun 60g/m^3 olduğu başka bir bölgede $E_{LPM} = 3.6\text{EeV}$ 'tur. E_{LPM} 'nin atmosferik derinliğe göre değişimi Şekil 2.12'de gösterilmektedir.

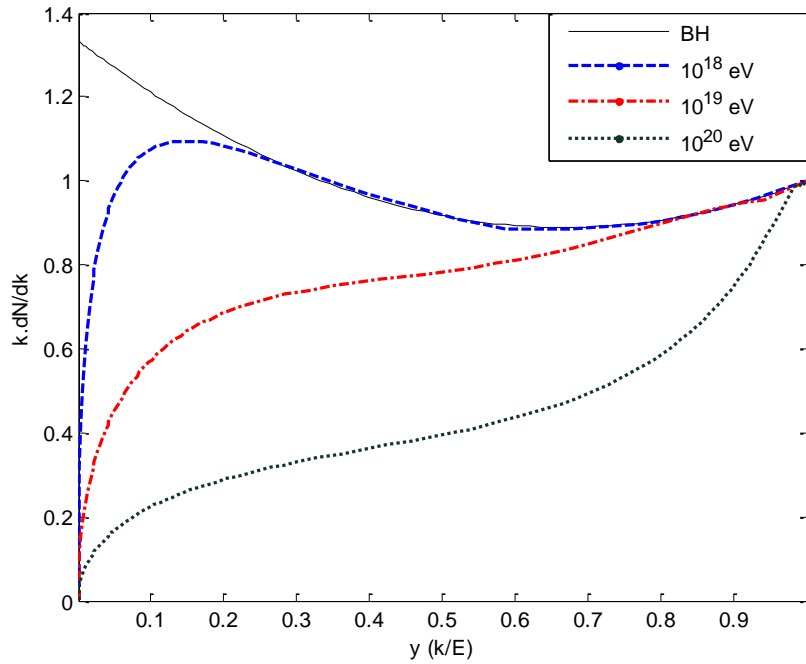
Işıma dağılımının baskılandığı bölge denklem 2.34'e göre $k_{LPM} = E^2/E + E_{LPM}$ eşik değerinin altında kalan bölgedir. Buna göre $E \gg E_{LPM}$ koşulunda $k_{LPM} \approx E$ olacağından dağılımın tamamı LPM baskılamasına uğrayacaktır ve etkinin sonuçları belirgin hale gelecektir. Atmosferin üst bölgelerinde E_{LPM} değeri 10^{19} - 10^{20}eV mertebesinde olduğundan dağılımın baskılanabilmesi için etkileşmeye giren kozmik parçacıkların enerjilerinin bu mertebede veya daha üzerinde olması gerekmektedir. Bu koşul birincil parçacıkların enerjilerinin en az 10^{19}eV mertebesinde olmasını gerektirir.



Şekil 2.12: Atmosferik derinliğe göre E_{LPM} 'nin değişimi. Linsley Atmosferik modeli kullanılarak $E_{LPM} = 7.7\text{TeV}/X_0 [\text{cm}]$ eşitliğine göre çizilmiştir [7].

Şekil 2.13'de yeryüzünden 25.5km yukarıda atmosferik yoğunluğun 60g/m^3 olduğu durum için farklı birincil enerjideki elektronların frenleme ışınları dağılımları verilmiştir. Düz çizgi baskılamamanın olmadığı Bethe-Heitler fonksiyonunu

göstermektedir. Buna göre 10^{18} eV enerjisindeki elektronların belirgin bir baskılamaya uğramadığı görülmektedir. Bu enerjide dağılımın yaklaşık %25'si LPM baskılamasından etkilenmektedir ki bu da saçaklanmanın sonuçlarında belirgin bir farklılık yaratmayacaktır. Birincil elektron enerjisinin 10^{19} eV olduğu durumda dağılımın %80'i baskılanmıştır. 10^{20} eV enerjisinde ise bütün dağılımın BH eğrisine göre baskılandığı görülmektedir. Dolayısıyla LPM etkisi kendisini 10^{19} eV enerji ve üzerindeki elektron veya pozitron saçaklanmalarında gösterecektir.



Şekil 2.13: $X_v=50\text{gr}/\text{cm}^2$ atmosferik derinlikte elektronlardan meydana gelen frenleme ışımasının çeşitli enerjilerdeki dağılımı. Bu bölgedeki yoğunlukta $E_{LPM}= 5.66 \times 10^{18}$ eV olmaktadır. Enerji arttıkça baskılanma $y=1$ 'e kadar etkili olmaktadır.

Atmosferik saçaklanmalardaki bir diğer baskın elektromanyetik etkileşme çift oluşumdur. Çift oluşumunda da frenleme ışımasına benzer bir LPM baskılaması meydana gelmesi beklenmektedir. Migdal çift oluşumu tesir kesitini frenleme ışıması ile benzer Feynman çizeneklerine sahip oluşundan yararlanarak elde etmiştir. Çiftlerin oluşması yine belli bir oluşum uzunluğunun içerisinde gerçekleşmektedir ve frenleme

ışımında olduğu gibi tesir kesitinin baskılanmasında bu oluşum uzunluğu ve çoklu saçılma etkili olmaktadır. Buna göre çift oluşumu için LPM tesir kesiti:

$$\frac{d\sigma_{LPM}(\gamma \rightarrow e^+e^-)}{dE} = \frac{\xi(\tilde{s})}{3X_0n} \{G(\tilde{s}) + 2[u + (1-u)^2]\phi(\tilde{s})\} \quad (2.44)$$

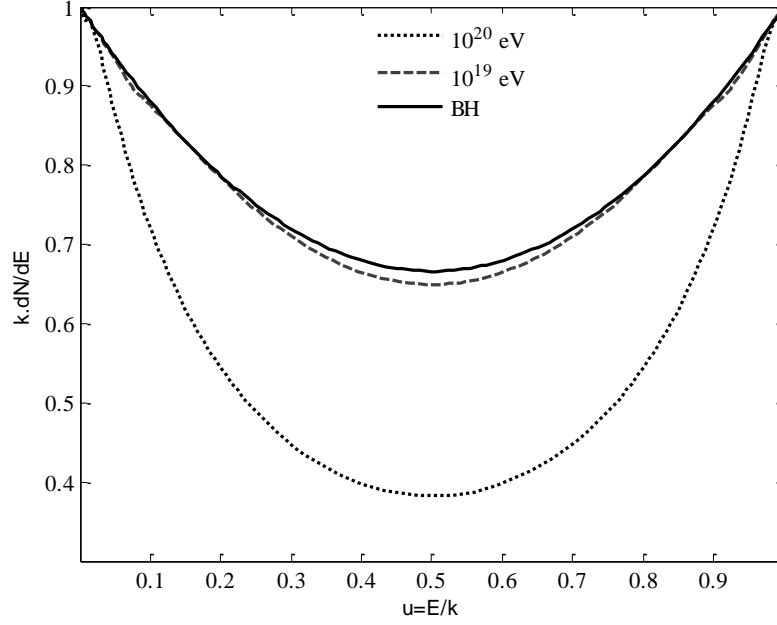
olarak verilmektedir[3]. k foton enerjisi, n ortamdaki parçacık yoğunluğunu ve $u=E/k$ foton ile oluşan çiftlerin enerjileri oranını temsil etmektedir. $G(\tilde{s})$, $\phi(\tilde{s})$, $\xi(\tilde{s})$ denklem 2.36, 2.37 ve 2.39'da gösterilen Migdal fonksiyonlarıdır. \tilde{s} parametresi ise:

$$\tilde{s} = \sqrt{\frac{E_{LPM}k}{8E(k-E)\xi(\tilde{s})}} \approx \frac{mc^2}{k\gamma} \quad (2.45)$$

olarak ifade edilir[3]. γ Lorentz faktörüdür.

Frenleme ışımasına benzer şekilde ancak bu defa birincil parçacığın foton olduğu göz önüne alınarak yine E_{LPM} 'nin ve birincil parçacığın enerjisine göre çift oluşumu dağılımının baskılanması söz konusudur. $k > E_{LPM}$ durumunda çift oluşumu LPM baskılamasına maruz kalmaktadır. Şekil 2.14 yeryüzünden 25.5 km yüksekte, atmosferin Şekil 2.13'de ele alınan aynı bölgesinde farklı enerjilerde birincil fotonların çift oluşturma tesir kesitlerini göstermektedir.

Şekilde düz çizgi baskılanmanın olmadığı BH tesir kesitini göstermektedir. Kesikli çizgiler Migdal hesabına göre 10^{19} ve 10^{20} eV enerjili fotonların meydana getirdiği çift oluşumu dağılımlarıdır. Şekilde görüldüğü üzere 10^{19} eV ve 10^{20} eV luk enerjilerde gelen fotonların çift oluşturma ihtimalleri farklı oranlarda azalmaktadır. 10^{19} eV enerjili fotonlar için baskılama $u = 0.2-0.8$ bölgesinde meydana gelmektedir ve baskılama miktarı yaklaşık olarak %3 tür. 10^{20} eV enerjili fotonlarda ise dağılımın tamamı LPM baskılamasına uğramış ve baskılama miktarı ise %40'ın üzerine çıkmaktadır.



Şekil 2.14: $X_v=50 \text{ gr/cm}^2$ atmosferik derinlikte çift oluşumunun çeşitli enerjilerdeki dağılımı. Bu bölgedeki yoğunlukta $E_{LPM}= 5.66 \times 10^{18} \text{ eV}$ tur. Baskılama enerji arttıkça bütün dağılım üzerinde etkili olmaktadır.

Gerek frenleme ışımasını gerekse de çift oluşumunu göz önünde bulundurursak, her iki fiziksel sürecin de atmosferik saçaklanmalarda belirgin bir baskılamaya uğraması birincil parçacığın enerjisinin 10^{19} eV veya daha yüksek bir mertebede olmasına bağlıdır. Tabii burada birincil parçacığın elektromanyetik etkileşmeye girecek bir parçacık olduğu varsayılmıştır. Eğer birincil parçacık proton veya herhangi bir çekirdek gibi ilk önce hadronik etkileşmelere girecek bir parçacık olursa, enerjisinin 1-2 mertebe daha yüksek olması gerekmektedir. Çünkü elektromanyetik etkileşmeye girebilecek parçacıkların oluşumuna kadar 1-2 mertebe enerji kaybı meydana gelecektir.

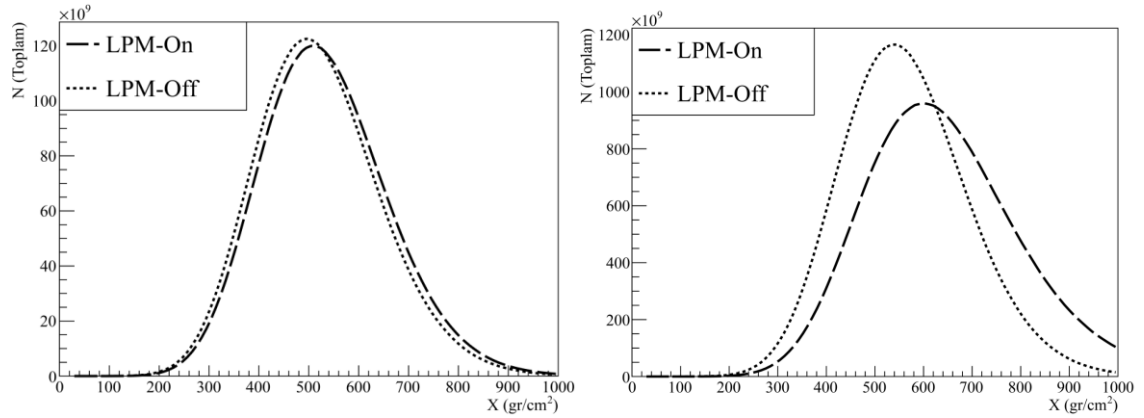
2.7.3. Saçaklanmalar üzerinde LPM etkisinin Gözlenmesi

LPM baskılamasının saçaklanmalar üzerindeki en belirgin etkisi maksimum sayıda parçacığın bulunduğu yükseklikte meydana getirdiği değişikliktir. Etkileşme tesir kesiti baskılandığından daha fazla parçacık etkileşmeye girmeden daha fazla yol katedecektir. Başka bir deyişle etkileşmeler yeryüzüne daha yakın bir noktada meydana gelecektir. Bundan dolayı maksimum sayıda parçacığın bulunduğu yükseklik veya atmosferik derinlik yeryüzüne daha yakın bir nokta olacaktır. Bu kaymayı tespit edebilmek için

saçaklanmanın boylamsal gelişiminin incelenmesi gerekmektedir. İkinci olarak baskılanma sebebiyle maksimum parçacık sayısı da azalmalıdır. Parçacıkların etkileşme oranı düşeceğinden parçacık sayısı da LPM olmayan duruma göre azalmalıdır. Frenleme ışması olasılığı azaldığından daha fazla elektron ve pozitron iyonizasyon yoluyla enerjilerini kaybedeceklerdir.

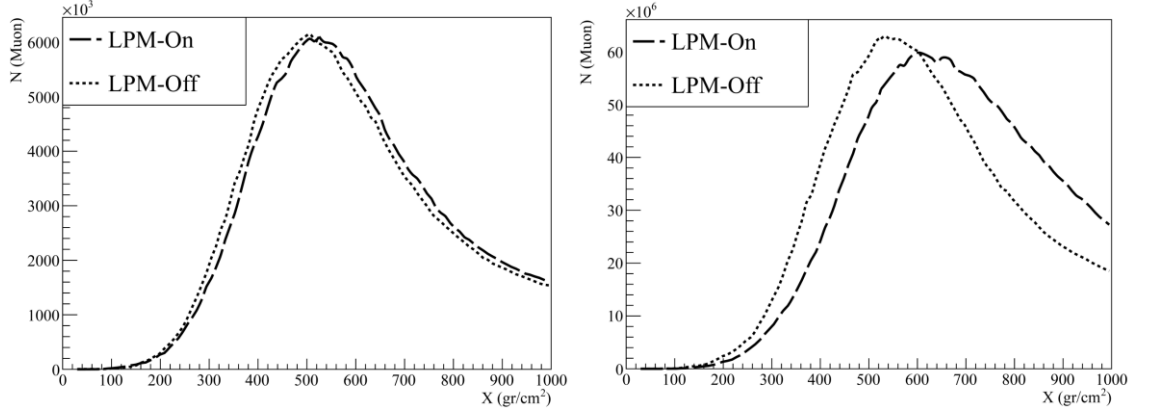
LPM baskılamasının beklenen sonuçlarını görebilmek için AIRES benzetim programı kullanılarak çeşitli benzetimler gerçekleştirildi. Benzetimlerde Bölüm 2.7.2’de ele alınan enerjilerde yani 10^{19} ve 10^{20} eV enerjisine sahip fotonlar birincil parçacıklar olarak kullanıldı.

Şekil 2.15’de 10^{19} ve 10^{20} eV enerjisinde fotonlar kullanılarak gerçekleştirilen AIRES benzetimleri görülmektedir. Beklenildiği üzere maksimum parçacığın bulunduğu yükseklik LPM etkisinin dahil edildiği benzetimlerde kaymaktadır. 10^{19} eV enerjili birincil parçacıkların saçaklanmalarında bu kayma çok küçük olsa da 10^{20} eV fotonlarda kayma iyice belirgin hale gelmektedir. LPM dahil edildiğinde maksimum parçacığın bulunduğu yükseklik 80gr/cm^2 kaymaktadır. Ayrıca maksimum parçacık sayısı da %30 azalmaktadır.



Şekil 2.15: 10^{19} eV (solda) ve 10^{20} eV (sağda) foton birincil parçacığı kullanılarak yapılan AIRES benzetimi. Yatay eksen atmosferik derinlik, düşey eksen toplam parçacık sayısını göstermektedir. LPM etkisinin dahil edildiği benzetimlerde maksimum parçacığın bulunduğu yükseklik değişmektedir. Bu değişim 10^{19} eV enerjili birincil parçacıklar için küçük olmasına karşın 10^{20} eV enerjili birincil parçacıklar için 80g/cm^2 olmaktadır.

Şekil 2.16’da ise aynı benzetimler sonucunda elde edilen muonların boylamsal gelişimi görülmektedir. Benzer bir kayma muon sayısında da görülebilmektedir. LPM etkisinin bir sonucu olarak 10^{20} eV enerjili fotonlardan elde edilen veride yeryüzüne (1000gr/cm^2) ulaşan muon sayısı da %40 artmıştır.



Şekil 2.16: 10^{19} eV (solda) 10^{20} eV (sağda) foton birincil parçacığı kullanılarak yapılan AIREs benzetimi. Düşey eksen muon sayısını temsil etmektedir. LPM etkisi dahil edildiğinde maksimum muon sayısının bulunduğu yükseklik değişmektedir.

Her ne kadar atmosferik saçaklanmalarda LPM etkisi belirgin değişiklikler yaratsa da etkiyi gözlemlemek oldukça zahmetli bir çalışmadır. Çünkü söz konusu enerjilerde atmosfere ulaşan foton veya elektron sayısı doğru bir analiz elde edilmesini sağlayacak ölçüde istatistiksel olarak yeterli miktarda değildir. Birincil parçacığın proton olması durumunda ise etkinin görülebilmesi için bir kaç merteye daha fazla enerjiye gereksinim duyulmaktadır. Bu enerjilerde protonlar da atmosfere çok az gelmektedir. Yine de çeşitli büyük deneylerde yıllarca yapılan büyük ölçekli gözlemlerle veriler biriktirmektedir. Çok yüksek enerjili yeni fizik araştırmalarında LPM mekanizmasının belirgin etkileri de göz önüne alınmak durumundadır.

3. DENEY VE YÖNTEM

Küçük çekirdekli ortamlarda LPM etkisini gözlemlemek üzere 2010 Mayıs ayında CERN(Avrupa Nükleer Araştırma Organizasyonu)'de 178GeV enerjili elektron hüzmesi kullanılarak farklı çekirdek yüküne sahip amorf yapıda hedeflerden yayınlanan frenleme ışınları miktarı ölçülmüştür. Bu bölümde deney koşulları, deneyde kullanılan araçlar ve özellikleri bulunabilir. Ayrıca deney ortamının ışınlar üzerine nasıl bir etkiye bulunabileceği hakkında Geant4 benzetimleri yardımıyla çeşitli çıkarsamalar yapılacak ve sonuçların analiz edilmesi için gereken ön hazırlık sunulacaktır.

3.1. H4 HÜZMESİ

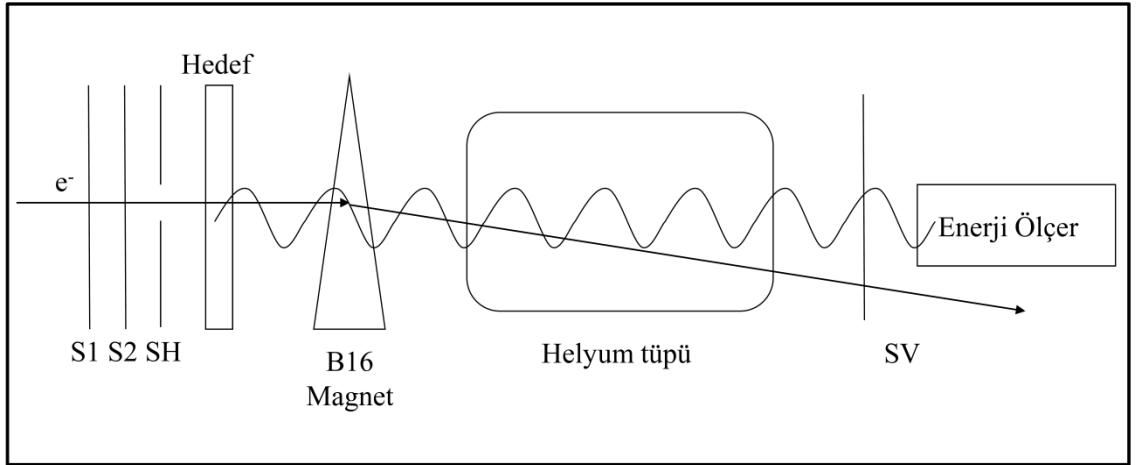
Deney CERN SPS(Super Proton Synchrotron)'de Kuzey deney alanı (NA) olarak adlandırılan bölgede H4 hüzmesi ile gerçekleştirilmiştir. SPS, çevresi 6.9 km olan dairesel proton hızlandırıcısıdır. Burada protonlar 450GeV enerjisine kadar hızlandırılarak Berilyum hedefe çarptırılır. Berilyum hedeften yüklü ve yüksüz hadronlar elde edilmektedir. Yüksüz π^0 hızla iki fotona bozunur. Manyetik alanlar yardımıyla yüklü hadronlar ayrıştırıldıktan sonra geriye kalan fotonlar kurşun hedefe çarptırılarak çift oluşumuna uğrarlar ve e^-e^+ çiftleri elde edilir. Çiftler 10GeV ve 300GeV enerji aralığındadırlar ve istenilen enerjide parçacıklar yine manyetik alanlar yardımıyla ayrıştırılarak H4 hüzmesi olarak deney alanına ulaştırılmaktadır. Çok yüksek enerjilere veya çok düşük enerjilere gidildikçe hüzmenin yoğunluğu azalmaktadır.

Deneyde 180GeV enerjili elektronlar kullanılmıştır. Ancak elektronların deney alanına ulaşması için hüzme mıknatıslar yardımıyla yönlendirilmektedir. Deney alanına ulaşan hüzme manyetik alanlardan kaynaklanan eşzaman ışınları sebebiyle enerjisinin bir kısmını yitirmektedir. Ayrıca hüzmenin geçmiş olduğu tüplerin bağlantı noktalarında da frenleme ışınlarından kaynaklanan enerji kaybı gerçekleşmektedir. Deney alanına ulaşan hüzmenin enerjisi bu sebepler gözönünde bulundurularak 178.053GeV olarak SPS tarafından verilmektedir. Hüzme 33 saniyede bir 10 saniye boyunca süren atımlar

halinde deney alanına ulaşmaktadır. Bir atımlık süre içerisinde yaklaşık olarak 10^4 mertebesinde olay tetiklenmektedir.

3.2. DENEY DÜZENEGİ

Deney düzeneğinin şematik görünüşü Şekil 3.1’de verilmektedir. Gelen elektronlar plastik ışıltayıcılar tarafından tanımlandıktan sonra hedefle etkileşirler. Etkileşme sonucu frenleme ışması fotonları meydana gelmektedir. Hedefle etkileştikten sonra manyetik alandan geçirilen elektronlar saparak fotonlardan ayrıştırılır. Enerji ölçer yalnızca gelen fotonları tespit etmektedir. Deney düzeneği hüzenin çıktığı vakum tüpünden itibaren enerji ölçere kadar yaklaşık olarak 22 m uzunluğundadır. Bu uzunluk içerisinde ikincil etkileşmeleri engellemek için 10 m uzunluğunda helyum tüpü kullanılmaktadır. Helyum havaya göre daha düşük yoğunluktadır ve bu sayede fotonların çift oluşturma gibi istenmeyen etkileşmelere girme olasılığı düşürülmektedir.



Şekil 3.1: Deney düzeneği şeması. Deney düzeneği yaklaşık 22m uzunluğundadır. Şekil ölçekli değildir.

Deneyde Şekil 3.1’de S1, S2, SH ve SV olarak gösterilen BC-400 tipi plastik ışıltayıcılar kullanılmıştır. Yüklü bir parçacık ışıltayıcıdan geçerken ışıltayıcıdaki atomları uyararak mortötesi dalgaboyunda fotonlar yayınlanmasına sebep olur. Bu fotonlar ışıltayıcıya bağlanmış olan fotoçoğaltıcı tüpe gelerek burada fotokatottan

elektron koparılır. Kopan elektronlar her adımda gerilimle beslenmiş olan dinodlardan geçerken çoğaltılırlar ve $10^3 - 10^7$ mertebesine kadar ulaşırlar. Bu da küçük bir sinyalin ölçülmesini sağlamaktadır. Işıldayıcılar için Photonis XP2262 tipi fotoçoğaltıcı tüpler kullanılmıştır. Işıldayıcılar ve fotoçoğaltıcılarla ilgili daha detaylı bilgi [24]'ten elde edilebilir.

S1 ve S2 ışıldayıcıları 50x50x0.5mm boyutlarındadır. Gelen yüklü parçacıklar bu ışıldayıcılarla etkileşerek sinyal oluşturur. Yüklü parçacıklar ışıldayıcılarla etkileştiklerinde de frenleme ışması yaparlar. Bu ardalan ışmasının mümkün olduğunca düşük tutulması için S1 ve S2 ışıldayıcıları çok ince -0.5mm- seçilmişlerdir. SH ışıldayıcısı ise 100x100x10mm boyutlarındadır ve ortasında 9mm çapında bir delik mevcuttur. SH ışıldayıcısından sinyal gelmesi istenmemektedir. Bu ışıldayıcıdan sinyal geldiğinde tetikleme işlemi gerçekleşmez. Dolayısıyla SH ışıldayıcısının diğerlerinden daha kalın olması herhangi bir ardalan ışmasına sebep olmaz. S1 ve S2'den sinyal alınıp SH'den alınmadığında (S1.S2. \overline{SH}) tetikleme sistemi devreye girer ve bir olay başlangıcı tespit edilir.

Enerji ölçerin önünde ise veto ışıldayıcısı mevcuttur. Frenleme ışması fotonları manyetik alandan sonra hava ve Helyum tüpü içerisinde hareket etmektedirler ve bu sırada çift oluşturma ihtimalleri vardır. Enerji ölçere yüklü parçacıkların gelmesi istenmediğinden SV ışıldayıcısından bir sinyal alındığında tetikleme işlemi devre dışı kalarak olay kaydedilmez.

Deneyde kullanılan ışıldayıcılar plastik ışıldayıcılardır ve %99 oranında Poliviniltoluen'den (PVT) meydana gelmişlerdir. PVT'nin ışıma uzunluğu $X_0=42\text{cm}$ 'dir. 0.5mm'lik iki ışıldayıcının sebep olduğu ardalan ışması %0.24 X_0 kalınlığında bir hedefe karşılık gelmektedir. Deneyde kullandığımız hedeflerin kalınlıklarının ortalama olarak %2.5 X_0 olduğu düşünülürse bu kabul edilebilir ölçüde küçük bir ardalan ışması olduğundan toplam veriden kolaylıkla çıkarılabilir.

Işıldayıcılar tarafından tanımlandıktan sonra hedefle etkileşen elektronlar frenleme ışması fotonlarını meydana getirirler. Dolayısıyla bu aşamadan sonra hüzenin içerisinde elektronlarla beraber fotonlar da yer almaktadır. Elektron ve fotonlardan

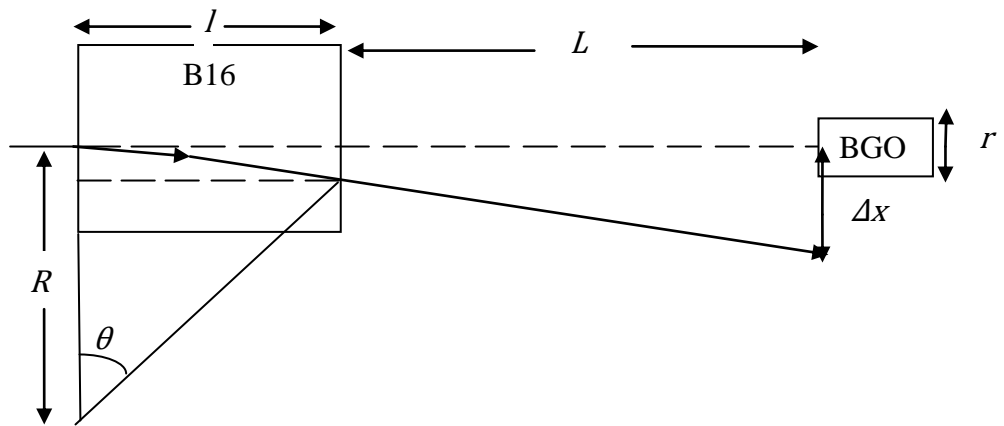
oluşan hüzmeye 2m uzunluğunda ve 1.45Tesla büyüklüğünde manyetik alan içerisinde geçirilerek yüklü parçacıkların ayrıştırılması sağlanır. Burada hızlarına dik bir ivmeye maruz kalan elektronlar eşzaman ışıması meydana getirirler (Bölüm 2.2). Bu ışımaya da ardalan ışımalarının bir bölümü olarak enerji ölçer tarafından tespit edilecektir.

Enerji ölçer B16 mıknatısından 18.54m uzağa yerleştirilmiştir. Bu mesafenin manyetik alandan sapan elektronların enerji ölçere çarpmadan geçmesi için yeterli olduğu kolaylıkla gösterilebilir. Sapma miktarının hesaplanması enerji ölçerin ölçülmesi için de gerekli olacaktır. Şekil 3.2'deki şematik gösterimde $L=18.54\text{m}$ B16 manyetik alan kaynağının enerji ölçere olan uzaklığını, $r = 7.5\text{cm}$ enerji ölçerin çapını, $l=2\text{m}$ B16'nın uzunluğunu ve Δx sapma miktarını ifade etmektedir.

Elektronun hareket yörüngesinin yarıçapını hesaplamak için manyetik alan şiddetini bilmek yeterli olacaktır. B16 400A akım altında 1.45T şiddetinde manyetik alan meydana getirmektedir. Manyetik alanda yüklü bir parçacığa etki eden manyetik kuvvet:

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (3.1)$$

ile bulunur.



Şekil 3.2: Manyetik alan etkisiyle sapan elektronların sapma miktarı.

Elektronun hız vektörü uygulanan manyetik alana dik olduğundan vektörel çarpım her iki vektörün büyüklüğünün çarpımına indirgenir. Elektronun yaptığı dairesel hareketin merkezci kuvveti manyetik kuvvet olduğundan:

$$F = \frac{mv^2}{R} = qvB \quad (3.2)$$

yazılabilir ve buradan da R çekilirse:

$$R = \frac{mv}{Bq} = \frac{P}{Bq} \quad (3.3)$$

bulunur. Elektronun çizdiği yay uzunluğuna s dersek, $s = \theta.R$ olduğu kolayca görülebilir. Sapma açısı çok küçük olduğundan $s \approx l$ olduğu kabul edilebilir. Manyetik alanı terkederken elektronun sapma miktarına x_1 dersek $x_1 = R - R \cos \theta$ elde edilir. Küçük açı yaklaşıklığı kullanılarak $x_1 = R - R(1 - \theta^2/2)$ şeklinde ifade edilip düzenlenirse $x_1 = R\theta^2/2$ elde edilir. $\theta = s/R \approx l/R$ olduğu hatırlanırsa $x_1 = l^2/2R$ elde edilmiş olur.

Elektronun manyetik alandan çıktıktan sonraki hareketi doğrusaldır. Bu noktadan sonra düşeydeki sapma miktarı x_2 olarak ifade edilirse $x_2 = L \tan \theta$ olduğu kolayca görülür. Küçük açı yaklaşıklığında $x_2 = L\theta = Ll/R$ olarak ifade edilirse toplam sapma miktarı:

$$\Delta x = x_1 + x_2 = \frac{l^2}{2R} + L \frac{l}{R} = \frac{l}{R} \left(\frac{l}{2} + L \right) \quad (3.4)$$

şeklinde elde edilir. R yerine denklem 3.3'te elde edilen ifade yazılırsa:

$$\Delta x = \frac{qBl}{P} \left(\frac{l}{2} + L \right) \quad (3.5)$$

elde edilir. $q=e$ ve $P=180\text{GeV}/c$ alınarak sapma miktarı $\Delta x = 0.0948\text{m} = 9.4\text{cm}$ elde edilmektedir. Enerji ölçerin yarıçapı 3.75cm olduğundan bu mesafe enerji ölçere hüzmeden herhangi bir yüklü parçacık gelmediğini garanti etmektedir. Bununla birlikte gelen fotonların ikincil etkileşimler sonucunda çift oluşumuna uğrama ihtimali vardır. Manyetik alandan sonra yaklaşık 10m uzunluğunda helyum tüpü kullanılarak bu ihtimal en düşük seviyede tutulmuştur.

3.3. ENERJİ ÖLÇERLER

Deneyde BGO [$(\text{Bi}_2\text{O}_3)_2(\text{GeO}_2)_3$; bizmut germanat] ve LG (Pb_3O_4 ; lead glass) olarak adlandırılan iki farklı enerji ölçer kullanıldı. Kullanılan BGO 7.5cm çapında 20cm uzunluğunda silindirik yapıdadır ve bizmut germanat $(\text{Bi}_2\text{O}_3)_2(\text{GeO}_2)_3$ kristalinden meydana gelmektedir. Işıma uzunluğu $X_0=1.12\text{cm}$ olduğu gözönüne alındığında deneyde kullanılan BGO'nun $18X_0$ uzunluğunda olduğu görülmektedir. BGO enerji ölçerin kullanılmasının temel gerekçesi gözlemlenmek istediğimiz enerji aralığının LG'nin tespit edebileceğinden küçük, NaI (sodyum iyodür) tipi kristal enerji ölçerin tespit edebileceğinden büyük olmasıdır. LPM etkisinin olası sorunlarını açığa çıkaracak olan süreksizlikler 100MeV-3GeV arasında gözlenebilecektir.

LG enerji ölçeri ise kontrol amaçlı kullanılmıştır. 90 x 90mm² alanında karesel bir yüzeye sahip olup 70cm uzunluğundadır. LG enerji ölçeri ağırlıkça %51.2 oranında kurşun tetraoksit (Pb_3O_4), %41.5 oranında silikat (SiO_2), %7 oranında potasyum oksit (K_2O) içermektedir. Işıma uzunluğu $X_0=2.78\text{cm}$ 'dir ki bu durumda deneyde kullanılan LG $25X_0$ uzunluğuna sahip olmaktadır. Kullanılan LG enerji ölçeri minimum 2GeV enerjisine kadar ölçüm yapabilmektedir.

Gelen fotonlar enerji ölçerle etkileştiklerinde saçaklanmaya uğrarlar. BGO'da gelen fotonlar çift oluşumuna uğrarlar. İkincil e^-e^+ çiftleri enerji ölçer içerisinde frenleme ışınları fotonları meydana getirir ve bunlar da yine üçüncül e^-e^+ çiftlerine bozunur. LG içerisinde ilk önce burada detaylarına giremeyeceğimiz Çerenkov ışınları meydana gelmektedir ve gelen birincil parçacıklar enerjilerinin tamamını bu saçaklanmalar sonucu harcayana kadar bu etkileşimler gerçekleşmeye devam eder. Meydana gelen fotonlar fotoçoğaltıcıdan geçer ve yukarıda bahsedildiği biçimde bir sinyal elde edilmiş olur.

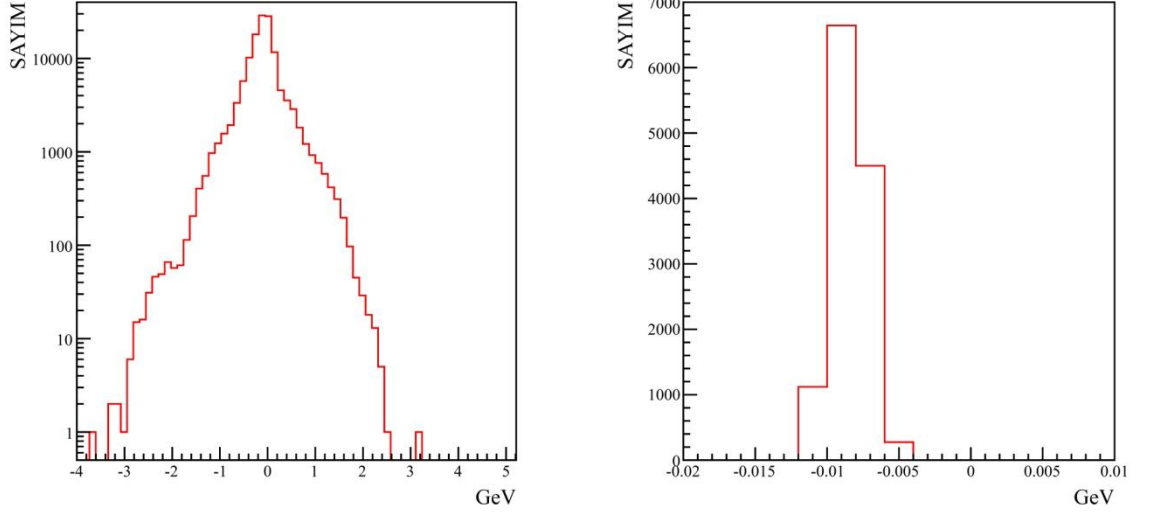
3.4. DENEY ELEKTRONİĞİ

Deneyde olay başına bir sinyal alınabilmesini sağlayan CAMAC (Computer Automated Measurement Control) kullanılmaktadır. Bir olay tetikleme işlemi ile belirlenir. ($S1.S2.\overline{SH}$) ile belirlenen tetikleme sayesinde elektronların 9mm çapındaki boşluğa sahip SH ışıldayıcısına dik gelmiş olması sağlanır. 6µs içerisinde yeni bir olay tespit

edilirse iki olay üst üste meydana gelmiş olacaktır ve bu durumda iki olay için de tetikleme devre dışı kalır.

Enerji ölçer ve ışıldayıcılar elektronik sistemin bir parçası olarak herhangi bir parçacık üzerlerine düşmeden de bir sinyal yaratırlar. Buna taban gürültüsü denilmektedir. Enerji ölçerler için elektronik sistemden kaynaklanan taban gürültüleri rastgele tetikleme işlemi yapılarak hüzmengin olmadığı durumda tespit edilebilmektedir. LG ve BGO için enerjiye ölçümlenmiş taban gürültüleri Şekil 3.3’de gösterilmektedir.

LG için 2.5GeV’in altında ölçüm yapılamayacaktır. Bu enerjiden başlayarak 180GeV’e kadar LG tarafından sağlıklı bir ölçüm yapılabilmektedir. BGO taban gürültüsü ise negatif enerji değerlerinde kalmıştır. Enerji ölçerin ölçümlenmesi sonucunda bazı kanalların enerji karşılığı negatif olabilmektedir. Burada negatif enerji değerinin fiziksel bir anlamı yoktur. Dolayısıyla veriyi sınırlandıran elektronik bir gürültü söz konusu değildir.



Şekil 3.3: LG (solda) ve BGO (sağda) enerji ölçerlerinin taban gürültüsü.

3.5. ENERJİ ÖLÇERLERİN ÖLÇÜMLENMESİ

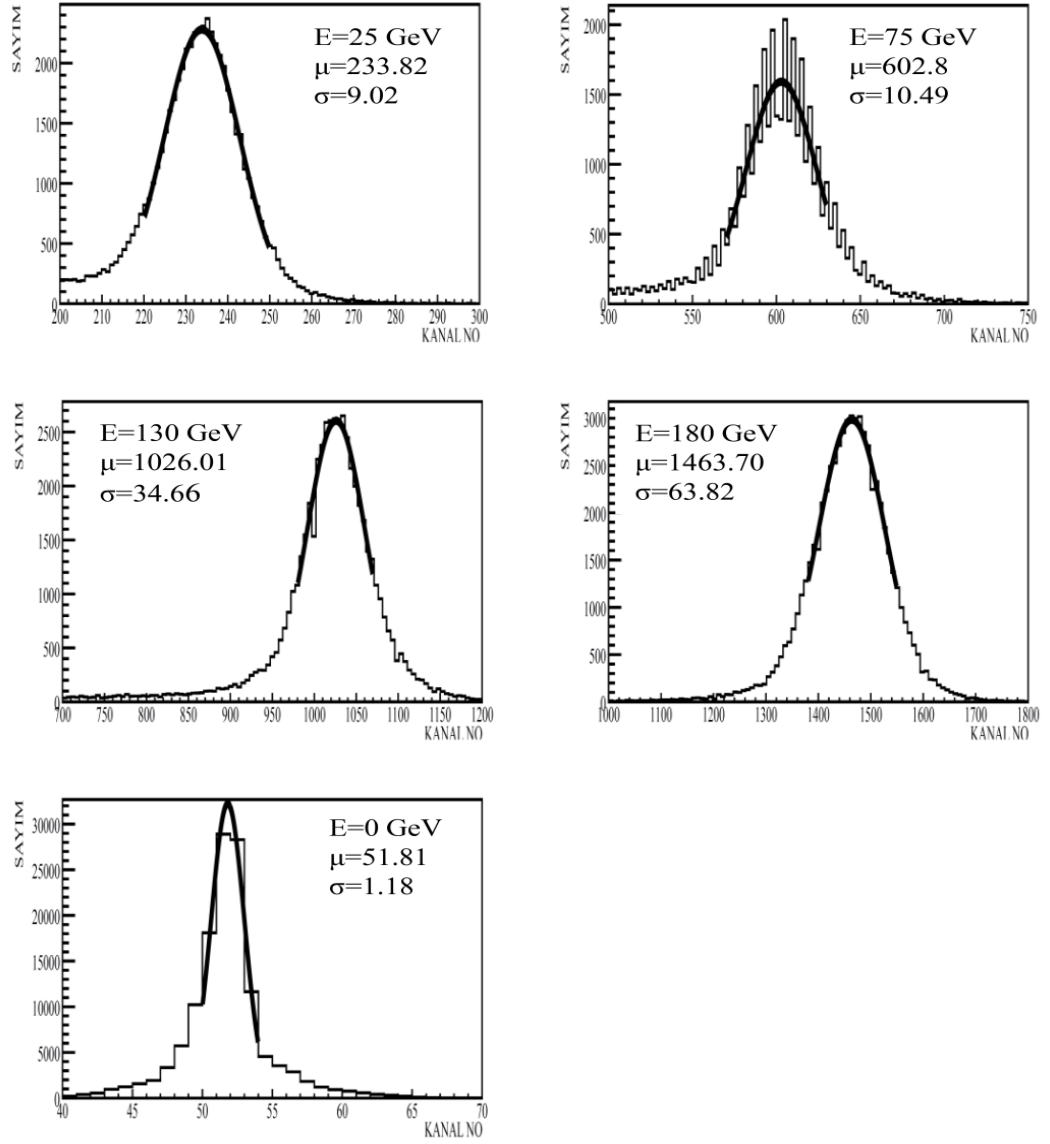
Enerji ölçerlerin ölçümlenmesi farklı yöntemlerle gerçekleştirilmektedir. SPS’de üretilen parçacıkların enerjileri yüksek olduğundan LG’nin ölçümlenmesi doğrudan

gelen parçacıkların enerji ölçer tarafından tespit edilmesiyle mümkün olabilmektedir. 180GeV, 130GeV, 75GeV ve 25GeV enerjili elektronlar gönderilerek bunların hangi kanallara denk düştükleri tespit edilmekte ve bu enerjilere karşılık gelen kanal numaralarının belirlediği noktalara doğrusal uydurma yapılarak her bir kanalın hangi enerjiye karşılık geldiği belirlenmiş olmaktadır.

LG verilerine yapılan Gauss fonksiyonu uydurmaları Şekil 3.4'te görülmektedir. Gauss uydurmasının ortalama değeri kanal numarasını verecektir. Fonksiyonun ortalama değerinin bulunmasındaki hassasiyeti arttırmak için uydurma işlemi sadece tepe civarında yapılmaktadır. Uydurma işlemi χ^2 minimize edilerek gerçekleştirilmiştir. Taban gürültüsünün enerjisi sıfır olarak kabul edilmektedir. Bununla birlikte her enerji değeri için enerji kaybı hesap edilerek deney alanına ulaşan hızın enerjisi SPS'in verdiği değerler olarak kabul edilecektir. Hesaplanan enerji değerleri ve uydurma işlemi sonuçları Tablo 3.1'de gösterilmektedir.

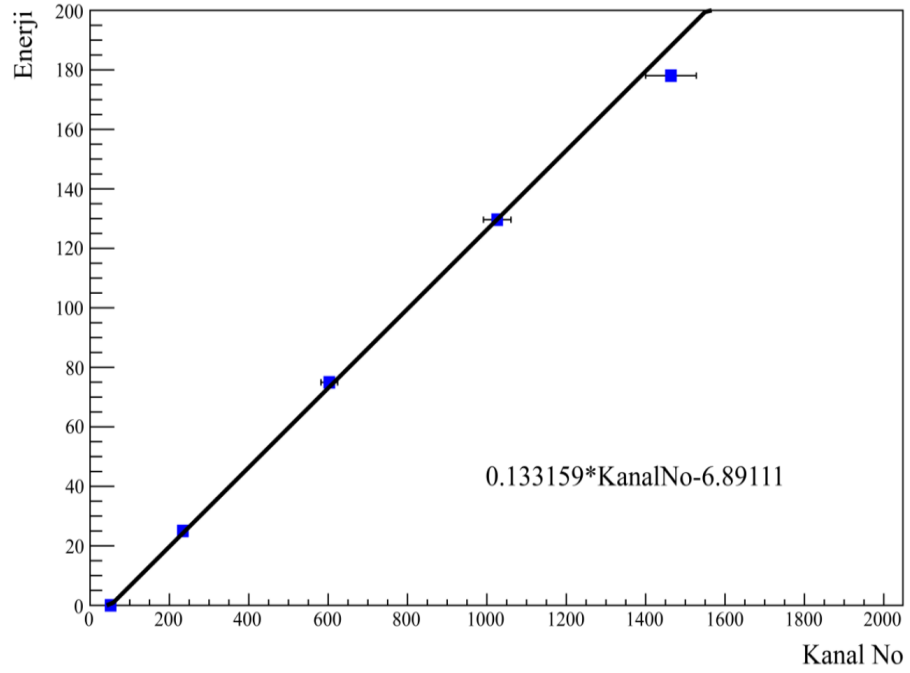
Tablo 3.1: LG enerji ölçerden alınan farklı enerjilerde elektronların verileri için gaus fonksiyonu uydurma sonuçları. μ kanal numarası σ kanal numarasının hatası olarak alınmıştır.

| Enerji [GeV] | Enerji (Hesap) [GeV] | Kanal No |
|--------------|----------------------|---------------|
| 180 | 178.053 | 1463.70±31.6 |
| 130 | 129.629 | 1026.01±17.33 |
| 75 | 74.959 | 602.8±10.49 |
| 25 | 24.999 | 233.82±4.5 |
| 0 | 0 | 51.81±0.59 |



Şekil 3.4: LG enerji ölçer ölçümleme verileri. Her şekilde farklı enerjiler için verilere yapılan merkezi Gauss uydurması ve uydurma parametreleri gösterilmektedir.

Tablo 3.1’de görülen değerler için doğrusal uydurma işlemi yapılarak LG enerji ölçeri ölçümlenmiş olmaktadır. Tablodaki değerlere yapılan uydurma Şekil 3.5’te görülmektedir.



Şekil 3.5: LG kanal no – enerji ölçümlemesi için doğrusal uydurma işlemi

BGO ölçümlenmesi ise biraz daha farklı yöntemleri gerekli kılmaktadır. Çünkü yukarıda da bahsedildiği üzere BGO 10MeV-3.5GeV enerjisine kadar olan parçacıkları tespit edebilmekte ve bu enerjideki parçacıklar doğrudan SPS tarafından üretilmemektedir. Bundan dolayı BGO ölçümleme işlemi Danimarka’da Aarhus Üniversitesi Fizik ve Astronomi Bölümü’ndeki ASTRID hızlandırıcısından alınan (Aarhus Storage Ring Denmark) 1GeV’e kadar enerjiye sahip elektronlarla gerçekleştirilmiştir[20]. Ölçümleme sonrası enerji ölçerin ayarları CERN’de de korunmuştur. CERN’de ise ölçümleme işlemi farklı bir yöntemle test edilmiştir. Bunun için 25GeV enerjili elektronlar hedefe çarptırılıp manyetik alanda saptırılarak sapma miktarı ile enerji arasındaki ilişkiden faydalanmak gerekmektedir. BGO istenilen sapma uzaklığına yerleştirilir ve bu uzaklığa hangi enerjideki elektronların geleceği bilindiğinden Aarhus’da yapılan ölçümlemenin hala geçerli olup olmadığı test edilebilir.

Şekil 3.2 ve denklem 3.5’den faydalanarak bu ölçümleme testi gerçekleştirilmiştir. BGO elektronların geliş ekseninden 58.5cm uzağa konulmuştur. Manyetik alandan ise 12 m uzakta konumlandırılmıştır. Yani sapma miktarı $\Delta x=58.5\text{cm}$ ve $L=12\text{m}$ olarak alınmıştır. B16 mıknatısı ise bu işlem için 40.7A lik akımla çalıştırılmaktadır ve bu

0.15T büyüklüğünde manyetik alan üretmektedir. Buradan hangi enerjili elektronların enerji ölçer üzerine düşeceği denklem 3.5 yardımıyla hesaplanabilir.

Denklem 3.5 düzenlendiğinde:

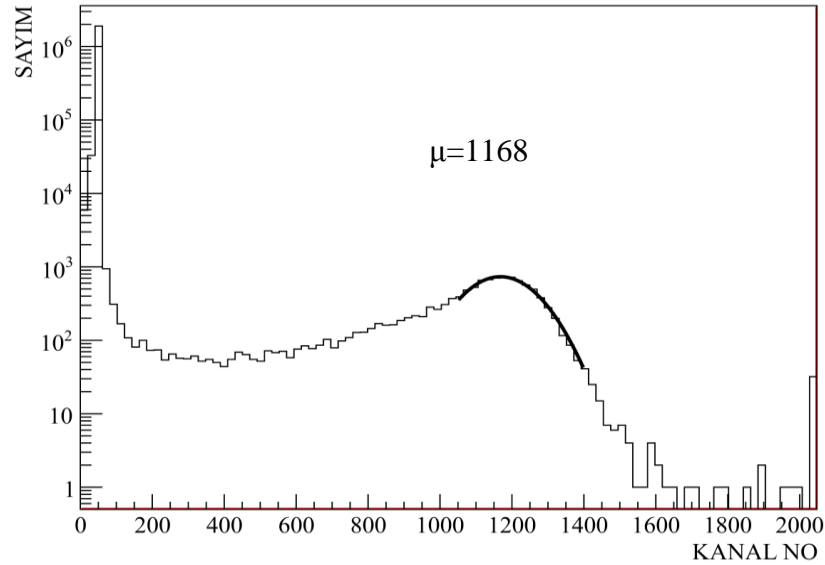
$$P = \frac{e \cdot B(T) \cdot l(m)}{\Delta x(m)} \left(\frac{l(m)}{2} + L(m) \right) \quad (3.6)$$

elde edilir. Buradan herbir değer yerine yazıldığında $P=6.66$ (eV/c) ve c ile çarpılarak $E=1.998\text{GeV}$ elde edilmektedir.

Ölçülen bu tek enerjinin denk düştüğü kanal ASTRID’de yapılan ölçümleme sonucu ile uyumludur. Bundan dolayı BGO enerji ölçeri için ASTRID’de elde edilen ölçümleme sonucu olan:

$$\text{BGO}_{\text{Enerji}} = 0.001735 \times \text{Kanal No} - 0.09867$$

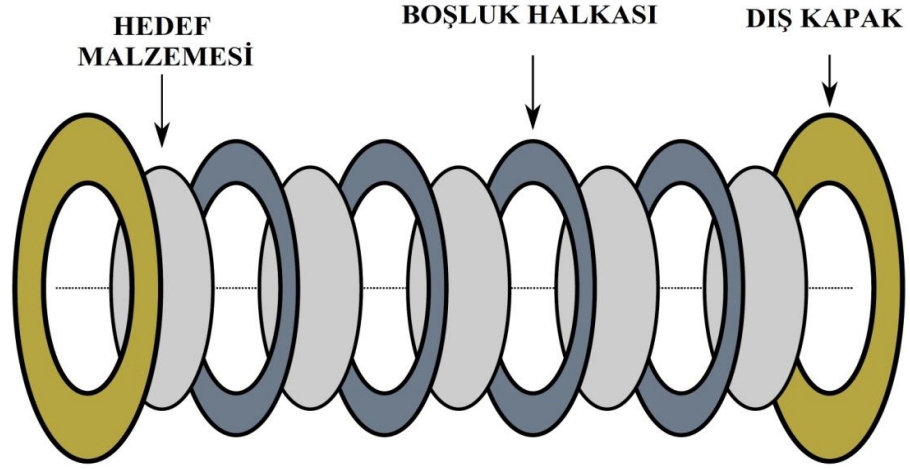
değerleri kullanılmıştır.



Şekil 3.6: BGO enerji ölçer ölçümleme verisi. Veriye yapılan merkezi Gauss uydurması ve sonuçları gösterilmektedir.

3.6. HEDEFLER

Deneyde kullanılan hedefler Tablo 3.2’de gösterilmektedir. Tabloda hedeflerin kalınlıkları ışınım uzunlukları cinsinden ve μm olarak verilmektedir. Ayrıca her hedefin E_{LPM} ve 178GeV için k_{LPM} değerleri verilmiştir. Hedefler ince levhalar bir araya getirilerek oluşturulmuştur. Hedeflerin oluşturulma şeması Şekil 3.7’de gösterilmektedir.



Şekil 3.7. Hedeflerin oluşturulma yöntemi. Temsili olarak 5 tane ince levhadan oluşan bir hedef gösterilmektedir. Her bir ince hedef, arasında hava kalmasını sağlayan halkalar konularak sıkıştırılmaktadır. Dış yüzeyler pirinç halkalar ile bir arada tutulmaktadır[20].

Hedeflerin ince levhalar şeklinde oluşturulmasının sebebi hedef kalınlıklarının ışınım dağılımı üzerindeki etkilerinin en aza indirilmesini sağlamaktır. Kalınlığın ışınım dağılımına iki şekilde etkisi olmaktadır. İlk olarak elektronlar hedefle etkileştiklerinde ortaya çıkan frenleme ışınması fotonlarının hedef içerisinde katettikleri mesafe boyunca çift oluşturma ihtimalleri vardır. Hedefin ince olması bu ihtimali azaltmaktadır. Bu da ikincil etkileşimleri en aza indirerek frenleme ışınması fotonlarının ve birincil elektronların hedefi terketmesini sağlar. İkinci olarak gelen elektronların hedef içerisinde uzun mesafeler katetmesi, çok sayıda frenleme ışınması fotonu meydana getirmelerine sebep olur. Bu da enerji ölçere üst üste foton ulaşmasını sağlar. Bu durumda enerji ölçer bu fotonları yenilenme zamanından önce geldiklerinden dolayı enerjilerinin toplamında tek bir fotonmuş gibi algılar. Bu durum foton dağılımının yüksek enerjili bölgesinde bir artışa ve düşük enerjili bölgesinde de azalmaya sebep

olur. Bu etkiye üst üste binme (pile up) etkisi denilmektedir. Dolayısıyla hedeflerin olabilecek minimum kalınlıkta seçilmesi deney sonuçlarının hassasiyetini arttıracaktır.

Levhalar çoklu saçılmaya izin vermeyecek ölçüde ince olurlarsa hedefler tek bir çekirdekten saçılmayı ifade eden BH dağılımında ışıma meydana getirirler. LPM etkisini gözlemlemek için her bir levhanın kalınlığı kuramsal olarak sonsuz, deneysel olarak çoklu saçılma uzunluğundan ve fotonların oluşum uzunluğundan daha fazla olmalıdır. Bu şekilde olabilecek minimum kalınlıklar belirlenmiştir.

Tablo 3.2: Deneyde kullanılan hedefler ve malzemelere ait ışıma uzunluğu,

E_{LPM} ve $E=178\text{GeV}$ için k_{LPM} değerleri.

| Hedef | Levha sayısı ve kalınlığı (μm) | Toplam Kalınlık [$\%X_0$] | X_0 [mm] | k_{LPM} [GeV] | E_{LPM} [TeV] |
|--------------------------------------|---|-----------------------------|------------|-----------------|-----------------|
| LDPE (CH ₂) _n | 12×1000 | 2.38 | 503.1 | 0.08 | 395.43 |
| C (Z=6) | 1×450 | 2.10 | 213.5 | 0.19 | 164.39 |
| Al (Z=13) | 9×250 | 2.52 | 88.97 | 0.46 | 69.9 |
| Ti (Z=22) | 9×100 | 2.50 | 35.9 | 1.14 | 28.21 |
| Fe (Z=26) | 6×75 | 2.55 | 17.6 | 2.31 | 13.83 |
| Cu (Z=29) | 5×75 | 2.60 | 14.4 | 2.81 | 11.32 |
| Mo (Z=42) | 5×50 | 2.60 | 9.59 | 4.19 | 7.53 |
| Sn (Z=50) | 6×50 | 2.48 | 12.1 | 3.34 | 9.51 |
| Ta (Z=73) | 10×10 | 2.44 | 4.095 | 9.52 | 3.21 |
| Referans Al | 80×25 | 2.25 | 88.97 | 0.46 | 69.9 |

Ancak çok ince hedef daha az sayıda frenleme ışması fotonu demektir. Bu durumda deney ortam ve elemanlarının ardalan ışması deneyden elde edilecek sinyali bastırır. Ardalan ışması yaklaşık $1.8X_0$ civarında beklenilmektedir. Hedeften elde edilen sinyalin ardalan ışmasından ayıklanabilmesi için hedeflerden daha yüksek seviyede sinyal elde edilmesi gerekir. Bu yüzden hedef kalınlıklarının $2.5X_0$ ve civarında olması uygundur. Bunun sağlanabilmesi için ince levhalardan aralarında boşluk (hava) bırakılıp ardarda sıralanarak toplam hedef kalınlıkları arttırılmıştır. Böylece hem ardalan ışmasından daha fazla sinyal üretecek kadar kalın hem de ikincil etkileşmeleri en aza indirebilecek şekilde ince hedefler meydana getirilmiştir.

Deneyde kullanılan hedefler içinde LDPE (Low Density Polyethylen) için LPM eşik enerjisi 0.08GeV 'dir ve bu enerji gözlemleyeceğimiz enerji aralığının dışındadır. Dolayısıyla bu hedef BH dağılımı için referans olarak kullanılmaya uygundur. Referans olarak ayrıca $80 \times 25 \mu\text{m}$ Alüminyum hedef kullanılmıştır. Bu hedef $25 \mu\text{m}$ 'lik 80 tabakadan oluşmakta ve her tabaka arasında $1000 \mu\text{m}$ boşluk (hava) bulunmaktadır. Çoklu saçılma yapamayacak kadar ince (Al için $l_p=100 \mu\text{m}$) tabakalardan meydana geldiğinden bu özelliği ile BH için referans hedef olarak kullanılmaya elverişlidir. Bu hedefler sayesinde ardalan ışması incelenecek ayrıca enerji ölçerin verimliliği belirlenecektir.

3.7. LOGARİTMİK ÖLÇEKLEME VE VERİLERİN KURAMLA KARŞILAŞTIRILMASI

Deneyde BGO enerji ölçeri kullanılarak $0.1-3.4\text{GeV}$ enerji aralığındaki foton dağılımının tespit edilmesi amaçlanmıştır. Bu enerji aralığında ise özellikle $0.1-1\text{GeV}$ arası bölgenin küçük çekirdekli ortamlarda LPM kuramının olası sorunlarını göstermesi beklenmektedir. Söz konusu enerji aralığının sağlıklı görülebilmesi için deney sonuçlarının logaritmik ölçeklenerek analiz edilmesi gerekmektedir.

Logaritmik ölçek için aralık genişliği her enerji aralığı için değişken olmak durumundadır. Başlangıç değerinden itibaren i 'inci aralık (Başlangıç Enerjisi) $\times 10^{(i-1)/b}$ şeklinde hesaplanmaktadır. b simgesi her on katlık aralığa düşen aralık sayısını ifade etmek için kullanılmıştır.

Deneyde her bir aralık genişliğine kaç tane foton düştüğü tespit edilmektedir. Bu verilerin kuramsal hesaplarla karşılaştırmasının yapılabilmesi için bazı işlemlerden geçmesi gerekmektedir. Öncelikle veriler elektron sayısına birimlenerek tek bir elektrondan meydana gelen dağılım elde edilir. Bu dağılımla kuramsal hesap arasında:

$$\frac{1}{N_e} \frac{dN}{dk} = n \Delta t \frac{d\sigma_{BH(LPM)}}{dk} \quad (3.8)$$

ilişkisi vardır. n ve Δt sırasıyla atom yoğunluğunu ve hedef kalınlığını temsil etmektedir. Logaritmik ölçekleme sonucunda elde edilen veri ise denklem 3.8 üzerinde yapılan küçük bir işlemlerle:

$$\frac{1}{N_e} \frac{dN}{d \ln k} = k \cdot n \cdot \Delta t \frac{d\sigma_{BH(LPM)}}{dk} \quad (3.9)$$

olarak logaritmik hale getirilebilir. Son olarak deneyden elde edilen dağılım logaritmik ölçeklendiği için $\ln(10)/b$ logaritmik ölçek aralık genişliğine birimlenmelidir. Bu işlemler sonunda kuramsal hesaplar ile veri karşılaştırılabilir hale gelmektedir.

3.8. ARDALAN IŞIMASI

3.8.1. Deney Ortamı ve Elemanlarının Etkisi

Kullanılan hedeflerin dışında deney ortamında frenleme ışımasına sebep olabilecek başka unsurlar da vardır. İlk olarak deney ortamı hava ile dolu olduğundan gelen elektronlar havayla etkileşerek frenleme ışıması gerçekleştirirler. B16 manyetik alanından çıkana kadar 3.353m boyunca hava ile dolu olan alan yaklaşık $1X_0$ kalınlığında bir ışımaya karşılık gelen ardalan ışıması meydana getirecektir. İkincisi ışıldayıcılardır. S1 ve S2 gelen elektronların tanımlanması için geçmesini istediğimiz ışıldayıcılardır ve bunlar da her biri 0.5mm kalınlığında olup $0.24X_0$ kalınlığında bir ardalan ışıması meydana getirirler. Elektronun gelirken geçmiş olduğu tüpler ve bu tüplerin çıkış pencerelerinden ve ışıldayıcıların sarılı olmuş olduğu bantlardan kaynaklanan ardalan ışıması kalınlığı da toplam $0.5X_0$ civarında hesaplanmıştır. B16 manyetik alanından sonra elektronlar sapmaya uğrayacağından meydana getirecekleri ışıma enerji ölçere ulaşmayacaktır. Böylece deney ortamının frenleme ışımasına katkısı olarak toplamda $1.75X_0$ civarında bir ardalan ışıması beklenilmektedir.

Bu ardalın ışımalarının ayıklanması ham veriden hedef kullanılmadan elde edilen veri çıkarılarak gerçekleştirilmektedir. Bu çıkartma işleminde istatistiksel hata payı artacağından deneyin hedef kullanılmadan çalıştırılmasında istatistik yüksek tutulmaktadır.

3.8.2. Eşzaman Işımasının Ardalan Etkisi

Bölüm 2.2’de ele alındığı üzere elektronların manyetik alanda sapması sonucunda eşzaman ışması meydana gelmektedir. Burada bölüm 2.2’den hareketle eşzaman ışmasının deney ortamında foton dağılımına nasıl etki edeceğini öngörmeye çalışacağız.

Kritik frekans ω_c denklem 2.10’da verildiği üzere:

$$\omega_c = \frac{3}{2} \gamma^3 \left(\frac{c}{\rho} \right)$$

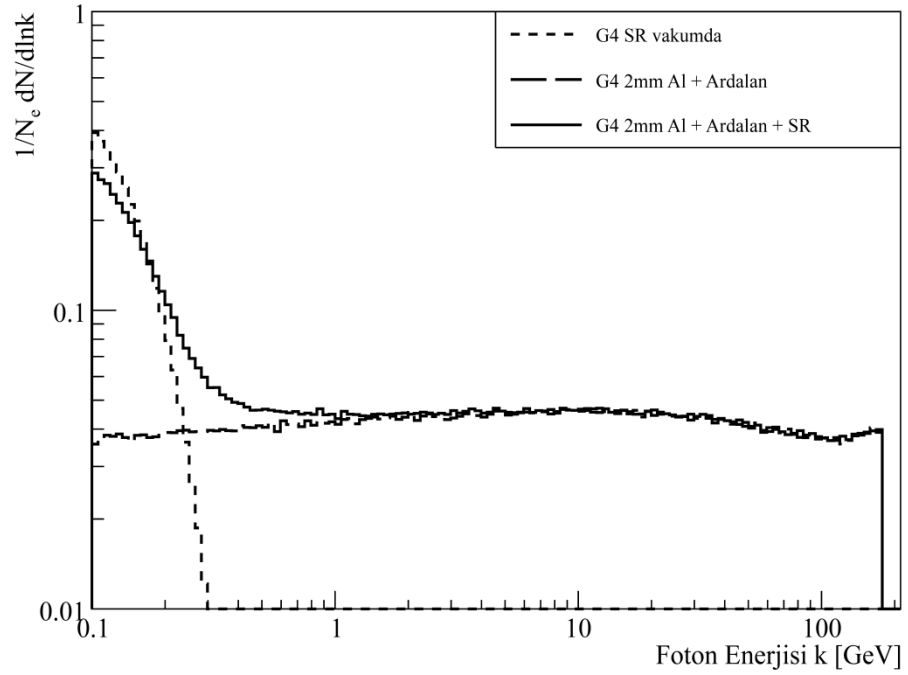
olarak bilinmektedir. ρ yarıçapı yerine P/eB yazarak ve her iki tarafı \hbar ile çarparak kritik enerji:

$$\hbar\omega_c = \frac{3\gamma^3 e \hbar c B}{2P} \quad (3.7)$$

biçiminde ifade edilebilir. Buradan $B=1.45T$ ve $P=178GeV/c$ olan deney düzeneğimizde $\hbar\omega_c=30MeV$ olarak bulunmaktadır. Bu enerjiden büyük değerlerde eşzaman ışmasının foton dağılımı üstel olarak düşmektedir. Bu durumda eşzaman ışmasının toplam foton dağılımına etkisi $300MeV$ ’e kadar sürecektir. $300MeV$ ’den büyük enerjiler için ise üst üste binme etkisi sebebiyle daha az ama yine de belirgin bir etkisinin olacağı düşünülebilir. Bu da gözlemek istediğimiz aralığın eşzaman ışmasının yoğun etkisi içerisinde kaldığı anlamına gelmektedir. Bu yüzden eşzaman ışmasının yaratacağı sinyali daha yakından incelemek durumundayız.

Eşzaman ışmasının enerji aralığı $\hbar\omega_c$ ile orantılıdır. Kritik enerji arttıkça yayınlanan foton dağılımı yüksek enerjilere doğru kayacaktır. Bu Şekil 2.3’ten kolaylıkla görülebilir. Foton dağılımının tepe noktası kritik enerji ($\gamma \approx 1$) civarındadır. Foton sayısı N_{SR} ise denklem 2.12 göz önüne alınırsa gelen elektron enerjisi ile orantılıdır.

Frenleme ışması foton sayısı N_B ise hedef kalınlığı ile orantılıdır. Eğer frenleme ışması foton sayısı eşzaman ışması foton sayısından çok daha fazla olursa ($N_B \gg N_{SR}$) eşzaman ışması etkisi önemini yitirecektir. Ancak bunun sağlanabilmesi için $\%2.5X_0$ dan çok daha kalın hedeflerin kullanılması gerekir ki bu da Bölüm 3.6'da ele alınan ikincil ışmalara ve üst üste binme etkisine sebep olur. Bu yüzden daha kalın hedefler kullanılmamaktadır. Ancak bu durumda da bir üst üste binme etkisi vardır. Enerji ölçere hem frenleme ışması hem de eşzaman ışması fotonları gelmektedir ve eğer enerji ölçerin ayırt etme zamanından daha kısa süre içerisinde gelirlerse enerji ölçer bunların bileşimi olan tek bir foton kaydetmektedir. Bu yüzden dağılımın küçük enerjili bölgesindeki sayımda azalma ve daha yüksek enerji bölgesindeki sayımda ise artma meydana gelecektir.



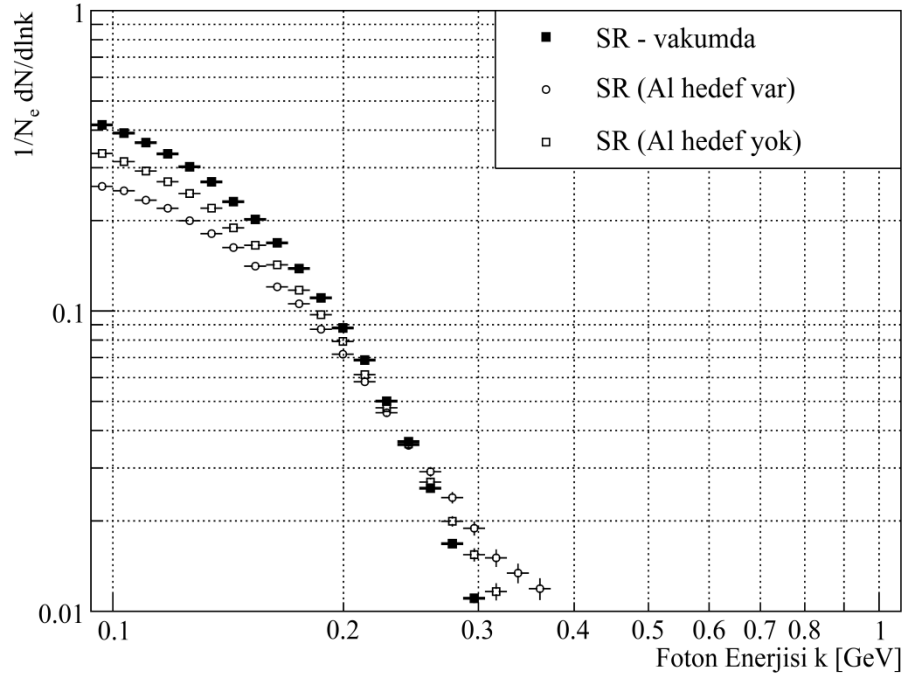
Şekil 3.8: Eşzaman ışmasının frenleme ışması dağılımına etkisi. Eşzaman ışması (SR), 2mm Alüminyum ($\%2.25X_0$) ve Alüminyum+SR için Geant4 benzetimleri verilmektedir. Eşzaman ışması (SR) vakum ortamda üretilmiştir. Alüminyum+Ardalan dağılımı eşzaman ışması dahil edilmeden, Alüminyum+Ardalan+SR dağılımı ise eşzaman ışması dahil edilerek üretilmişlerdir. Benzetimlere LPM etkisi dahil edilmemiştir.

Geant4 ile BGO enerji ölçeri için yapılan benzetimlerde eşzaman ışmasının etkisi incelenmiştir. Şekil 3.8'deki grafik üç ayrı benzetim içermektedir. İlki vakum ortamda

yapılan eşzaman ışımasıdır (SR). Burada ortamda herhangi bir ardalan ışıması olmadığından yalnızca eşzaman ışımasından kaynaklanan fotonlar tespit edilmiştir. İkincisi eşzaman ışıması dahil edilmeden deney düzeneğinin bütün elemanlarını kapsayan Alüminyum (Al+Ardalan) hedeften elde edilen frenleme ışımasıdır. Buna hava ve ışıldayıcıların ardalan katkısı dahildir. Üçüncüsü ise eşzaman ışıması da dahil edilerek Alüminyum ($2.25X_0$) hedeften meydana gelen ışıma (Al+Ardalan+SR) dağılımıdır. Benzetimlerde 2.10^6 örnek olay meydana getirilmiştir. Deney düzeneğinin ardalan ışıması katkısı $1.8X_0$ 'dır.

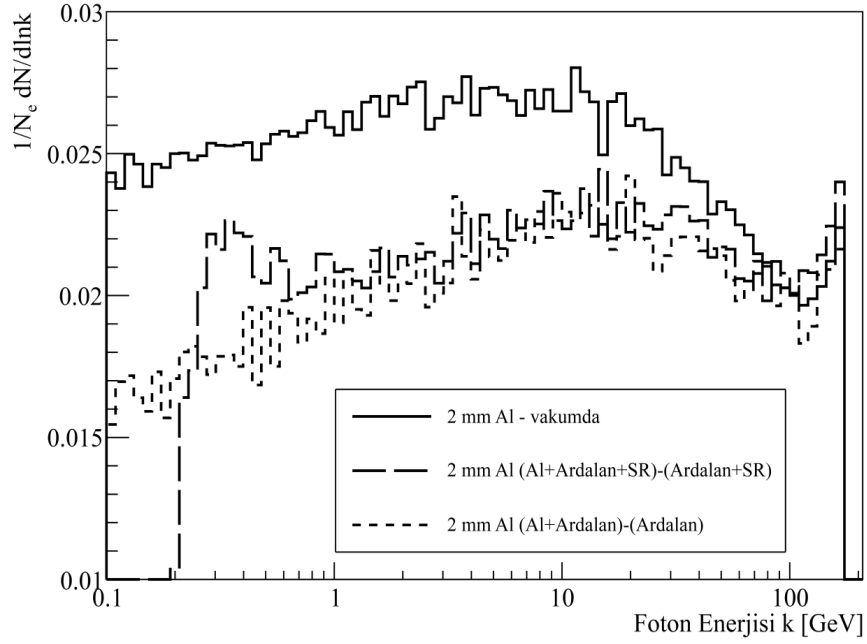
Şekil 3.8 eşzaman ışımasının 1GeV'e kadar dağılımı etkilediğini göstermektedir. Ayrıca vakum ortamdaki eşzaman ışımasının hedef varken azaldığı görülmektedir. Bunun sebebi hüzmelin manyetik alana gelene kadar hedef ve hava ile dolu olan ortamda enerji kaybetmesidir. Eşzaman ışımasının foton sayısı gelen elektronun enerjisi ile orantılı olduğundan bu beklenen bir sonuçtur. 178GeV enerji ile gelen elektronlar manyetik alana ulaşıncaya kadar 2mm alüminyum ($2.25X_0$), yaklaşık 1.5m hava ($0.5X_0$) ve ışıldayıcılardan ve bunların sarılı oldukları bantlardan ($0.5X_0$) geçerken enerjileri denklem 2.18'e göre 172.3GeV'e kadar azalmaktadır. Benzer şekilde hedef olmasa bile deney ortamı ve elemanlarından kaynaklanan enerji kaybı mevcuttur. Bu durum basit bir çıkarma işlemi ile eşzaman ışımasının ayrıştırılamayacağını göstermektedir. Çünkü hedef varken ve yokken gerçekleşen eşzaman ışıması miktarı farklı olacaktır.

Vakumda, hedef varken ve hedef yokken elde edilen eşzaman ışıma dağılımları Şekil 3.9'da gösterilmektedir. Hedef yokken elektron enerjisi manyetik alana ulaştığında 175GeV civarındadır. Hedef varken ise 172GeV enerjisine kadar düşmektedir. Bu enerji farkının eşzaman ışıması foton dağılımına etkisi şekilde açıkça görülmektedir. Ardalan ışımasını hedef ile elde edilen ışımadan çıkartarak ayıklamak mümkün olsa bile çıkartma işlemi eşzaman ışımasının bulunduğu bölgede sağlıklı sonuç vermeyecektir. Çünkü bu bölgedeki ışımlar her iki durum için aynı olmayacaktır. Bu durumu Şekil 3.10'da görebilmekteyiz. Şekil Geant4 benzetimlerinden elde edilen verilerin çıkartma işlemine tabi tutulması sonucu oluşan dağılımları göstermektedir.



Şekil 3.9: Geant4 eşzaman ışınması dağılımları. Alüminyum hedef varken, hedef yokken ve vakumda elde edilen dağılımlar.

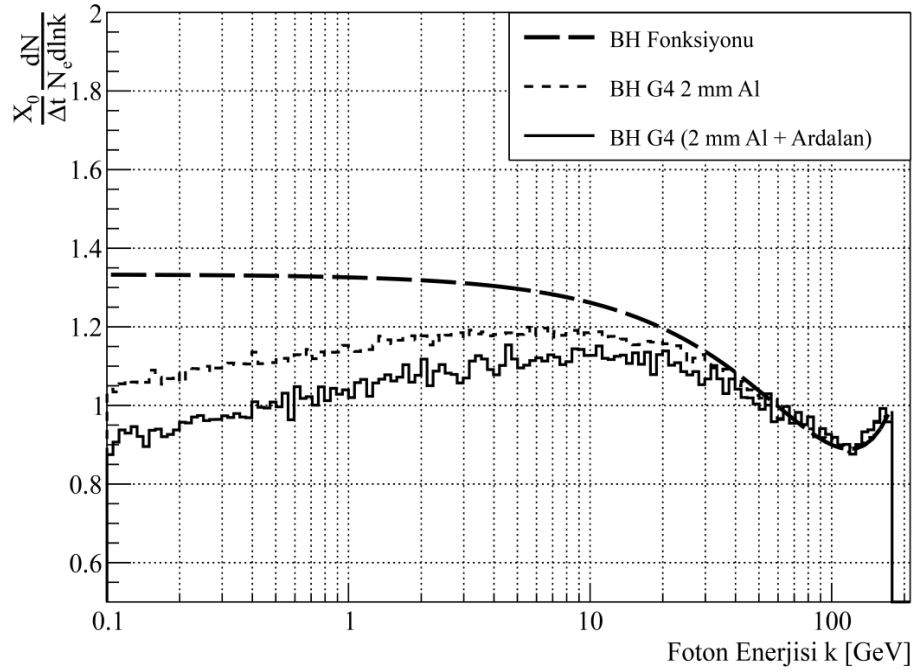
Şekil 3.10'daki üç dağılım da Genat4 ile farklı yöntemlerle elde edilmiştir. Düz çizgi ile gösterilen foton dağılımı 2mm alüminyum hedefin hiçbir ardalan ışınması olmadan vakum ortamda meydana getirdiği ışımadır. Doğal olarak üzerinde hiçbir ardalan ışınması etkisi yoktur. Uzun kesikli çizgi ile gösterilen dağılım hem eşzaman hem de frenleme ışınmasının ardalan etkisini içinde barındırmaktadır. Bu dağılım için önce 2mm alüminyum hedeften hava ortamında ve eşzaman ışınmasının da varlığı altında yayınlanan ışınma tespit edilmiş, daha sonra alüminyum hedef kaldırılarak ortamdaki kaynaklanan frenleme ve eşzaman ışınmaları toplamı elde edilmiştir. Bu iki veri birbirinden çıkarılarak (Al+Ardalan+SR)-(Ardalan+SR) şeklinde ifade edilen foton dağılımı elde edilmiştir. Yani bu şekilde ardalan ışınması ayrıştırılıp sadece hedeften kaynaklanan ışınma görülmek istenmiştir. Üçüncüsü ise ikinci ile aynı ancak eşzaman ışınmasına izin verilmeden gerçekleştirilen benzetimdir. Bu sayede aynı dağılımı, yani yalnızca hedeften kaynaklanan dağılımı vermesi beklenen dağılımlarda, eşzaman ışınmasının ve deney ortamından kaynaklanan frenleme ışınmasının etkisinin neler olduğu görülebilmektedir. Şekilden görüldüğü üzere eşzaman ışınmasının dahil edildiği durumda foton dağılımı çıkartma işlemi sonucu negatif değerlere gitmektedir.



Şekil 3.10: 2mm Alüminyum hedef için frenleme ışınları dağılımları Geant4 ile farklı yöntemler uygulanarak elde edilmiştir. Düz çizgi vakum ortamda gerçekleştirilen benzetim sonuçlarıdır. Uzun kesikli çizgi ile gösterilen dağılım eşzaman ışınları ve deney ortamı ile beraber hedef varken elde edilen ışımadan ardalan toplam ışınları çıkartılarak elde edilmiştir. Kısa kesikli çizgi ile gösterilen dağılım ise eşzaman ışınları olmadan hedef varken elde edilen ışın ile hedef yokken elde edilen ışınların farkını göstermektedir.

3.8.3. Ortam Kalınlığının Veri Üzerindeki Etkisi

Şekil 3.10'da vakum ortamda yapılan benzetim sonucunda elde edilen ışın ile diğer ışın dağılımlarının 75GeV'in altında ayrıştığı görülmektedir. Bunun iki sebebi vardır. Birincisi yayınlanmış olan fotonların enerji ölçüye ulaşmadan önce gerçekleştirebileceği etkileşimlerdir. Hedef kalınlığına bağlı olarak yayınlanan fotonlar hedef içerisinde çift oluşturabilirler. Düşük enerjilerde etkileşme ihtimali daha yüksek olduğundan küçük enerji bölgesinde foton dağılımında bir azalma meydana gelmesi normaldir. İkinci sebep ise yine hedef kalınlığı ile orantılı olarak çoklu foton yayınlanma etkisidir. Hedef içerisinden geçen elektronlar birden fazla foton meydana getirdiğinde bu fotonlar aynı anda enerji ölçüye ulaşmakta ve benzetimlerde bu fotonlar tespit edilmemektedir. Çünkü enerji ölçer çoklu fotonların toplam enerjisinde tek bir foton kaydedecektir ki bu durum dağılımdan, sonrasında ayıklanamayacak kadar karmaşık bir sonuç oluşturmaktadır. Sonuç olarak ardalan mevcutken toplam hedef kalınlığı vakum ortamdakine göre iki kat daha fazladır ve çoklu foton yayınlanması ihtimali aynı oranda yüksektir. Hedef kalınlığının ışın dağılımına etkisi kalınlığa birimlenmiş foton dağılımını gösteren Şekil 3.11'de görülebilir.



Şekil 3.11: Ortam kalınlığının ışınma dağılımlarına etkisi. Alüminyum (% $2.25X_0$), Alüminyum+Ardalan (% $2.25X_0 + 1.8X_0$) Geant4 benzetimleri ve BH fonksiyonu. Benzetimlerde LPM etkisi dahil edilmemiştir.

Şekilde vakum ortamda 2mm (% $2.25X_0$) kalınlığında alüminyum, ardalan varken (% $1.8X_0$) 2mm alüminyum ve BH fonksiyonu gösterilmektedir. Bütün dağılımlar BH tesir kesitini yansıtmaktadır. Ancak her iki dağılım da fonksiyonla örtüşmemektedir. Ardalan varken fonksiyondan sapma daha fazladır. Çünkü ardalan varken kalınlık alüminyum ve deney ortamının toplam kalınlığında, yani yaklaşık % $4X_0$ civarındadır. Vakumda ise yalnızca alüminyum kalınlığı ışımaya sebep olmaktadır. Kalınlık arttıkça BH fonksiyonundan sapma artmaktadır. Bu herhangi bir LPM veya başka bir baskılama mekanizmasının sonucu değil, tamamen “gerçek hayatla” kuramsal hesaplar arasındaki ilişkidir. BH fonksiyonu tek bir çekirdekte yayınlanan foton dağılımını gösterir. Oysa “gerçek hayatta” tek bir çekirdekte elektron saçılmasını gözlemlemek olanaksızdır. Hedef kalınlaştıkça devreye başka etkileşimler girmektedir. Küçük enerjili fotonların hedef kalınlaştıkça hedef içerisinde saçılarak yok olması, çoklu foton yayılması sonucu enerji ölçer fotonları ayrıştırılamaması ve benzeri etkenlerden dolayı BH hesabı ile belli bir enerjinin altında sapma olması normaldir.

Benzetimlerden elde edilen sonuçlar verileri birbirinden çıkartarak ardalan ışımından kurtulmanın sağlıklı bir yöntem olmayacağını açıkça göstermektedir. Deney ortamının

ardalan frenleme ışması için bu mümkün olsa bile eşzaman ışmasının yaratmış olduğu ardalan ışmasının ayıklanması için çıkartma işleminden başka yöntemler veya çıkartma işlemine ek olarak başka işlemler geliştirilmesi gerekmektedir.

4. BULGULAR

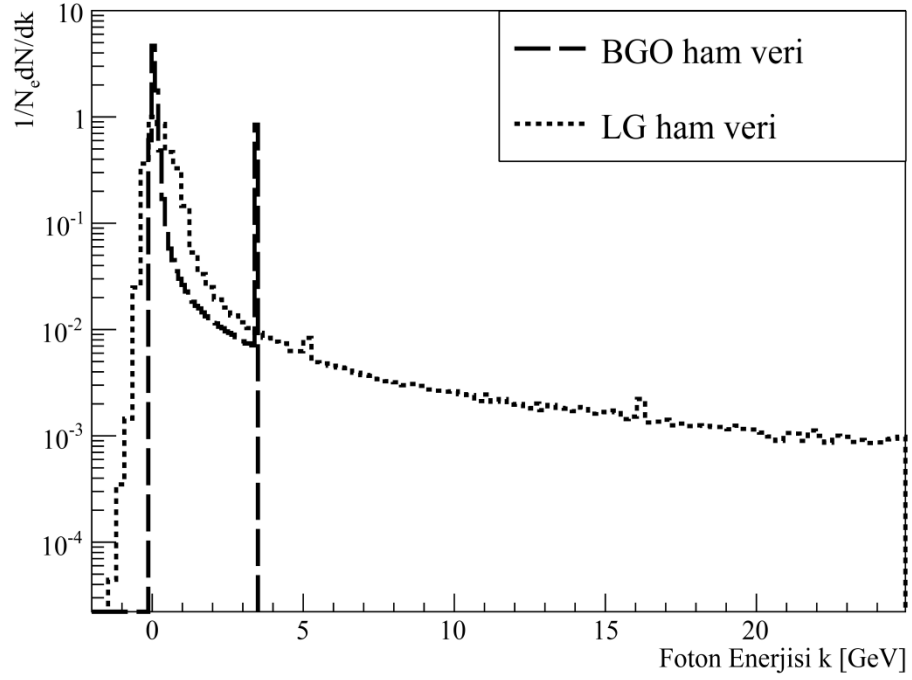
Deneyden elde edilen veriler her hedef için frenleme ışması, eşzaman ışması ve yayınlanan fotonların üst üste binme etkileriyle beraber çift oluşumu, iyonizasyon gibi enerji kayıplarını kapsayan, deney ortamındaki bütün fiziksel süreçlerin sonuçlarını barındırmaktadır. Bu verilerden her hedef için bir elektrondan birim kalınlık başına frenleme ışması foton dağılımını elde etmek için, verilerin içerisinde bulunan diğer bütün fiziksel süreçlerin sonuçlarını veriden ayıklamak gerekmektedir.

Verilerin ayıklanması işlemi ardalan ışmasının incelenmesiyle başlayacaktır. Ardalan ışması iki baskın fiziksel süreci barındırmaktadır. Bunlar deney ortamının sebep olduğu frenleme ışması ve eşzaman ışmasıdır. Her iki ışmanın Bölüm 3.8'deki öngörüler ile karşılaştırılması yapılarak veri üzerindeki etkileri incelenecektir. Daha sonra üst üste binme etkisini ve ardalan ışmasını veriden ayıklamak üzere, veri çeşitli işlemlerden geçirilerek yalnızca hedeften elde edilen ışma dağılımına ulaşılacaktır. Hedef kalınlıklarının deneysel yöntemlerle elde edilmesi ve bulunan kalınlıkların beklenen kalınlıklarla karşılaştırmasının yapılmasından sonra ışma dağılımları hedef kalınlıklarına birimlenerek bir elektrondan meydana gelen birim kalınlık başına foton dağılımı elde edilecektir.

Verilerin analiz edilmesi sırasında kavram karışıklığına yol açmamak için "ham" ve "saf" veri kavramlarına yüklenen anlamları açıklamak gerekmektedir. Ham veri, üzerinde işlem yapılmamış, ardalan veya başka her hangi bir ışma çıkarılmamış, deneyden doğrudan elde edilen veriyi tanımlamak için kullanılmıştır. Saf veri ise, ardalan ve diğer etkiler ayıklandıktan sonra geriye kalan ve yalnızca hedeften kaynaklanan ışmayı temsil eden veridir. Ayrıca Geant4 benzetimlerinden elde edilen sonuçlardan "benzetim verisi" olarak söz edilmektedir.

4.1. ARDALAN IŞIMASI

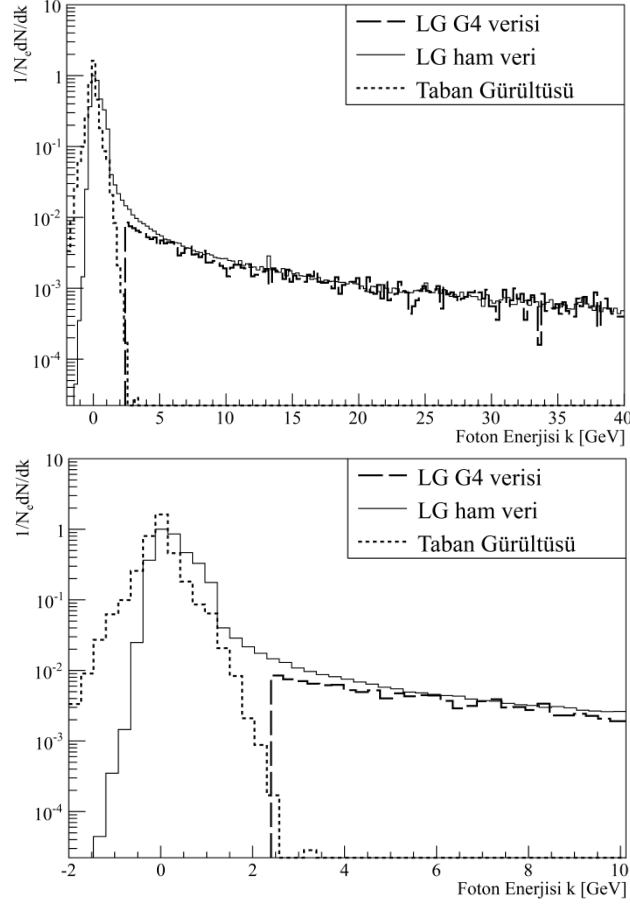
Ardalan ışması hedef konulmaksızın gerçekleştirilen ölçümler sonucu tespit edilmektedir. Her iki enerji ölçer ile deney ortam ve elemanlarından kaynaklanan ışma tespit edilmiştir. Şekil 4.1’de BGO ve LG’den elde edilen ardalan ışması gösterilmektedir. Her iki veri olay sayısına birimlenmiştir.



Şekil 4.1: BGO ve LG’den elde edilen ardalan ışması. LG için 2.5GeV altında kalan bölge taban gürültüsüdür. BGO ise ancak 3.4GeV enerjisine kadar fotonları tespit edebilmektedir. Bu enerjiden daha büyük enerjilerde BGO’ya ulaşan fotonlar son kanalda toplanmışlardır.

LG enerji ölçeri ile 2.5-178GeV enerji aralığında ölçüm yapılmıştır. 2.5GeV enerji değerinin altında taban gürültüsü baskındır. BGO ise 3.4GeV’e kadar enerjiye sahip fotonları tespit edebilmektedir. 0 – 3.4GeV arasındaki bölgede iki veri arasında görülen fark, bu bölgede LG verisi üzerindeki taban gürültüsünün bir sonucudur. Grafikten görüldüğü üzere iki enerji ölçerden alınan sinyal birbirini tamamlar niteliktedir. Her iki enerji ölçer için BH uydurma işlemi sonucunda ardalan ışması kalınlığı $(\%1.8 \pm 0.1)X_0$ olarak tespit edilmiştir. Bu değer benzetimlerden elde edilenle örtüşmektedir.

Benzetimlerden elde edilen foton dağılımı ile deneyden elde edilen dağılımın karşılaştırması Şekil 4.2’de görülmektedir.



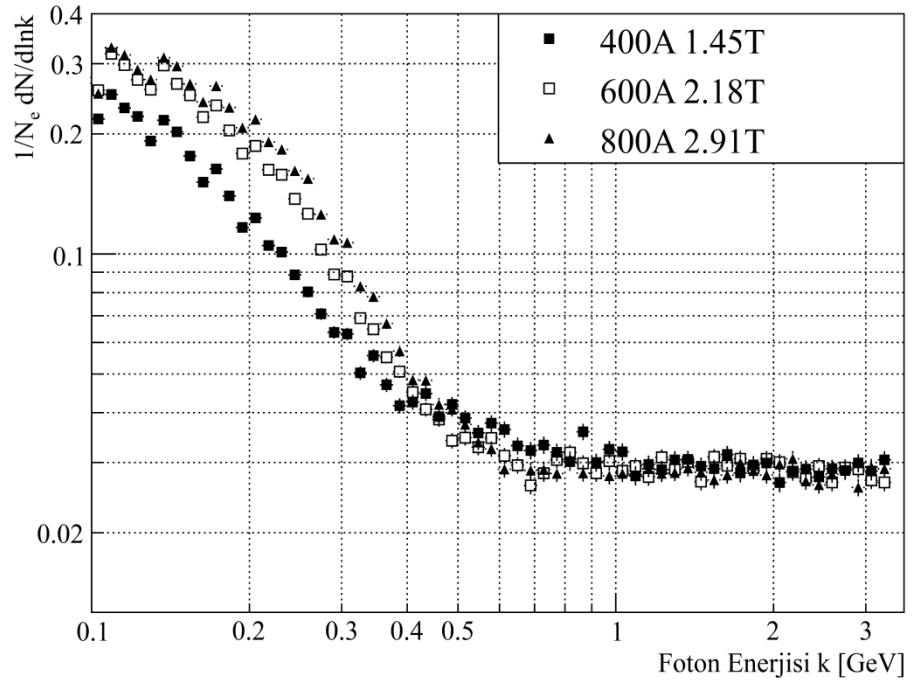
Şekil 4.2: Geant4 ve deneyden elde edilen ardalan ışınması ve LG taban gürültüsü. Altta, üstteki dağılımın küçük enerji bölgesi gösterilmektedir.

Ardalan için gerçekleştirilen Geant4 benzetiminde 2 milyon olay yaratılmıştır. Elde edilen sonuçlar ile deneyde elde edilen sonuçlar LG için 4GeV enerji değeri üzerinde örtüşmektedir.

4.1.1 Eşzaman Işınmasının Veri Üzerindeki Etkisi

Eşzaman ışınmasının etkilerini deneysel ortamda detaylı olarak anlayabilmek için farklı kalınlık ve farklı büyüklükteki manyetik alanlarda LDPE dağılımı üzerindeki etkileri incelenmiştir. Farklı manyetik alanlar uygulanarak 3mm (%0.6X₀) LDPE hedeften elde edilen foton dağılımları Şekil 4.3’te gösterilmektedir.

Eşzaman ışımalarının kritik enerjisi 1.45Tesla manyetik alan için 30.5MeV, 2.18Tesla için 46MeV ve 2.91Tesla için 61.5MeV'dir. Bölüm 2.2'de ele alındığı üzere bu enerjilerden sonra eşzaman ışımaları üstel olarak düşmektedir. Şekil 4.3'te 1GeV'in üzerinde her üç dağılım çakışmaktadır. Bu durum 1GeV üzerinde eşzaman ışımalarının etkisinin olmadığını göstermektedir. 1GeV altında ise beklenildiği gibi manyetik alan şiddetinin artmasıyla eşzaman ışımaları şiddeti artmaktadır.

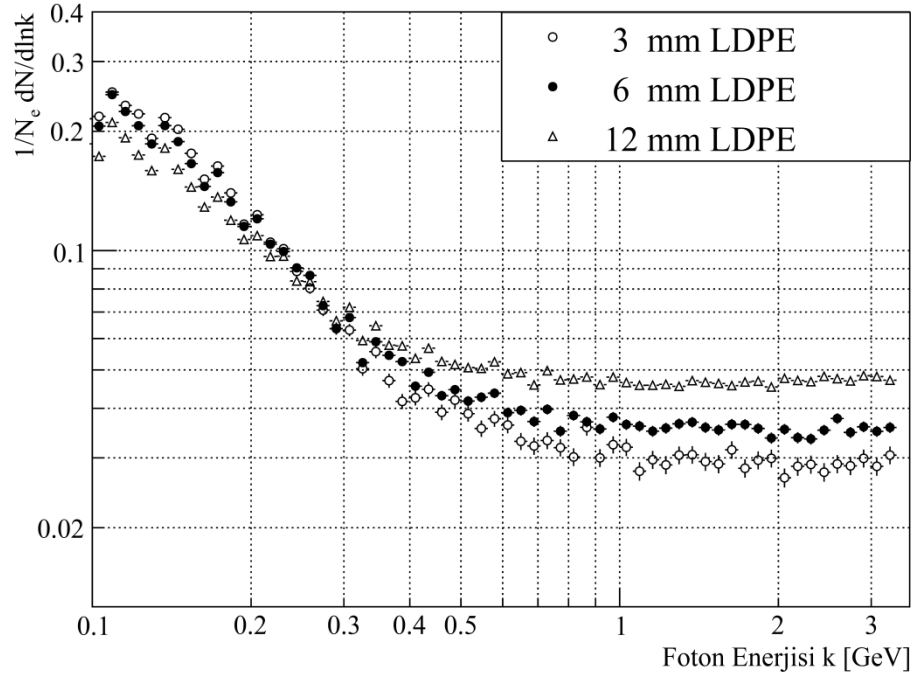


Şekil 4.3: Üç farklı manyetik alan şiddetinin meydana getirdiği eşzaman ışımalarının 3 mm (%0.6X₀) LDPE foton dağılımı üzerindeki etkisi.

Aynı şiddetteki manyetik alan ile meydana gelen eşzaman ışımalarının farklı kalınlıktaki hedeflere etkisi ise Şekil 4.4'te gösterilmektedir. Kullanılan manyetik alan şiddeti 1.45Tesla'dır. Kalınlık arttıkça eşzaman ışımalarının etkisinin azaldığı görülmektedir. Foton dağılımlarının düzleştiği bölge frenleme ışımalarının eşzaman ışımalarına baskın hale gelmesini ifade etmektedir. 12mm LDPE için 0.5GeV enerjisinden itibaren dağılım düzleşmektedir. Kalınlığın azalması ile dağılımın düzleştiği enerji değeri 6mm LDPE için 0.7GeV ve 3mm LDPE için ise 0.9GeV olmaktadır. Bu sonuç beklentilerle uyumludur. Çünkü eşzaman ışımaları foton sayısının frenleme ışımaları foton sayısına

oranı kalınlıkla değişmektedir ve kalınlık arttıkça azalmaktadır. Kalınlık arttıkça frenleme ışması foton sayısı artacak, aynı zamanda hedef içerisinde daha fazla enerji kaybeden elektronlar daha az bir eşzaman ışmasına sebep olacaklardır. Eşzaman ışmasındaki azalma 0.1-0.3GeV enerji değerleri arasındaki foton dağılımına bakılarak rahatlıkla tespit edilebilmektedir.

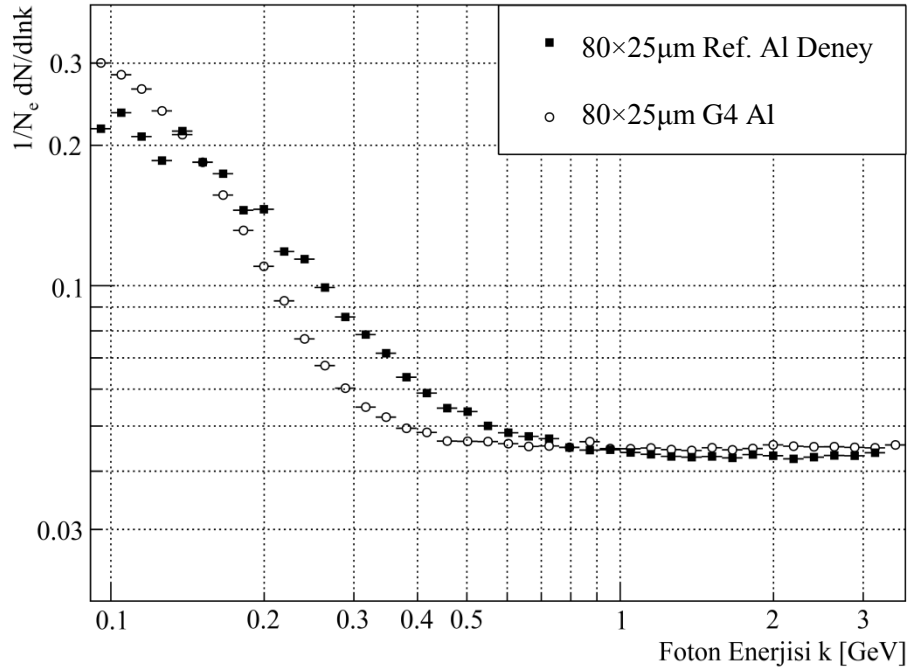
Deneyde kullanılan hedefler 12mm LDPE'ye ($\%2.4X_0$) yaklaşık olarak eşdeğer kalınlıktadır. Dolayısıyla 0.5GeV üzerinde eşzaman ışmasının doğrudan etkisi ham verilerde görülmeyecektir. Ancak hedef olmadan elde edilen veri için aynı şeyi söylemek mümkün değildir. Eşzaman ışmasının hedef yokken elde edilen veriye 3mm LDPE'den daha fazla etkide bulunacağı öngörülebilir. Bu durumda saf verilerde eşzaman ışmasının 1GeV'e kadar foton dağılımını etkilediği söylenebilir.



Şekil 4.4: Eşzaman ışmasının aynı manyetik alan (1.45T) altında farklı kalınlıklardaki LDPE hedefler üzerindeki etkisi

Eşzaman ışımasının Şekil 4.3 ve 4.4'te açıkça görülmeyen gizli bir etkisi daha vardır. Bu etki benzetimlerle karşılaştırma sonucunda gözlenebilmektedir. Şekil 4.5'te referans olarak kullanılan Alüminyum hedeften elde edilen deney ve benzetim sonuçları karşılaştırılmıştır. Geant4 benzetiminde üst üste binme etkisi dahil edilmemiştir. Bu sayede üst üste binme etkisi daha açık olarak görülebilmektedir.

150MeV'e kadar olan bölgede deney sonucu elde edilen foton dağılımı benzetimden elde edilene göre maksimum farkın olduğu yerde %20 daha azdır. 150MeV üzerinde ise 0.7GeV'e kadar deney sonucu benzetim sonucuna göre, maksimum olduğu yerde %30 daha fazladır. Hem frenleme ışıması hem de eşzaman ışıması fotonları küçük enerji bölgesinde foton sayısı fazla olduğundan üst üste binerek enerji ölçere ulaşmış ve bunun sonucunda enerji ölçer daha yüksek enerjili tek bir foton tespit etmiştir. Bu yüzden küçük enerjilerde dağılım azalırken daha yüksek enerjilerde artmıştır.



Şekil 4.5: Geant4 benzetimi ve deneyden elde edilen 80x25 mm Al verileri. Benzetime fotonların üst üste binme etkisi dahil edilmemiştir. Deneyden elde edilen veride 0.2GeV enerjisinin altında foton sayısı benzetimden elde edilene göre daha az, 0.2GeV üzerinde ise daha fazladır. Bu farklılık üst üste binme etkisinin bir sonucudur.

Ardalan ışıması için yapılan gözlemler, eşzaman ışımasının 1GeV'e kadar veriyi etkilediğini göstermektedir. Hedef kalınlığının artması ile ters orantılı olarak bu enerji değeri düşmektedir. Bu durum hedefin sebep olduğu ışımanın bulunabilmesi için ham veriden ardalan ışımasını çıkarmanın yeterli olmadığını göstermektedir. Bunu telafi etmesi için enerji ölçer verimlilik fonksiyonu kullanılacaktır.

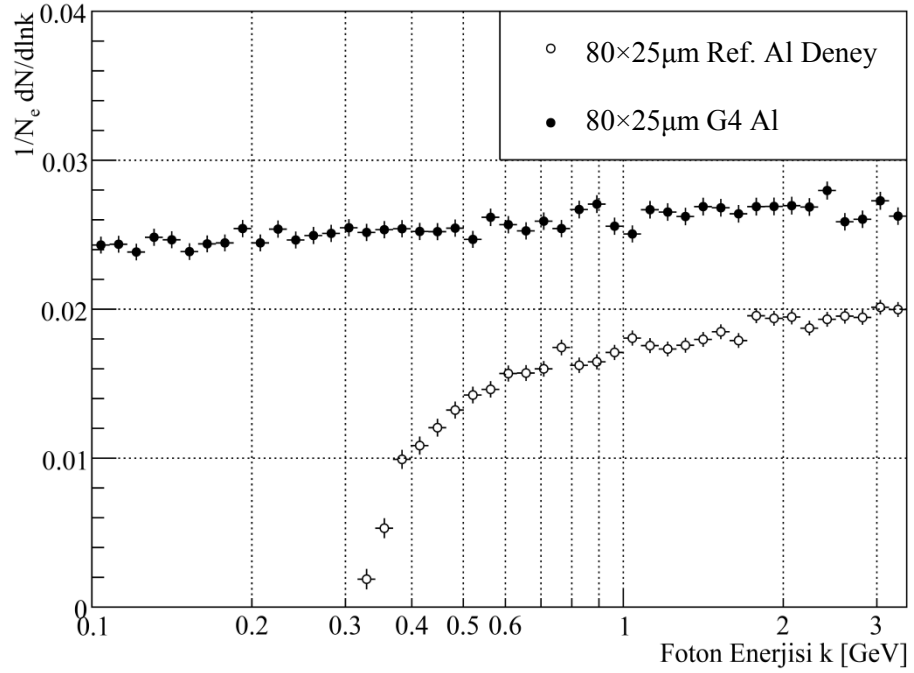
4.2. ENERJİ ÖLÇER İÇİN VERİMLİLİK FONKSİYONU

Ham referans alüminyum hedeften, hedef olmadan elde edilen veri çıkarıldığında sonuç Şekil 4.6'daki gibi olmaktadır. Ardalan çıkarılmış veri Bölüm 3.8'de bahsedilen sebeplerden ötürü Geant4 benzetimi ile örtüşmemektedir. Çıkarılan veri 0.3GeV altında negatif değerlere inmiştir. Bu bölgenin fiziksel bir anlamı yoktur. Matematiksel olarak birimlenmiş iki büyüklük birbirinden çıkarıldığında sonuç integral "sıfır" olmalıdır. Dolayısıyla verinin bir bölgesinin sıfırın altına inmiş olması beklenen bir durumdur. Ancak burada gözlemlemek istediğimiz bölge sıfırın altında kalmıştır. 0.3GeV sonrasında, yani eşzaman ışıması foton sayısının frenleme ışıması foton sayısı mertebesine indiği bölgede ise veriyi ardalan ışımasından çıkartma yoluyla ayrıştırmak mümkün hale gelmektedir. Bunu gerçekleştirmek için veri üzerinde bozulmaya sebep olan bütün etkenleri telafi etmesi amacıyla bir düzeltme yöntemi geliştirilmiştir. Enerji ölçer verimlilik fonksiyonu uygun seçilerek bu düzeltme yapılacaktır.

Hedefin olduğu ham veriden hedef yokken elde edilen veri çıkartıldığında oluşan foton dağılımı frenleme ışımasının yanısıra eşzaman ışımasının da etkilerini barındıran bir dağılım olacaktır. Dolayısıyla verimlilik için:

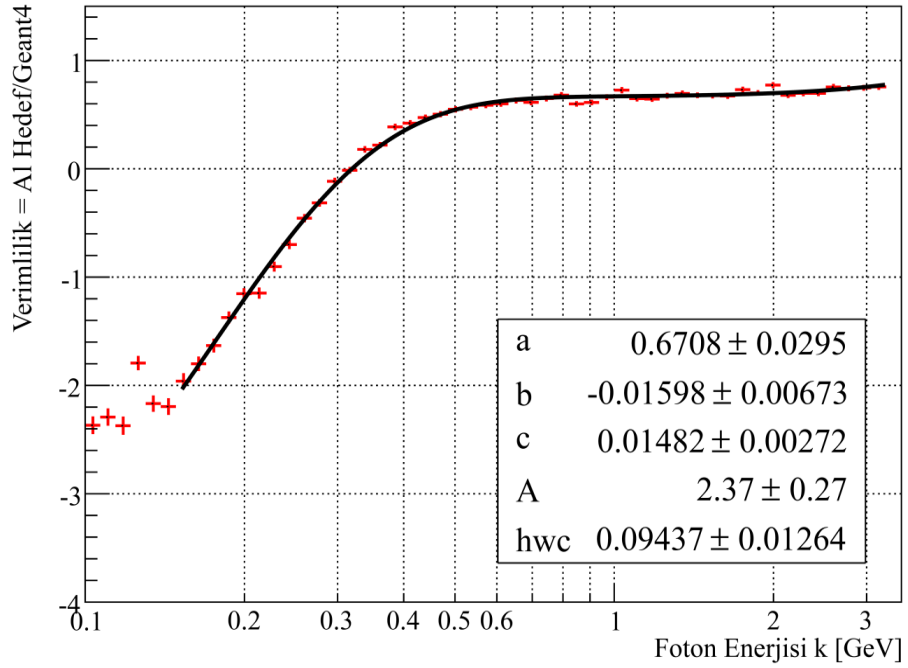
$$\varepsilon = a(\hbar\omega)^2 + b(\hbar\omega) + c - \exp\left(A - \frac{\hbar\omega}{\hbar\omega_c}\right)\left(\frac{\hbar\omega}{\hbar\omega_c}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.1)$$

fonksiyonu seçilmiştir. İlk üç terim frenleme ışıması BH tesir kesitini temsil eden ikinci derece bir polinomdur. Üstel ve köklü ifade ise eşzaman ışımasını temsil etmektedir. Bu terimin (-) işareti hedefin olmadığı verideki eşzaman ışımasının ham veridekinden daha fazla olması nedeniyledir.



Şekil 4.6: Referans alüminyum hedef için ardalan çıkarıldığında elde edilen saf veri ile Geant 4 benzetimi karşılaştırması

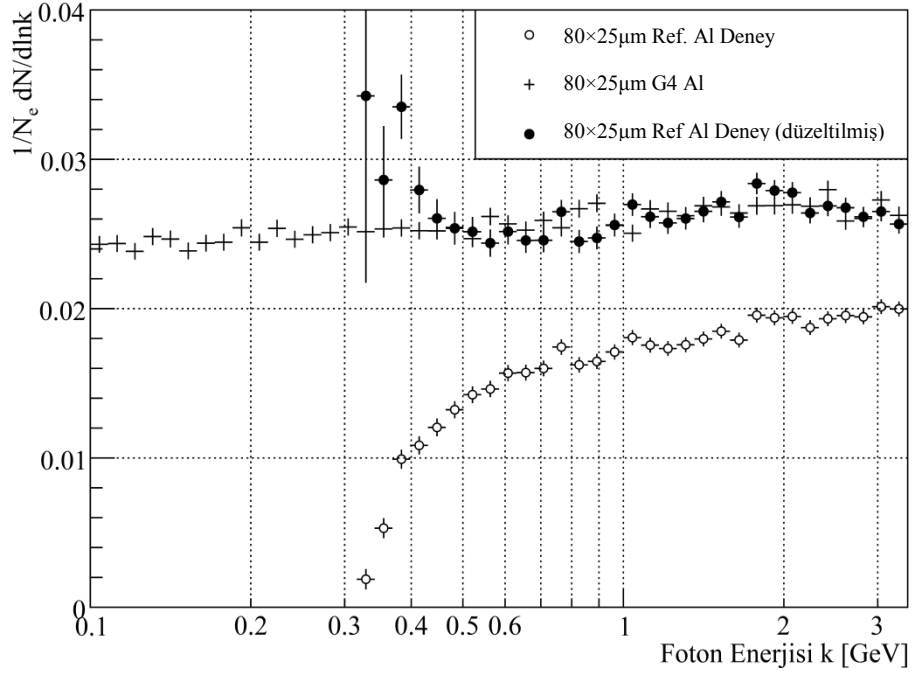
Verimlilik fonksiyonunun uygulanması şu biçimde olacaktır: Çıkartma işlemi sonucunda elde edilen saf veri ile Geant4 verisi birbirine oranlanacak ve verimlilik fonksiyonu bu orana uydurularak fonksiyonun parametreleri bulunacaktır. Daha sonra bütün hedefler için aynı parametreler kullanılarak her hedeften elde edilen saf veri verimlilik fonksiyonuna bölünüp düzeltilecektir. Hedeflerin tamamının kalınlığı ışınım uzunluğu cinsinden yakın değerlerdedir. Dolayısıyla çoklu foton etkisi ve eşzaman ışınımından yaklaşık olarak aynı oranda etkileneceklerdir. Bu nedenle referans alüminyum hedef ile elde edilen verimlilik fonksiyonu parametrelerinin bütün hedefler için kullanılmasında bir sakınca yoktur.



Şekil 4.7: Saf referans alüminyum hedef ve Geant4 benzetimi oranı. Uydurma işlemi 4.1 denkleminde verilen verimlilik fonksiyonuna χ^2 minimize edilerek yapılmıştır.

Verimlilik fonksiyonu için uydurma işlemi Şekil 4.7'de gösterilmektedir. Verimlilik fonksiyonu, veri ile benzetim oranını yansıtabilmektedir. Ancak 0.35GeV civarında dağılım negatif olduğundan oran da negatife inmektedir. Sıfıra yakın değerlerde saf veri verimlilik fonksiyonuna bölüldüğünde istatistiksel hata da çok büyük olacaktır. Bu nedenle fonksiyon sıfıra yakın değerlerde geçerliliğini yitirecektir. Fonksiyonun negatif değerleri ise saf verideki negatifliği düzeltse bile fiziksel olarak bir anlam taşımayacaktır. Dolayısıyla 0.35GeV enerji değerinin altında kalan bölgeden anlamlı bir veri elde edilememektedir.

Verimlilik düzeltmesi uygulandıktan sonra elde edilen saf referans alüminyum verisi, düzeltme yapılmadan önceki dağılımı ile birlikte Şekil 4.8'de gösterilmektedir. 0.5GeV'in üzerinde veri benzetimle örtüşmektedir. Bu enerji değerinin altında verimlilik fonksiyonu sıfıra yaklaşmakta ve bu yüzden verideki istatistiksel hata büyümektedir. 0.35GeV altında ise dağılım negatif olduğundan bu bölgeye düzeltme uygulanmamıştır.



Şekil 4.8: Düzeltilmiş ve düzeltilmemiş saf referans Alüminyum verisi ve Geant4 benzetimi.

4.3. VERİLERİN KALINLIĞA BİRİMLENMESİ

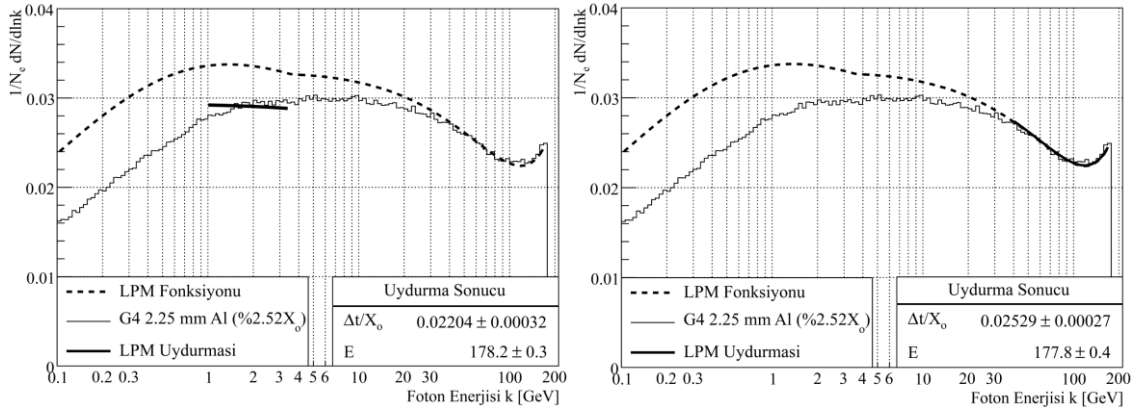
Düzeltilme işlemi gerçekleştirildikten sonra hedeflerin kalınlıkları LPM eşik enerjilerine göre BH veya LPM uydurması sonucunda elde edilebilir. Deneyden elde edilen veri ile kuramsal hesabın kıyaslaması 3.9 eşitliği ile verilmişti. Buna göre deney sonucu için uydurma fonksiyonları:

$$\frac{dN}{d(\ln k)} = \frac{4 \Delta t}{3 X_0} \left(1 - y + \frac{3}{4} y^2 \right) \quad (4.2)$$

$$\frac{dN}{d(\ln k)} = \frac{4 \Delta t}{3 X_0} \xi(s) \{ y^2 G(s) + 2[1 + (1 - y)^2] \phi(s) \} \quad (4.3)$$

şeklinde olmaktadır. $y=k/E$ değerini temsil etmektedir. Denklemdaki diğer değişkenler 2.15 ve 2.35 eşitliklerinde verilmiştir. BH fonksiyonu için yalnızca enerji ve kalınlığın ışınma uzunluğu cinsinden değeri parametre olurken, LPM fonksiyonu için ek olarak E_{LPM} de parametre olarak tanımlanmıştır.

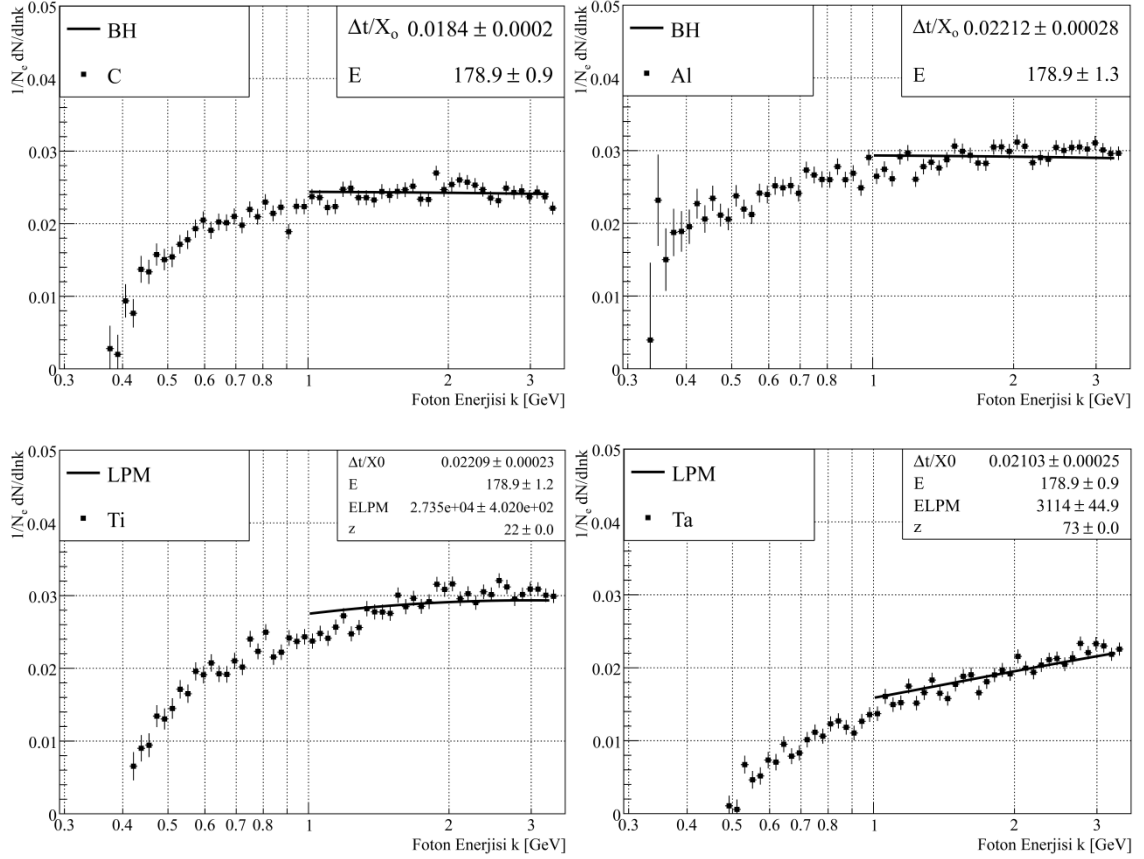
Kalınlıklar hesaplanmadan önce dikkate alınması gereken başka bir durum daha söz konusudur. Uydurma yapılacak fonksiyonlar enerji ölçerin maksimum enerji değerini sınırlaması dolayısıyla 3.4GeV'e kadar uygulanabilmektedirler. Bu enerji değeri ise 178GeV enerjili elektronların meydana getireceği dağılımda oldukça küçük bir bölgedir. Küçük foton enerjileri için foton dağılımı ile fonksiyonlar birebir örtüşmemektedir. Örtüşmemenin nedenleri Bölüm 3.8.3'de ele alınmaktadır. Vakumda 10 milyon örnek olay yaratılarak yapılan 2.25mm (2.52 X_0) kalınlığındaki Geant4 Alüminyum benzetimi ile LPM fonksiyonu Şekil 4.9'da gösterilmiştir.



Şekil 4.9: 2.25mm (2.52 X_0) Alüminyum hedef için LPM fonksiyonu ve Geant4 benzetimi. Fonksiyon ile benzetim 40GeV enerjisinden sonra örtüşmektedir. Bu yüzden 1-3.4GeV arasında yapılan uydurma işlemi ile elde edilen kalınlık 40-170GeV arasında yapılan uydurma işlemi sonucu elde edilenden 1.14 kat daha azdır.

40GeV enerjisinden sonra benzetim ve LPM fonksiyonu örtüşmektedir. Bu bölgeye yapılan uydurma işlemi %2.52 X_0 kalınlığını vermektedir ki bu benzetimde kullanılan 2.25mm'lik Alüminyum hedef kalınlığına eşdeğerdir. Oysa aynı uydurma işlemi 1-3.4GeV aralığında yapıldığında benzetim fonksiyonun altında kaldığı için kalınlık 1.14 kat daha az bulunmuştur. Bu nedenle alüminyum için veri üzerinde yapılan uydurma işlemi sonucu bulunan kalınlık, 1.14 kalınlık katsayısı ile çarpılarak hedefin gerçek kalınlığı elde edilmiştir. Aynı karşılaştırma diğer veriler için yapılmış ve kalınlık katsayıları karbon için 1.15, tantalum için 1.33, titanyum için 1.21, bakır için 1.3, LDPE (12mm) için 1.13 olarak tespit edilmiştir. Gerçek kalınlıklar uydurma sonucu bulunan kalınlıklar ile her verinin kendi kalınlık katsayısı ile çarpılarak elde edilmiştir.

Kalınlık bulmak için yapılan uydurma işlemi 1GeV enerjisine kadar sağlıklı sonuç vermektedir. 1GeV'den aşağıda kalan enerji bölgesinde veri giderek bozulmaktadır. 0.5GeV'in altında veriler tamamen bozulmaktadır. Hedeflere yapılan uydurma sonuçları Şekil 4.10'da verilmektedir.



Şekil 4.10: Alüminyum, Karbon, Tantalum ve Titanyum için BH ve LPM uydurma sonuçları. Uydurma sonucu bulunan kalınlıklar her hedef için kendi kalınlık katsayıları ile çarpılarak gerçek kalınlıklar elde edilmiştir. Al ve C için $k_{LPM} < 1\text{GeV}$ olduğundan bu veriler BH fonksiyonuna uydurulmuşlardır.

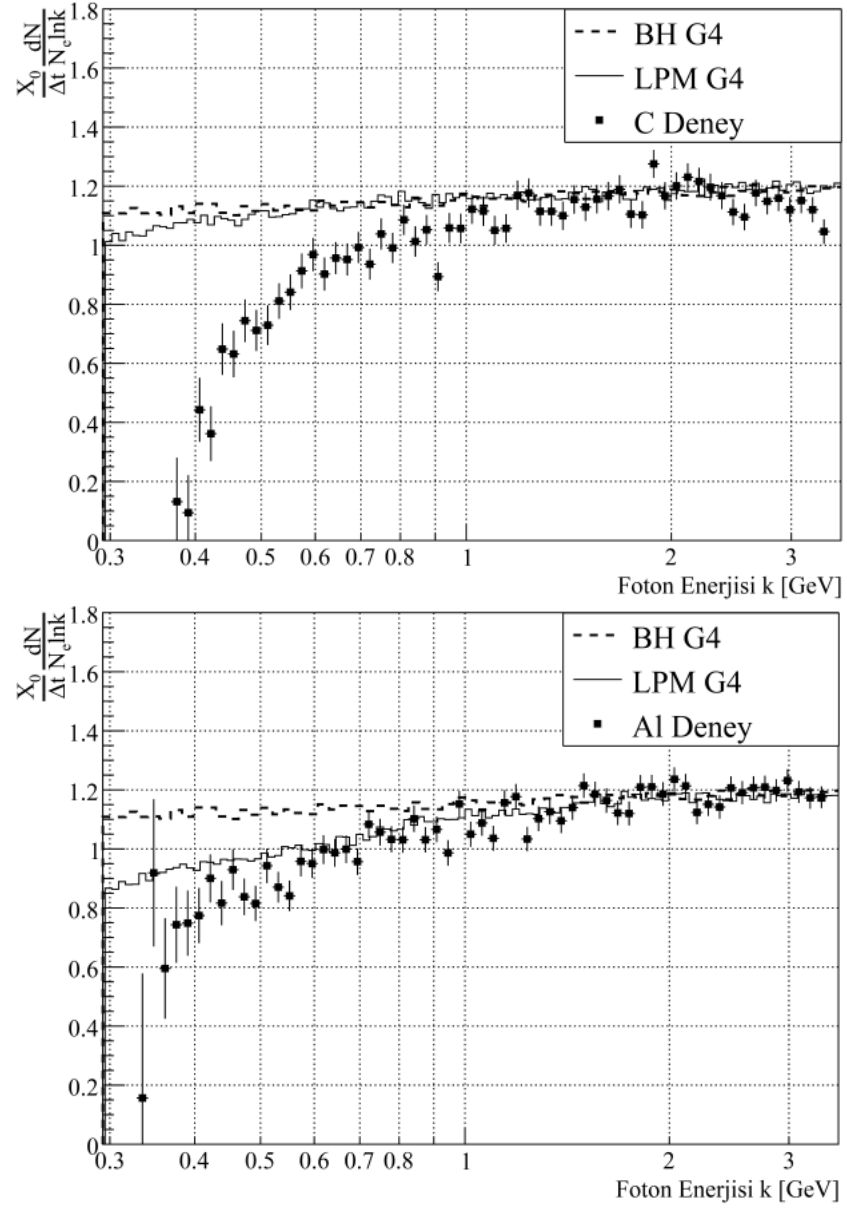
Düzeltilmiş saf verilerin 4.2 ve 4.3 eşitliklerine uydurulmaları ve kalınlık katsayıları ile çarpılmaları sonucu elde edilen kalınlıklar Tablo 4.1'de verilmektedir. Beklenen kalınlıklar ile ölçülenler arasındaki uyum göze çarpmaktadır. Bakır hedef için hüzmünün kesilmesi sonucunda sadece 100.000 olay alınabilmiştir. Bu sayı yaklaşık bir sonuç için bile yeterli istatistiksel bilgi sağlamamaktadır. Demir, kalay ve molibden hedeflerinden ise gönyemetre hatası sebebiyle veri alınamamıştır. Bu yüzden bu hedefler tabloda

gözükmemektedir. Tablodaki hedefler için bakır hariç 1-3.4GeV arasında sağlıklı bir veri alındığı söylenebilir. Yalnızca LDPE için %10 civarında bir sapma gözlenmektedir. Diğer hedefler hata sınırları içerisinde beklenen kalınlıklarla örtüşmektedir.

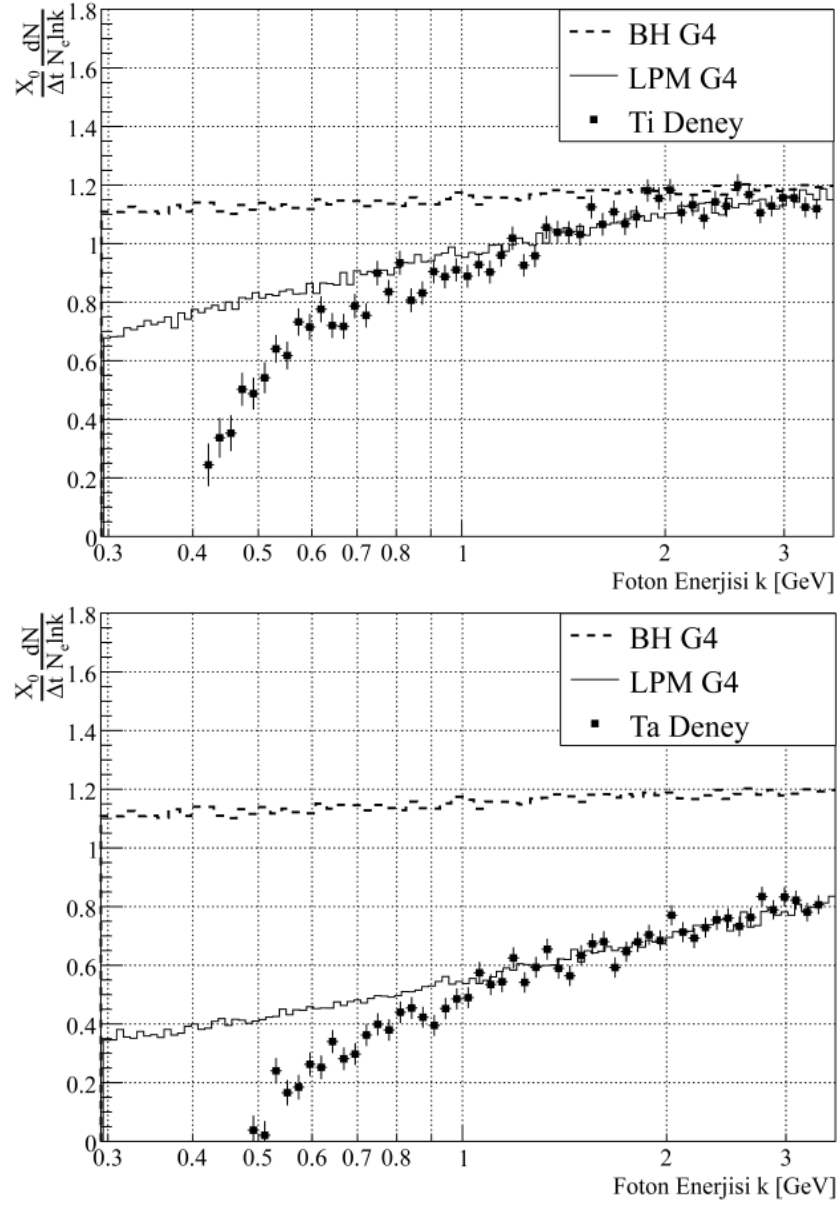
Tablo 4.1: Deneyden elde edilen ve beklenen hedef kalınlıkları. Parantez içerisinde son basamaktaki hata gösterilmektedir.

| Hedef | Beklenen kalınlık (mm) | Ölçülen kalınlık (mm) | Ölçülen kalınlık $\Delta t/X_0$ [%] |
|-----------|------------------------|-----------------------|-------------------------------------|
| Alüminyum | 2.25 | 2.26(2) | 2.54(3) |
| Karbon | 4.5 | 4.50(4) | 2.11(2) |
| Titanyum | 0.9 | 0.95(2) | 2.67(4) |
| Tantalum | 0.1 | 0.110(5) | 2.80(3) |
| LDPE | 12 | 13.6(2) | 2.71(4) |
| Cu | 0.375 | 0.30(6) | 2.1(4) |

Son olarak düzeltilmiş saf veriler kalınlıklara birimlenerek birim kalınlık ve bir elektrondan meydana gelen foton dağılımları elde edilmiştir. Şekil 4.11 ve Şekil 4.12’de alüminyum, karbon, tantalum ve titanyum için elde edilen birimlenmiş foton dağılımları ve Geant4 benzetimleri bir arada verilmiştir. Alüminyum için 0.6GeV, karbon için 1GeV üzerinde deney sonuçları benzetimle örtüşmektedir. Örtüşen enerji aralıkları göz önüne alındığında bu hedeflerin küçük çekirdekli olmasından kaynaklanan etkilerinin gözlenebilmesi olanaksızdır. Tantalum ($Z=73$) ve titanyum ($Z=22$) ise büyük ve orta çekirdekli malzemelerdir ve bu hedefler için LPM kuramının çalıştığı önceki deney sonuçlarından bilinmektedir[18,19]. Şekil 4.12’den görüldüğü üzere bu hedeflerde de 1GeV’in altında benzetimlerle uyum bozulmaktadır. Bu sonuç eşzaman ışımasından kaynaklanan etkilerin bu enerji değerinin altında giderilemediğini göstermektedir. Dolayısıyla deney sonuçlarının güvenilir olduğu bölge 1GeV enerji değerinin üzerinde kalan bölgedir.



Şekil 4.11: Alüminyum ve karbon hedefler için elektron enerjisi $E=178\text{GeV}$ 'de bir elektronun bir ışıma uzunluğu kalınlıktaki bir hedeften geçerken yayımladığı frenleme ışıması fotonlarının enerjeye göre dağılımı.



Şekil 4.12: Tantalum ve titanyum hedefler için elektron enerjisi $E=178\text{GeV}$ 'de bir elektronun bir ışınma uzunluğu kalınlığındaki bir hedeften geçerken yayımladığı frenleme ışınlarının enerjiye göre dağılımı..

Dört hedef için de 1GeV 'in üstünde deney sonucu benzetim sonuçlarıyla uyumlu görünmesine rağmen, ilginç olan benzetim sonuçlarından sapmaya başlama noktası ve sapma oranındaki farklılıktır. Çünkü bütün veriler aynı yöntemle ardalardan ayrıştırıldıklarından sapma oranlarındaki farklılıkların başka bir açıklaması olmalıdır.

Benzetimden en fazla sapan karbon verisidir. Alüminyum ise 0.6GeV'e kadar benzetimle uyumlu, bu enerji değerinin altında ise benzetimden küçük oranda bir sapma göstermektedir. Titanyum ve tantalum için de farklı oranlarda sapmalar görülmektedir. Bunun hedef kalınlıklarının birebir aynı olmamasından kaynaklandığı düşünülmektedir. Karbon ince levha yapısında değildir. Dolayısıyla $2.1X_0$ kalınlığında tek bir hedeften oluşmaktadır. Bu durum Bölüm 3.8.3 'de ele alındığı gibi ışımının azalmasına sebep olabilecek bir etkide bulunmuş olabilir.

5. SONUÇ VE TARTIŞMA

Deneyden elde edilen sonuçlar küçük çekirdekli ortamlarda LPM kuramının öngörülen sorunlarını açığa çıkarabilecek yeterlilikte olmasa da bu konuda neler yapılması gerektiği hakkında kapsamlı değerlendirmeler yapma fırsatı sunmuştur.

Gözlenmek istenen enerji aralığı, deney düzeneğinde yoğun olarak eşzaman ışımasının baskın olduğu bölgedir. 0.1-0.5GeV arasındaki bölgede enerji ölçere ulaşan fotonların %90'ı eşzaman ışıması fotonlarıdır. 1GeV enerjisine kadar ise yine eşzaman ışımasının sonuçlarından biri olarak üst üste binme etkisinden dolayı veri yeterli güvenilirlikte değildir.

Eşzaman ışımasının veri üzerindeki etkisi Geant4 benzetimleri yardımıyla tamamen anlaşılmıştır (Bölüm 3.8.2). Yapılan benzetimler hedef kalınlıklarının eşzaman ışımasını da değiştirdiğini göstermektedir. Dolayısıyla hedef olmadan elde edilen ardalan ışıması hedef olduğunda meydana gelen ardalan ışımasıyla aynı değildir. Bu yüzden hedef varken elde edilen toplam ışımadan hedef yokken elde edilen ardalan ışımasının çıkarılması doğru bir sonuç üretmemektedir. Ancak yine de ardalan ışımasının çıkarılması gerekmektedir. Bu çıkarma işleminin sonucunda elde edilen veri enerji ölçek verimlilik fonksiyonu kullanılarak düzeltilmiştir. Tantalum ve Titanyum'dan elde edilen sonuçlar göstermektedir ki 1GeV enerjisine kadar eşzaman ışımasının veri üzerindeki etkisi ayrıştırılamamıştır (Şekil 4.12). Bu iki hedef orta ve büyük çekirdekli hedeflerdir ve bu büyüklükte çekirdek yüküne sahip ortamlarda LPM kuramının öngördüğü sonuçların geçerli olduğu önceki deneylerden bilinmektedir[5]. 1GeV enerjisinin altında veri ile benzetim arasında görülen sapma bu enerji değerinden önce verinin tam olarak ayrıştırılamadığını göstermektedir.

Verinin analiz edilmesindeki bir diğer zorluk toplam enerji aralığına göre (178GeV) çok küçük bir enerji aralığını gözlemek gerekliliğidir (0.1-3.4GeV). Bu enerji aralığında frenleme ışıması sonucu meydana gelen fotonların hedef içerisinde meydana

getirecekleri saçaklanmalar sebebiyle enerji kaybı ve hatta tamamen enerjisini yitirmesi de söz konusudur. Bu durum toplam hedef kalınlığı arttıkça daha da fazla gözlenebilir. Bu sebepten dolayı ışımaya dağılımları BH ve LPM kuramının öngördüğü kuramsal çerçevede değil deneysel çalışma yöntemlerinin sınırladığı çerçevede davranmaktadırlar. Hedef kalınlıklarının dağılım üzerindeki etkisi ve kuramın öngördüğü fonksiyonlardan sapması Bölüm 3.8.3’de ele alınmıştır. Bu yüzden kalınlıklar tespit edilirken BH ve LPM fonksiyonlarına uydurma işlemine ek olarak kalınlık düzeltme katsayıları kullanılmıştır. Bu katsayılar yine Geant4 benzetimleri yardımıyla belirlenmiştir (Bölüm 4.3). Bu şekilde bir yöntemle deneyden elde edilen kalınlıklar beklenen kalınlıklarla uyum içerisinde bulunmuştur. Verilerin son olarak hedef kalınlıklarına birimlenmesiyle tek bir elektronun birim kalınlıktaki bir hedeften geçerken meydana getirdiği frenleme ışınması foton dağılımı enerjiye bağlı olarak elde edilmiştir.

Deney sonuçları göstermektedir ki eşzaman ışınmasının ayrıştırılması küçük çekirdekli ortamlar için LPM kuramının sınanmasında aşılması gereken en önemli problemdir. Deneyden elde edilen veri üzerinde bu ayrıştırmanın yapılabilmesi için çalışmalar sürmektedir. Bunun dışında deneyden elde edilen deneyimler ışığında eşzaman ışınmasının hiç olmadığı veya ayrıştırılabileceği yeni deney düzenekleri tasarlamak da mümkündür.

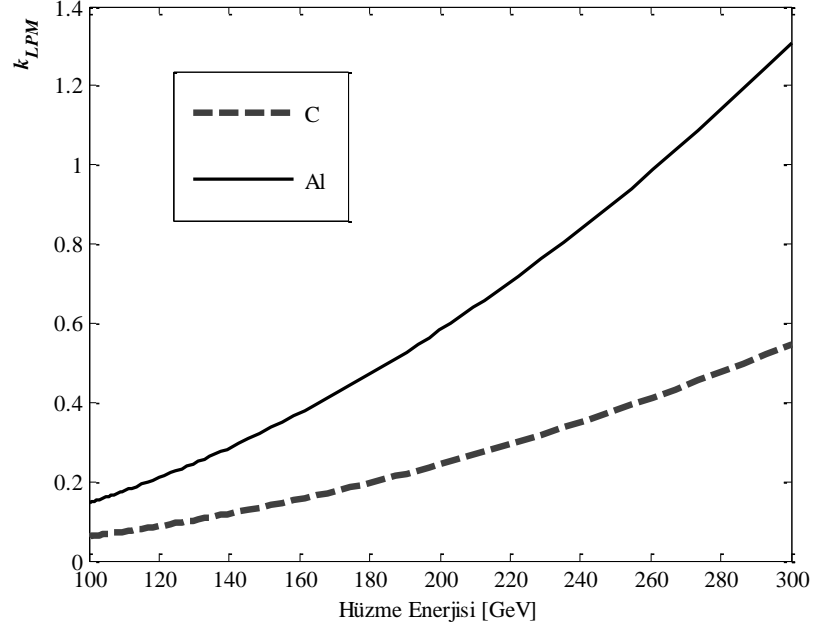
5.1. EŞZAMAN IŞIMASININ GÖZLEM BÖLGESİNİN DIŞINDA TUTULMASI

Eşzaman ışınmasını gözlenecek bölgenin dışında tutmak için hassas bir şekilde hüzmeye enerjisi belirlenmeli ve incelenecek enerji aralığına bağlı olarak uygun manyetik alan şiddeti seçilmelidir. Bu, deney düzeneğinin toplam uzunluğunu da etkileyecek bir girişimdir. Çünkü manyetik alanda yön değiştiren elektronların enerji ölçere ulaşamayacak kadar sapması için belli bir mesafe katetmeleri gerekmektedir.

5.1.1. Hüzmeye Enerjisi ve Çeşitli Hedefler İçin LPM Bölgesi

Küçük çekirdekli ortam olarak ele alınabilecek iki hedef, karbon ve alüminyum için hüzmeye enerjisine bağlı olarak LPM bölgesinin nasıl değiştiği denklem 2.34 gözönüne

alınarak değerlendirilebilir. k_{LPM} değerinin hüzme enerjisine göre değişimi Şekil 5.1’de gösterilmektedir.



Şekil 5.1: Hüzme enerjisine göre Alüminyum ve Karbon için k_{LPM} değişimi.

SPS’den elde edilebilecek elektron hüzme enerjisi 10GeV ile 300GeV aralığındadır. Ancak çok küçük ve büyük enerjilere gidildikçe hüzme yoğunluğu azalmakta olduğundan uç enerji değerleri tercih edilmemektedir. Şekil 5.1’e göre 200GeV için hem karbon hem de alüminyum ortamlarındaki LPM etkisinin gözlenebilmesi, 0.1GeV’e kadar olan enerjilere sahip fotonların tespit edilebilmesini gerektirir. Çünkü bu enerji için karbonun LPM eşik enerjisi 0.25GeV civarındadır. Bu enerjinin altında foton dağılımının LPM mekanizmasına uyması beklenmektedir. Dolayısıyla sağlıklı bir değerlendirme yapılabilmesi için 0.1-0.25GeV arası gözlenebilmelidir. Alüminyum için gözlem aralığı daha geniştir ve 200GeV enerjili elektron hüzmesi için baskılamanın eşik enerjisi yaklaşık olarak 0.6GeV’dir.

Eğer 200GeV’den daha yüksek enerjili elektron hüzmesi kullanılırsa LPM bölgesi daha da yukarı çıkacaktır. Örnek olarak 280GeV enerjide karbon için k_{LPM} 0.47GeV olmaktadır. Alüminyum için ise bu değer 1.14GeV olmaktadır. Bu enerji bölgeleri bu deneyde olduğu gibi BGO enerji ölçer kullanarak gözlemlenebilir. Ancak 280GeV

enerjili elektronlar kullanmanın hızının yoğunluğunun düşük olması sebebi ile deney süresinin uzun olması gibi bir dezavantajı da vardır. Yine de 2001 yılında CERN’de yapılan LPM deneylerinde 287GeV enerjili elektron hüzmesi kullanılmış ve başarılı sonuçlar elde edilmiştir[5]. Öte yandan hüzme enerjisindeki artış gözlemlenmek istenilen enerji aralığını büyütse de eşzaman ışımasının kritik enerjisini de yükseltmektedir. Denklem 2.10’a göre eşzaman ışımasının kritik enerjisi hüzme enerjisinin karesi ile orantılıdır.

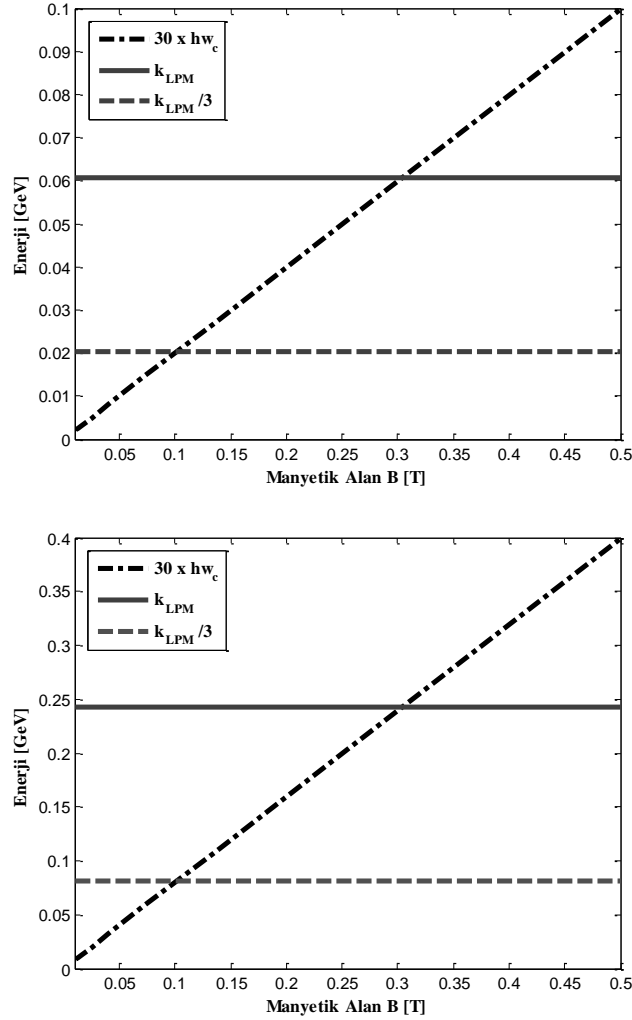
Tersten düşünerek hüzme enerjisinin daha az olduğu bir deney tasarlayacak olursak, örneğin 100GeV enerjisinde k_{LPM} , alüminyum için 145MeV ve karbon için ise 60 MeV olmaktadır.

5.2. Manyetik Alan Şiddeti ve Deney Alanı Uzunluğu

Manyetik alan şiddeti seçiminin eşzaman ışımasının gözlem bölgesinin dışında bırakılması açısından önemi büyüktür. Çünkü eşzaman ışımasının hangi enerji aralığında bulunacağını belirleyicilerinden bir tanesi manyetik alan şiddetidir.

Yapılan deneyde kullanılan 1.45T şiddetindeki ve 2m uzunluğundaki manyetik alan için kritik enerji 30MeV’dir. Bu kritik enerji eşzaman ışımasının maksimum olduğu yeri ifade etmektedir. Bu enerjiden sonra eşzaman ışıması üstel olarak düşmektedir. Dolayısıyla Şekil 2.3’teki eşzaman ışıması dağılımı gözönüne alınarak 300MeV enerjisine kadar ışımanın veri üzerinde etkili olabileceği öngörülmüştür. Bu enerji değerinden sonra ise eşzaman ışıması etkisi çok küçük olacaktır. Ancak deney sonuçları göstermektedir ki bu etki küçük olsa bile sıfır değildir. Deneyde kullanılan hedef kalınlıklarına bağlı olarak frenleme ışıması foton sayısı ile kıyaslandığında eşzaman ışımasının veri üzerindeki etkisi kritik enerjinin 15 katına kadar çıkmaktadır. Ancak frenleme ışıması ve eşzaman ışıması fotonlarının üst üste binme etkisi sebebiyle deneyde yaklaşık 1GeV’e kadar, yani kritik enerji değerinin 30 katına kadar eşzaman ışımasının dolaylı etkileri görülmektedir. Bu deneyime göre eşzaman ışımasının veri üzerinde etkili olmayacağı bir deney düzeneğinde kritik enerji, gözlemlenmek istenen enerji bölgesinin 30 kat altında olmalıdır. Bu koşulda veri üzerinde eşzaman ışımasının doğrudan veya dolaylı hiç bir etkisi görülmeyeceği öngörülebilir. Şekil 5.2’de 100 ve

200GeV enerjili hüzmeleer için kritik enerji ve manyetik alan şiddeti arasındaki ilişki gösterilmektedir.



Şekil 5.2: 100GeV (üstte) ve 200GeV (altta) enerjili elektron hüzmeleeri için uygulanan manyetik alana bağılı eşzaman ışıması kritik enerjisi ($\hbar\omega_c$) grafiğı. $\hbar\omega_c$, 30 ile çarpılarak ışıma üzerinde hangi bölgeye kadar etkili olabileceğı gösterilmiştir. Yatay çizgilerle ayrılan bölge ise karbon için gözlemlenmek istenilen k_{LPM} ve $k_{LPM}/3$ enerji aralığını sınırlamaktadır.

Şekil 5.2'den görüldüğü üzere elektron hüzmesinin enerjisi ne olursa olsun uygulanması gereken manyetik alan değişmemektedir. Gözlemlenmek istenilen bölge karbon için 100GeV'de 60MeV'in altında kalan bölgedir ve bu enerjinin üçte birine kadar gözlemlenmesi durumunda şekilde yatay çizgilerin arasında kalan bölge sağlıklı veri alınması gereken enerji aralığını temsil etmektedir. Buna göre uygulanması gereken

manyetik alan şiddeti en fazla 0.1T olmalıdır. Bu değerden yüksek bir manyetik alan şiddeti, gözlem bölgesinin içerisine etkide bulunan bir eşzaman ışıması meydana getirecektir. 200GeV enerjili hüzmeye için de durum değişmemektedir. Gözlemlenmek istenilen enerji aralığı değişmiş ancak uygulanması gereken manyetik alan şiddeti değişmemiştir. Bunun sebebi hem eşzaman ışımasının kritik frekansının hem de k_{LPM} eşik enerjisinin hüzmeye enerjisine aynı oranda bağlı olmasıdır. Her iki büyüklük de $E \ll E_{LPM}$ koşulunda enerjinin karesi ile değişmektedir.

Bu durumda yüksek enerjili hüzmeye kullanılması avantaj değil dezavantaj haline gelmektedir. Çünkü uygulanacak olan manyetik alan şiddeti aynı olacağından yüksek enerjilerde elektronların enerji ölçere ulaşamayacak kadar sapması için daha fazla mesafe kat etmeleri gerekecektir. Denklem 3.5'ten yararlanarak 0.1T manyetik alan şiddeti altında istenilen sapma miktarına ulaşabilmek için manyetik alan ile enerji ölçer arasındaki mesafenin:

$$L = \frac{\Delta x P}{qBl} - \frac{l}{2} \quad (5.1)$$

eşitliği ile bulunacağı görülmektedir. Deneyde kullanılan BGO enerji ölçerin yarıçapı 3.75 cm'dir. Buradan 5cm'lik bir sapma istenildiği takdirde manyetik alan ve enerji ölçer arasındaki mesafe 100GeV için yaklaşık 82m elde edilmektedir. Kıyaslamak için gerçekleştirilen deneyde bu mesafe yaklaşık 18m kadardır. Manyetik alanın uygulandığı uzunluk (l) 2m olarak alınmıştır. Manyetik alandan sonra 82m uzunluğuna sahip bir deney düzeneği hem pratik olarak zor hem de bu uzunlukta bir mesafe içerisinde ikincil etkileşimleri önlemek için aynı uzunlukta bir helyum tüpüne ihtiyaç duyulacağından ekonomik de değildir. 5.1 ifadesine göre manyetik alan daha uzun bir mesafe boyunca uygulanacak olursa L mesafesi daha da kısalmaktadır. Manyetik alanın uygulanma mesafesini $l=5m$ alırsak 5cm'lik bir sapmanın gerçekleşmesi için $L=30m$ elde edilmektedir. Bu gerçekleştirilmesi mümkün olabilecek bir deney düzeneğidir.

Bu çıkarımlar gösteriyor ki karbon için eşzaman ışımasının yer almadığı bir dağılım elde etmek mümkündür. Alüminyum için ise bu koşullarda her hangi bir sorun zaten görülmeyecektir. Çünkü alüminyumun k_{LPM} değeri karbondan daha yüksektir ve bu durumda rahatlıkla gözlemlenebilecektir.

5.2. EŞZAMAN IŞIMASININ KONUM HASSASİYETLİ ENERJİ ÖLÇER YARDIMIYLA AYRIŞTIRILMASI

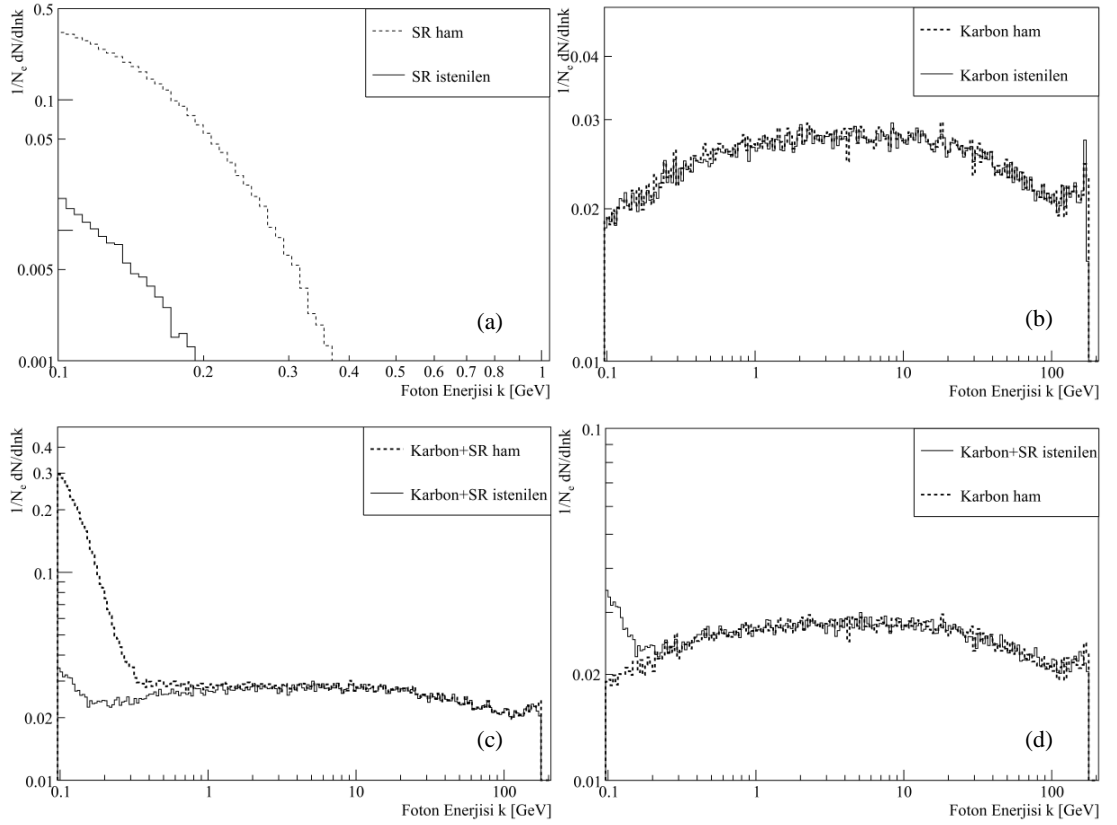
Eğer fotonların enerjilerinin yanında enerji ölçerin hangi bölgesine ulaştığının da tespit edilebileceği ve her bir konumdaki fotonların ayrı ayrı kaydedilebileceği bir enerji ölçer kullanılırsa eşzaman ışımalarının ayrıştırılmasını sağlamak kolaylaşacaktır. Çünkü eşzaman ışımaları fotonları elektronların manyetik alandaki sapmaları sonucu oluştuğundan enerji ölçere elektronların sapma yönü doğrultusunda geleceklerdir. Frenleme ışımaları ise elektronun saptadan önceki doğrultusu civarında enerji ölçere ulaşacaklardır. Enerji ölçere gelen fotonların konum dağılımındaki bu farktan yararlanarak eşzaman ışımaları fotonlarını ayrıştırmak mümkün olabilir.

Bu şekilde bir girişimden elde edilebilecek sonuçları görmek için mevcut deney düzeneği temel alınarak Geant4 benzetimi yapılmıştır. 7×7 karesel yüzeye bölünmüş bir enerji ölçerle 49 farklı konum ayrı ayrı gözlenebilir. Daha hassas olması bakımından daha fazla hücreye bölünmüş bir enerji ölçer de kullanılabilir. Burada amaç yalnızca bu şekilde eşzaman ışımalarının ayrıştırılabilir olup olmadığı hakkında fikir edinmektir. Dolayısıyla yüzeyin 49 hücreden meydana gelmesinin özel bir gerekçesi yoktur. $10 \times 10 \text{mm}^2$ 'lik kareler halinde toplam $70 \times 70 \text{mm}^2$ boyutunda yüzeye sahip enerji ölçerin fotonların ulaştığı yüzeyinin temsili şekli Şekil 5.3'de verilmektedir.

| | | | | | | |
|---|----|----|----|----|----|----|
| 0 | 7 | 14 | 21 | 28 | 35 | 42 |
| 1 | 8 | 15 | 22 | 29 | 36 | 43 |
| 2 | 9 | 16 | 23 | 30 | 37 | 44 |
| 3 | 10 | 17 | 24 | 31 | 38 | 45 |
| 4 | 11 | 18 | 25 | 32 | 39 | 46 |
| 5 | 12 | 19 | 26 | 33 | 40 | 47 |
| 6 | 13 | 20 | 27 | 34 | 41 | 48 |

Şekil 5.3: Her bir karenin $10 \times 10 \text{mm}^2$ olduğu toplam yüzey alanının $70 \times 70 \text{mm}^2$ olduğu konum hassasiyetli enerji ölçerin temsili hücreleri

24 numara ile gösterilen bölge enerji ölçerin merkez bölgesidir. Yapılan benzetimlerden görülmüştür ki frenleme ışması fotonlarının %99'u enerji ölçerin bu bölgesine ulaşmaktadır. Eşzaman ışması fotonlarının %99'u ise 24, 25, 26 ve 27 numaraları ile gösterilen hücrelere dağılmaktadır. Ancak eşzaman ışması fotonlarının sadece %4'lük bir kısmı 24 numaralı hücreye gelmektedir. Bu sayede yalnızca enerji ölçerin merkezine ulaşan yani 24 numaralı hücreye ulaşan fotonların seçilmesi eşzaman ışması fotonlarının ayrıştırılmasını kolaylaştırabilir. Çünkü bu durumda toplam fotonların %90'ı değil %40'ı eşzaman ışması fotonları olacaktır. Geant4 benzetimleri sonucunda bu yolla elde edilen ışma dağılımları Şekil 5.4'de gösterilmektedir.



Şekil 5.4: Eşzaman ışması, karbondan elde edilen frenleme ışması ve hem karbon hedef hem de eşzaman ışmasının dahil edildiği ışma dağılımları. İstenilen olaylar merkezdeki hücreye ulaşan fotonlardır. Bu hücre seçildiğinde eşzaman ışması fotonları %96 azalmakta, frenleme ışması fotonlarında ise %0.1 gibi önemsiz bir kayıp gerçekleşmektedir. Bu sayede eşzaman ışması ayrıştırılabilir seviyeye getirilmektedir.

Şekilde istenilen olaylar 24 numaralı merkez hücreye ulaşmış olan fotonları göstermektedir. Ham olarak ifade edilen ışıma ise enerji ölçerin kaydettiği toplam ışıma miktarıdır. Şekil 5.4.a'da yalnızca eşzaman ışması fotonları gösterilmektedir. Görüldüğü gibi istenilen yani 24 numaralı hücreye gelen fotonlar seçildiğinde ışmanın %96'sı kaybedilmektedir. b'de ise yalnızca karbondan elde edilen ışıma dağılımı gösterilmiştir. İstenilen olaylar seçildiğinde ışıma dağılımında belirgin bir fark ortaya çıkmamaktadır. c'de karbon ve eşzaman ışmasının birarada olduğu bir benzetim görülmektedir. Enerji ölçerin kaydettiği ham dağılımda eşzaman ışması fotonları frenleme ışması fotonlarından yaklaşık 10 kat fazladır. Bu analiz boyunca baş etmek zorunda kaldığımız eşzaman ışmasının ayrıştırılamamasının sebebidir. Oysa istenilen hücre seçildiğinde eşzaman ışması fotonları frenleme ışması fotonları ile kıyaslanabilir büyüklüklere gelmektedir ve bu sayede ayrıştırılabilir. b'de ve c'deki ham ve istenilen olaylar sonucundaki karbon dağılımı kıyaslama yapılabilmesi için Şekil 5.4.d'de gösterilmiştir.

Bu şekilde bir ayrıştırmanın hücre seçmek yerine -fotonların konum dağılımı bilindiğine göre- hücresiz bir enerji ölçerin konumunu değiştirerek de gerçekleştirilebileceği düşünülebilir. Ancak bu durumda gelen fotonlar, enerji ölçer içerisinde gerçekleştireceği saçaklanmalar sonuçlanmadan enerji ölçeri terk edebilir. Bu da fotonların enerjisinin yanlış ölçülmesine sebep olur.

Görüldüğü üzere deney düzeneğinde yapılabilecek değişikliklerle eşzaman ışmasının ayrıştırılması mümkün olabilmektedir. Ekonomik olarak deney düzeneğinde yapılabilecek değişikliklerin elbette bir sınırı vardır. Ancak tezin konusu küçük çekirdekli ortamlarda LPM mekanizmasının gözlenebilmesidir. Bunun hızlandırıcı ortamında gözlenebilmesinin mümkün olduğu görülmektedir. Eldeki veri üzerinde ise çalışılmaya devam edilmektedir. Eşzaman ışmasının eldeki veriden ayrıştırılması mümkün olabilirse yeni bir deney tasarlama çabasına gerek kalmayacaktır.

KAYNAKLAR

1. BETHE, H. ve HEITLER, W., 1934, On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons, *Proc. Roy. Soc. A* **146**, 83.
2. LANDAU, L ve POMERANCHUK, I., 1953, *Dokl. Akad. Nauk, USSR*, **92**, 535.
3. MIGDAL, A.B., 1956, Bremsstrahlung and Pair Production in Condensed Media at High Energies, *Physical Review*, **103**, 1811.
4. ANTHONY, P.L. *et al*, 1995, An Accurate Measurement of the Landau-Pomeranchuk-Migdal effect, *Physical Review Letters*, **75**, 1949.
5. HANSEN, H.D., *et al*, 2003, Is the Electron Radiation Length Constant at High Energies, *Physical Review Letters*, **91**, 014801.
6. KLEIN, S., 1999, Suppression of bremsstrahlung and pair production due to environmental factors, *Review of Modern Physics*, **71**, 1501.
7. SCUITTO, S.C., 2002, *A system for air shower simulations*, La Plata.
8. AGOSTINELLI, S., 2003, Geant4 - a simulation toolkit, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **506**, 250.
9. JACKSON, J.D., 1999, *Classical Electrodynamics*, 3rd ed. JOHN WILEY & SONS, New York, 0-471-30932-X.
10. THOMSEN, H.D., 2010, *Taming GeV Photons & Antimatter*, Thesis (PhD), Aarhus University.
11. NAKAMURA, K., *et al (Particle Data Group)*, 2010, Passage of Particles Through Matter, *Journal of Physics G*, **37**, 075021.
12. HEITLER, W., 1954, *The Quantum Theory of Radiation*, 3rd ed., Oxford University Press, London, 0-486-64558-4
13. FERMI, E., 1950. *Nuclear Physics*. University of Chicago Press, Chicago, 0-226-24365-6.
- 14 TSAI, Y.S., 1974, Pair production and bremsstrahlung of charged leptons, *Review of Modern Physics*, **46**, 815.

15. TER-MIKELIAN, M.L, 1972, *High Energy Electromagnetic Processes in Condensed Matter*, JOHN WILEY & SONS, New York, 123-4567-890.
16. ROSSI, B.B, 1952, *High Energy Particles*, Prentice-Hall, New York, 0133873242.
17. ANTHONY, P.L. *et al*, 1997, Bremsstrahlung suppression due to the Landau-Pomeranchuk-Migdal and dielectric effects in a variety of materials, *Physical Review D*, **56**, 1373.
18. HANSEN, H.D *et al*, 2004, Landau-Pomeranchuk-Migdal Effect for multihundred GeV electrons, *Physical Review D*, **69**, 032001.
19. SHUL'GA, N.F ve FOMIN, S.P., 1998, Effect of multiple scattering on the emission of ultrarelativistic electrons in a thin layer of matter, *JETP*, **86**, 32.
20. THOMSEN, H.D. *et al.*, 2010, The distorted Coulomb field of the scattered electron, *Physical Review D*, **81**, 051003.
21. NAKAMURA, K., *et al (Particle Data Group)*, 2010, Cosmic Rays, *Journal of Physics G*, **37**, 075021.
22. ANCHORDOQUI, L *et al*, 2004, High energy physics in the atmosphere: phenomenology of cosmic ray air showers, *Annals of Physics*, **314**, 145.
23. STANEV, T. ve VANKOV, H. P. , 1996, Nature of the highest energy cosmic rays, *Physical Review D*, **55**, 1365.
24. KNOLL, G.F., 2000, *Radiation Detection and Measurement*, 3rd ed., JOHN WILEY & SONS, New York, 0-471-07338-5.

ÖZGEÇMİŞ

Savaş Birol 10.10.1981 tarihinde Karamürsel’de doğdu. İlköğrenimine 1986 yılında Karamürsel Atatürk İlköğretim Okulu’nda başladı. 1991 yılında Karamürsel Anadolu Lisesi’ne girerek orta öğrenimini 1998 yılında tamamladı. Aynı yıl ÖYS sınavına girip Yıldız Teknik Üniversitesi Bilgisayar Bilimleri Mühendisliği Bölümü’nü kazandı. 2004 yılında YTÜ’deki yüksek öğrenimini yarım bırakarak tekrar ÖSS sınavına girip İstanbul Üniversitesi Fizik Bölümünü kazandı. 2004-2008 yılları arasında Lisans öğrenimini tamamlayarak 2008 yılında İstanbul Üniversitesi’nde Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği programında yüksek lisansa başladı.