



T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

KALORİMETREDE ENERJİ ÇÖZÜNÜRLÜĞÜ

Fatma KOÇAK

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

BURSA-2010



T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

KALORİMETREDE ENERJİ ÇÖZÜNÜRLÜĞÜ

Fatma KOÇAK

Doç. Dr. İlhan TAPAN
(Danışman)

DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

BURSA-2010

T.C.

ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

KALORİMETREDE ENERJİ ÇÖZÜNÜRLÜĞÜ

Fatma KOÇAK

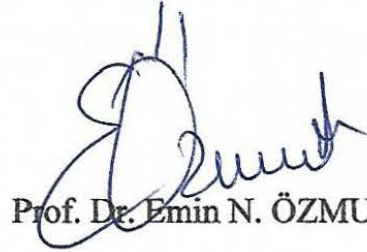
DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

Bu tez 24/6/2010 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği/oy çokluğu ile kabul edilmiştir.



Doç. Dr. İlhan TAPAN

(Danışman)



Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU



Doç. Dr. Sibel YALÇIN



Doç. Dr. Haluk DENİZLİ



Doç. Dr. Muhitdin AHMETOĞLU

ÖZET

Bir yüksek enerji detektöründe bulunan kalorimetre ünitesinde enerji çözünürlüğü oldukça önemlidir. Örneğin, Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) üzerinde bulunan CMS detektöründe, 100 ile 150 GeV arasındaki Higgs' in kütesinin bulunması için, $H \rightarrow \gamma\gamma$ bozunumu en ümit verici kanaldır. Oluşan bu fotonlar elektromagnetik kalorimetre (ECAL) tarafından detekte edilecektir. Bu nedenle, Higgs' i bu enerji aralıklarında keşfedebilmek için iyi bir enerji çözünürlüğüne ihtiyaç vardır. CMS ECAL' de $PbWO_4$ kristalleri ve çığ fotodiyotlardan oluşan bir sistem kullanılmaktadır.

Bir kalorimetrede enerji çözünürlüğüne üç terim katkıda bulunur. Bunlar stokastik terim, gürültü terimi ve sabit terimdir. Kristal-APD sistemi için, enerji çözünürlüğündeki stokastik terime elektromagnetik sağanağın yanal genişlemesinden dolayı ve fotoistatistiklerden dolayı bir katkı gelir.

Fotoistatistiksel katkı, APD' de oluşan birincil fotoelektronların sayısı ve kazanç oluşumu sırasındaki dalgalanmalar olarak ifade edilen ilave gürültü kavramı ile ilgilidir. Elektromagnetik sağanakta üretilen Cherenkov ve sintilasyon fotonlarının Geant4 programı kullanılarak benzetişimi yapılmıştır. $PbWO_4$ kristalinden APD' ye gelen fotonlar için, Tek Parçacık Monte Carlo tekniği kullanılarak sinyallerin benzetişimi yapılmıştır. 0.2-100 GeV enerji aralığındaki elektronlar için, $PbWO_4$ kristallerinden oluşan kalorimetre protipinin içerisinde oluşan sağanağın, yanal genişlemesi esnasında stokastik terime dalgalanmalardan gelen katkının Geant4 programı kullanılarak benzetişimi yapılmıştır. Kalorimetre 3x3' lük ve 5x5' lik matris şeklinde tasarlanmıştır, her kristal CMS ECAL' de kullanılan kristal ile aynı boyutlardadır. Simulasyonda farklı enerjilerde elektronlar 3x3' lük ve 5x5' lik matrisin merkezindeki kristale gönderilmiştir. Stokastik terim üzerine yapılan simulasyon sonuçları deneysel ölçümler ile tutarlıdır.

Anahtar Kelimeler: Enerji çözünürlüğü, kalorimetre, stokastik terim

ABSTRACT

Energy resolution is important factor in the calorimeter section of the high energy physics detectors. As an example, $H \rightarrow \gamma\gamma$ is the most promising discovery channel in the mass region between 100-150 GeV in the CMS detector at the Large Hadron Collider (LHC). These generated photons will be detected by electromagnetic calorimeter (ECAL). Thus in order to discover the Higgs in this energy range a very good energy resolution is needed. PbWO_4 crystals and avalanche photodiodes combination are used in the CMS ECAL.

Three term contributes to the energy resolution of a calorimeter. These are stochastic term, noise term and constant term. The stochastic term of the energy resolution for crystal-APD system is composed of a contribution from photostatistics and a contribution from shower containment.

Photostatistical contribution is related by the number of primary photoelectron generated in the APD, and excess noise factor coming from fluctuations in the gain process. Both the generated Cherenkov and scintillation lights in the electromagnetic shower has been simulated with the Geant4 code. The signals produced in the APD were simulated by Single Particle Monte Carlo technique for the PbWO_4 photons. The contribution to the stochastic term coming from fluctuations in the lateral shower containment of a calorimeter prototype of PbWO_4 crystals has been simulated by Geant4 for 0.2-100 GeV electrons. The calorimeters were designed as a 3x3 and 5x5 matrix, each crystal is same size used in CMS ECAL. In the simulation the electrons at different energies were injected in the central crystal of the 3x3 and 5x5 matrix. The simulated results for the stochastic term are consisted with the experimental beam test results.

Key Words: Energy resolution, calorimeter, stochastic term

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
TEZ ONAY SAYFASI	ii
ÖZET	iii
ABSTRACT	iv
İÇİNDEKİLER	v
KISALTMALAR DİZİNİ	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ	xi
ŞEKİLLER DİZİNİ	xii
GİRİŞ	1
1. KURAMSAL TEMELLER	3
1.1. Yüksek Enerji Fiziği Detektörleri	3
1.2. CMS Detektörü	4
1.2.1. İz Takip Edici Detektör	6
1.2.2. Elektromagnetik Kalorimetre	6
1.2.3. Hadronik Kalorimetre	7
1.1.4. Muon Detektör Sistemi	7
1.3. Elektromagnetik Etkileşmeler	8
1.3.1. Elektronlar ve Pozitronların Madde ile Etkileşmesi	8
1.3.1.1. İyonizasyon	8
1.3.1.2. Bremsstrahlung	10
1.3.2. Fotonların Madde ile Etkileşmesi	11
1.3.2.1. Fotoelektrik Olay	12
1.3.2.2. Compton Saçılması	14
1.3.2.3. Çift Oluşumu	14
1.4. Kristallerde Optik Foton Oluşum Süreçleri	15
1.4.1. Cherenkov Radyasyonu	15
1.4.2. Sintilasyon Radyasyonu	17
1.5. Enerji Çözünürlüğü ve Fano Faktör	18
1.5.1. Higgs Bozonu ve Elektromagnetik Kalorimetrede Enerji Çözünürlüğü	20
1.6. YEF Deneylerinde Kristaller	23

	Sayfa
1.6.1. PbWO ₄ Kristali	25
1.6.2. PbWO ₄ Kristali Yapısı	25
1.6.3. PbWO ₄ Kristalinin Optik Özellikleri	26
1.7. YEF Deneylerinde Silikon Detektörler	27
1.7.1. Enerji Bandları	28
1.7.2. p-n Eklemleri	30
1.7.3. Yarıiletkenlerde Yük Taşınması	32
1.7.3.1. Saçılma	32
1.7.3.2. Difüzyon	33
1.7.3.3. Sürüklenme ve İyonizasyon	35
1.7.4. p-n Eklemlerinin Kırınım Mekanizması	37
2. MATERYAL VE YÖNTEM	38
2.1. Monte Carlo Yöntemi	38
2.1.1. Gelişigüzel Sayı Örneklemesi	38
2.1.2. Ters Dönüşüm Yöntemi	39
2.1.3. Kabul-RedEtme Yöntemi (Von Neumann)	40
2.2. Geant4 Programı	41
2.2.1. Geant4 Programının Kullanımı	44
2.3. TR-Grid	45
2.4. PbWO ₄ Kristali-APD Sistemi Simulasyonu	47
2.4.1. Geometrinin ve Materyallerin Tanımlanması	47
2.4.2. Fiziksel Süreçlerin Belirlenmesi	49
2.4.3. PbWO ₄ Kristali Spektrumu	50
2.5. Silikon Çığ Fotodiyot (Si-APD)	54
2.5.1. Hamamatsu S8148 APD Yapısı	55
2.6. APD Sinyal Oluşum Mekanizması	56
2.6.1. Fotonun Soğurulma Süreci	57
2.6.2. Çığ Kazancı	59
2.6.3. Çığ Bozunumu	61
2.5.4. Tekrar Birleşme	62

	Sayfa
2.7. Sinyal Dalgalanması.....	62
2.8. ığ Fotodiyotun Kalorimetre İçerisinde Enerji özünürlüğü.....	64
3. ARAŞTIRMA SONUÇLARI	67
3.1. Enerji özünürlüğü İfadesindeki Stokastik Terime Etki Eden Faktörler	67
3.1.1. Fotoistatistik Katkı.....	67
3.1.2. Enine Elektromagnetik Sağanak OluŐumundaki Dalgalanmaların Katkısı ..	74
3.2. Stokastik Terim	82
3.3. PbWO ₄ Kristalinde Oluşan Fotonların APD Tarafından Soğurulması	83
4. TARTIŞMA VE SONUÇ	88
KAYNAKLAR	93
TEŞEKKÜR.....	99
ÖZGEÇMİŞ	100

KISALTMALAR DİZİNİ

P_T	Enine Momentum
η	pseudorapidity
z	Gelen parçacığın yükü
Z	Ortamın atom numarası
A	Ortamın atom ağırlığı
m_e	Elektronun durgun kütlesi
r_e	Elektronun yarıçapı
N_A	Avogadro Sayısı
I	Ortamın iyonizasyon ve uyarma potansiyeli
γ	Lorentz faktörü
β	Parçacığın rölativistik hızı
δ	Yoğunluk etkisi
X_0	Radyasyon uzunluğu
E_c	Kritik enerji
μ	Kütle zayıflama katsayısı
σ	Tesir kesiti
α	İnce yapı sabiti
θ_γ	Fotonun saçılma açısı
n	Kırılma indisi
c	Işık hızı
R	Çözünürlük
ΔE	Pikin yarı yükseklik genişliği (FWHM)
σ^2	Varyans
N	Üretilen ortalama olay sayısı
F	Fano faktör
a_{pe}	Fotoistatistik katkı
a_{enine}	Enine elektromagnetik saçınak oluşumu sırasındaki dalgalanmalar
R_M	Moliere yarıçapı
E_g	Band aralığı

T	Sıcaklık
V_0	Kontak potansiyeli
$N_{A,D}$	Alıcı ve verici konsantrasyonu
n_i	İç bölgedeki taşıyıcı konsantrasyonu
q	Elektron yükü
k	Boltzman sabiti
V_b	Ters besleme gerilimi
w	Yerdeğiştirme bölgesi genişliği
$x_{n,p}$	n ve p tabakasındaki yerdeğiştirme bölgesi genişliği
ϵ_s	Yarıiletkenin di elektrik sabiti
ϵ_0	Boşluğun geçirgenliği
Ψ	Elektrostatik potansiyel
E	Elektrik alan şiddeti
$E_{n,p}$	n ve p tabakasındaki elektrik alan şiddeti
$D_{e,h}$	Elektron ve boşluk difüzyon katsayısı
$\mu_{e,h}$	Elektron ve boşluk mobilitesi
$\tau_{e,h}$	Elektron ve boşluk ömrü
$V_{the,thh}$	Elektron ve boşluk termik hızı
V_{br}	Kırılım gerilimi
$f(x)$	Sıklık fonksiyonu
$P(x)$	Toplam olasılık yoğunluğu fonksiyonu
d_p	Ölü bölge
L_e	Difüzyon bölgesi
λ	Foton dalgaboyu
h	Planck sabiti
$N(x)$	Yük taşıyıcıların herhangi bir x mesafesindeki sayısı
N_0	Başlangıçtaki yük taşıyıcıların sayısı
σ	Foton soğurma katsayısı
η	Foton deteksiyon verimi
r	Giriş yüzeyinin yansımaya katsayısı
$\alpha_{e,h}$	Elektron ve boşluk iyonizasyon tesir kesidi
d_i	Çarpışma iyonizasyon için ölü mesafe

E_i	Çarpışma iyonizasyonu için eşik enerjisi
$n(t)$	Yük taşıyıcılarının herhangi bir t anındaki sayısı
$n(0)$	Başlangıçtaki yük taşıyıcısı sayısı
S	Kontağa ulaşan yük taşıyıcıları tarafından oluşturulan sinyalin ortalama değeri
σ_S	Ortalama sinyal değerindeki standart sapma
N_i	Sinyale katkıda bulunan birincil yük taşıyıcı sayısı
σ_{N_i}	Ortalama birincil parçacık adedindeki standart sapma
M	Ortalama kazanç değeri
σ_M	Ortalama kazanç değerindeki standart sapmadır.
F	İlave gürültü faktörü
N_e	Elektronik devrede oluşan gürültüye karşılık gelen yük miktarı
R_S	Sintilasyon kristalinin rezülasyonu
N_{pe}	APD içerisinde oluşan fotoelektron adedi
QE	Kuantum verimi

ÇİZELGELER DİZİNİ

	Sayfa
Çizelge 1.1 Enerji çözünürlüğüne etki eden faktörler	23
Çizelge 1.2 İnorganik kristallerin bazı özellikleri	24
Çizelge 2.1 Ulusal gridi oluşturan küme bilgisayar merkezleri ve sahip oldukları kaynaklar	46



ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa
Şekil 1.1	CMS detektörünün yapısı..... 4
Şekil 1.2	CMS detektörünün enine ve boyuna görünüşü 5
Şekil 1.3	Kurşun içerisinde elektron yada pozitronun enerjisine bağlı olarak radyasyon uzunluğu başına enerji kaybı 9
Şekil 1.4	Karbon ve kurşunda foton enerjisine bağlı olarak toplam tesir kesitleri..... 13
Şekil 1.5	Cherenkov radyasyonu yayınlanma mekanizması ve geometrik olarak Cherenkov açısının belirlenmesi 16
Şekil 1.6	İnorganik bir kristalin band yapısı 17
Şekil 1.7	SM Higgs bozonunun bozunma kanalları 20
Şekil 1.8	Barrel $PbWO_4$ kristali ve APD kapsülü (sol), endcap kristali ve VPT (sağ) 25
Şekil 1.9	$PbWO_4$ birim hücresi 26
Şekil 1.10	$PbWO_4$ kristalinin optiksel iletiminin (1) ve foton yayınlanma spektrumunun (2) dalgaboyuna bağlı değişimi 27
Şekil 1.11	(a) Elektrik alan etkisi altında serbest elektron ve boşluk hareketini gösteren diyagram, (b) n-tipi yarıiletken verici seviyesi, (c) p-tipi yarıiletken alıcı seviyesi 28
Şekil 1.12	Ters beslenmiş bir p-n eklemi 30
Şekil 1.13	Yarıiletken içerisinde bir elektronun şematik hareketi. (a) Rasgele termal hareket, (b) Rasgele hareket ile uygulanan elektrik alandan dolayı birleşmiş hareket..... 35
Şekil 2.1	Sürekli ve kesikli toplam olasılık dağılım fonksiyonları..... 40
Şekil 2.2	Kabul-Red etme yönteminin gösterimi 41
Şekil 2.3	Geant4 programı için tasarlanmış sınıf kategorileri diyagramı 43
Şekil 2.4	Geant4 programının akış diyagramı 45
Şekil 2.5	$PbWO_4$ kristali- APD sistemi 47
Şekil 2.6	$PbWO_4$ kristalinin dalgaboyuna bağlı olarak kırılma indisinin değişimi 48

Şekil 2.7	PbWO ₄ kristalinin dalgaboyuna bağlı olarak soğurma uzunluğunun değişimi	49
Şekil 2.8	PbWO ₄ kristaline 0.3 MeV enerjili elektron gönderildiğinde içeride oluşan optik fotonların dağılımı.....	51
Şekil 2.9	PbWO ₄ kristalinde oluşan Cherenkov, Sintilasyon ve toplam optik fotonların spektrumu.....	52
Şekil 2.10	PbWO ₄ kristali ucuna ulaşan Cherenkov, Sintilasyon ve tüm optik fotonların spektrumu.....	53
Şekil 2.11	Hamamatsu S8148 APD yapısı	55
Şekil 2.12	Hamamatsu S8148 APD fotoğrafı ve yapının bazı önemli parametreleri.....	56
Şekil 2.13	Gelen fotonların elektron-boşluk çifti oluşturması.....	57
Şekil 2.14	Silikon için dalgaboyuna bağlı olarak foton soğurma katsayısının değişimi	58
Şekil 2.15	Hamamatsu S8148 APD yapısı için dalgaboyuna bağlı olarak sinyal ve sinyal dalgalanması değerlerinin değişimi	63
Şekil 2.16	APD kullanımının şematik gösterimi	65
Şekil 3.1	PbWO ₄ kristaline 1 GeV enerjili elektron gönderildiğinde, kristal içerisinde oluşan Cherenkov ve sintilasyon fotonlarının adet dağılımı.....	68
Şekil 3.2	PbWO ₄ kristaline 1 GeV enerjili elektron gönderildiğinde, kristal ucuna ulaşan Cherenkov, sintilasyon ve toplam fotonların adet dağılımı.....	69
Şekil 3.3	PbWO ₄ kristali spektrumu	70
Şekil 3.4	Gelen elektronun enerjisine bağlı olarak kristal ucuna ulaşan Cherenkov, sintilasyon ve toplam fotonların adet dağılımı	71
Şekil 3.5	Hamamatsu S8148 APD yapısı için kuantum veriminin dalgaboyuna bağlı olarak değişimi	72
Şekil 3.6	Hamamatsu S8148 APD yapısı için kazanç ve ilave gürültünün dalgaboyuna bağlı olarak değişimi	72

Şekil 3.7	Gelen elektronun enerjisine bağlı olarak stokastik terime etki eden fotoistatistik katkı (a_{pe}) nın değişimi	74
Şekil 3.8	Tek bir $PbWO_4$ kristalinde gelen elektronun enerjisine bağlı olarak kristal içerisinde bırakılan enerji değerleri	75
Şekil 3.9	Tek $PbWO_4$ kristaline gelen elektronun enerjisine bağlı olarak enerji çözünürlüğü	75
Şekil 3.10	3×3 ' lük $PbWO_4$ kristal matrisi	76
Şekil 3.11	3×3 ' lük $PbWO_4$ kristal matrisinde ortadaki kristale elektron gönderildiğinde kristalde bırakılan enerjilerin dağılımı	77
Şekil 3.12	3×3 ' lük $PbWO_4$ kristali için Geant4 ve EGS4 programları ile elde edilen enerji çözünürlüğü değerlerinin karşılaştırılması	77
Şekil 3.13	Ortadaki kristale 1 GeV enerjili elektron gönderildiğinde, 3×3 ' lük $PbWO_4$ kristal matrisinde herbir kristalde depolanan enerjilerin dağılımı	78
Şekil 3.14	1 GeV enerjili elektron gönderildiğinde 3×3 ' lük $PbWO_4$ kristal matrisinde depolanan toplam enerjinin dağılımı	79
Şekil 3.15	5×5 ' lik $PbWO_4$ kristal matrisi	79
Şekil 3.16	1×1 , 3×3 ve 5×5 ' lik $PbWO_4$ kristal matrislerinde gelen elektronun enerjisine bağlı olarak içeride bırakılan toplam enerji değerlerinin karşılaştırılması	80
Şekil 3.17	Farklı kristal matrisleri için herbir matriste depolanan toplam enerji oranlarının giren elektronun enerjisine bağlı olarak değişimi	80
Şekil 3.18	Deneysel veriler ile Geant4 programı kullanılarak elde edilen enerji depolanması oranlarının karşılaştırılması	81
Şekil 3.19	Gelen elektronun enerjisine bağlı olarak çeşitli kristal matrisleri için elde edilen enerji çözünürlüğü değerlerinin karşılaştırılması	82
Şekil 3.20	3×3 ' lük kristale gelen elektronun enerjisine bağlı olarak stokastik terimin, fotoistatistik katkının ve enine sağındaki dalgalanmaların değişimi	83
Şekil 3.21	$PbWO_4$ kristali ve APD sisteminin şematik gösterimi	83
Şekil 3.22	Hamamatsu S8148 APD' nin şematik gösterimi	84

Şekil 3.23	APD içerisinde farklı bölgelerde soğurulan fotonların sayısının dalgaboyuna bağlı değişimi.....	85
Şekil 3.24	Kristale 1 GeV enerjili elektron gönderildiğinde, APD' de soğurulan Cherenkov, sintilasyon ve tüm fotonların adet dağılımı.....	86
Şekil 4.1	Hamamatsu S8148 ve ZnS-Si APD yapılarının dalgaboyuna bağlı olarak kuantum veriminin değişimi.....	89
Şekil 4.2	Kristale gelen elektronun enerjisine bağlı olarak, Hamamatsu S8148 APD ve ZnS-Si APD yapılarının sinyal değerlerinin değişimi	90
Şekil 4.3	Kristale gelen elektronun enerjisine bağlı olarak, Hamamatsu S8148 APD ve ZnS-Si APD yapılarının sinyal dalgalanmalarının değişimi	91

GİRİŞ

Büyük Hadron Çarpıştırıcı (LHC), Higgs bozonunu bulmak ve şimdiye kadar ulaşılamamış yüksek enerjilerde yeni fiziksel araştırmalar yapmak amacı ile inşa edilmiştir. LHC’ de 14 TeV kütle merkezi enerjisine sahip protonlar kafa-kafaya çarpıştırılacaktır. LHC dairesel hızlandırıcı üzerine dört adet detektör yerleştirilmiştir. Bunlardan biri, merkezi iz takip edici, kalorimetre (elektromagnetik ve hadronik) ve muon deteksiyon sistemlerine sahip ve bu sistemleri saran selenoid tarafından üretilen 4 Tesla’ lık magnetik alan etkisi altındaki CMS detektörüdür. Detektörün elektromagnetik kalorimetresi (ECAL), kurşun tungsten kristallerinden oluşan homojen bir kalorimetredir. ECAL, silindir şeklindeki barrel (boyutları 2.2 x 2.6 x 23 cm³ olan 61200 adet PbWO₄ kristali) ve disk şeklindeki endcap (boyutları 3 x 3 x 22 cm³ olan 14648 adet PbWO₄ kristali) kısmı olmak üzere iki kısımdan oluşur. Kristallerde oluşan ışığı detekte etmek için foton detektörü olarak barrel kısmında her bir kristalin ucuna iki çift fotodiyot (APD), endcap kısmında ise fototriot kullanılmıştır.

CMS detektörünün homojen elektromagnetik kalorimetresi, kütlesi 100-150 GeV aralığında olan ve iki fotona bozunan düşük kütle bölgesindeki Higgs bozonunu gözlemlemek amacı ile tasarlanmıştır. 100 GeV’ lik kütle bölgesinde Higgs bozonunun doğal bozunum genişliği MeV mertebesinde ve bu da kalorimetrenin enerji ve açısal çözünürlüğünün iyi olmasını gerektirir. $H \rightarrow \gamma\gamma$ bozunumunda kütle çözünürlüğü, her iki fotonun enerji çözünürlüğüne ve iki foton arasındaki açının çözünürlüğüne bağlıdır. Elektromagnetik kalorimetrenin enerji çözünürlüğü aşağıdaki gibi ifade edilir:

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

Burada a Poisson benzeri dalgalanmaları içeren stokastik terim, b elektronik gürültü terimi, c sabit terimdir ve \oplus her bir terimin karesinin alınıp toplanacağını ifade eder (Diemoz 2007). Deteksiyon sırasında gerçekleşen iki ayrı olay stokastik terime etki eder; bunlar kristal içerisinde oluşan elektromagnetik sağanaktaki dalgalanmalar ve foto-istatistiklerden gelen dalgalanmalardır.

Bu tez çalışmasında, Geant4 simulasyon programı kullanılarak $PbWO_4$ kristali için benzetişim yapılmış ve CMS detektörünün elektromagnetik kalorimetre ünitesinde enerji çözünürlüğüne etki eden faktörlerden stokastik terimin etkisi incelenmiştir. Stokastik terime etki eden fotoistatistiklerden gelen katkı ve kristalde enine sağanak oluşumu sırasındaki dalgalanmalardan gelen katkının 0.2 - 100 GeV aralığında tek kristale giren elektron enerjisine bağlı olarak değişimi incelenmiştir. Bu değişim oluşturulan çeşitli kristal matrisleri kullanılarak da elde edilmiştir.

Aynı enerji aralığında, kristal içerisinde oluşan ve kristal ucuna ulaşan Cherenkov ve sintilasyon fotonları için adet ve spektrum dağılımları elde edilmiştir. Kristal-APD ikilisinin benzetişimi yapılarak APD' nin hangi bölgelerinde ne kadar fotonun soğurulduğu bulunmuştur. Son olarak CMS detektöründe kullanılan Hamamatsu S8148 APD yapısı ve bu yapı yerine önerilen ZnS-Si APD yapısı için hazırlanan benzetişim programı yardımı ile elde edilen sinyal ve sinyal dalgalanmaları incelenmiştir. Elde edilen sonuçların stokastik terime etkisi tartışılmıştır.

1. KURAMSAL TEMELLER

1.1. YÜKSEK ENERJİ FİZİĞİ DETEKTÖRLERİ

Yüksek enerji fiziği detektörleri (YED) parçacık hızlandırıcıları tarafından hızlandırılmış elektron (e^-), pozitron (e^+), proton (p) ve antiproton gibi kararlı yüklü parçacıklar arasındaki çarpışmalardan oluşan ürün parçacıklarının kaydedilmesi için inşa edilir. Her bir deney kendine ait gereklilikleri için özel olarak tasarlanmış detektör sistemine sahiptir. Böyle detektör sistemlerinin hepsinin ihtiyaçları benzerdir. Detektörlerin kuvvetli bir magnetik alan altında çarpışma sonucu ortaya çıkan bütün yüklü parçacıkları algılaması gerekir. Oluşan parçacıkların sayısını, saçılma yönünü, parçacıkların yükünü ve momentumu belirlemek için detektörler etkileşme noktası etrafını çevreleyen alt detektör tabakalarından oluşur. Çarpışmadan sonra ortaya çıkan yüklü parçacıkların izlerini sürmek, momentum ve yük ölçümlerini yapabilmek için bu alt detektörlerde bir veya daha fazla magnet vardır ve bu magnetler alt detektörlerin içine yerleştirilirler (Özmutlu 2001).

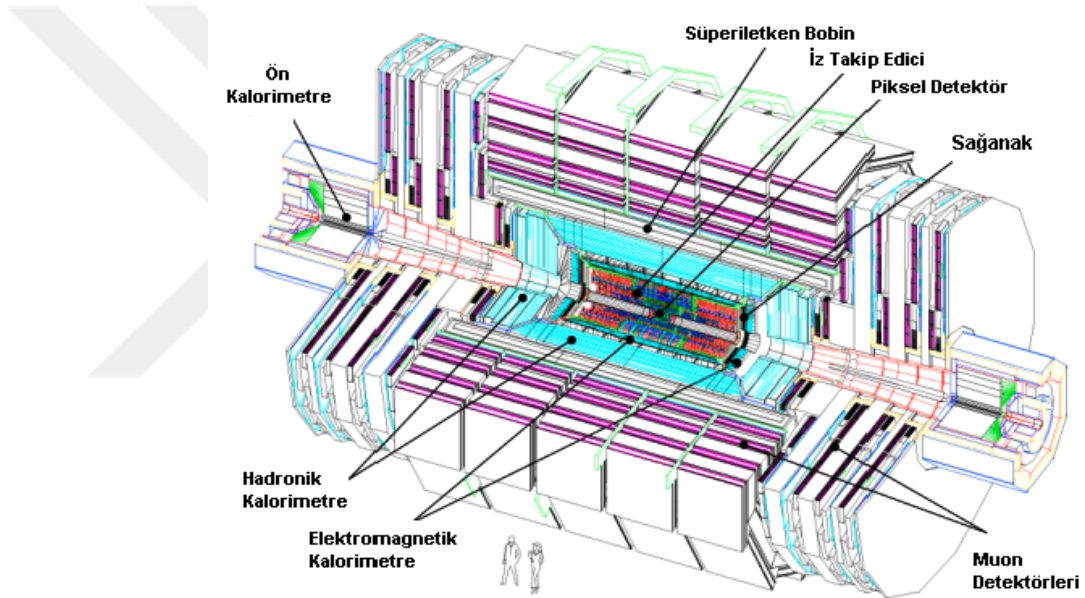
YED' de kullanılan iki tip magnet vardır. Bunlar selonoidal ve toroidal magnetlerdir. Selonoidal bir magnette alan, oluşan yüklü parçacıkları demet doğrusuna dik bir düzlemde bükmek için çarpışan demetlere paraleldir. Toroidal bir magnette alan, oluşan yüklü parçacıkları demet doğrultusu boyunca bükmek için demetle aynı merkezlidir.

YED' ler her biri deneyin yapılma gayesine uygun olarak inşa edilmiş bir deteksiyon sistemine sahip olsa da genel olarak bir YED aşağıdaki özelliklere sahip olmalıdır (Tapan 2005):

- Parçacığın yükünü, yönünü ve momentumunu ölçmeli,
- Çarpışmada her bir yöndeki elektronların ve fotonların taşıdıkları enerjiyi ölçmeli,
- Çarpışmada her bir yöndeki hadronların (protonlar, pionlar, nötronlar vs.) taşıdıkları enerjiyi ölçmeli,
- Çarpışmada oluşan elektronları ve muonları tespit etmeli,

- Nötrinolar gibi detekte edilemeyen parçacıkların varlığını momentum korunumundan yararlanarak tespit etmeli,
- Yukarıda sayılan bilgileri yeterince hızlı yapabilecek özelliğe sahip olmalı ve ölçülen bilgileri kayıt edebilmeli,
- Radyasyon hasarlarına dayanıklı olmalıdır.

YED' ler arasında belirli farklılıklar olsa da birçok elemanları aynıdır. Örnek olarak, Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) üzerinde inşa edilmiş dört detektörden biri olan Yoğun Selonoidal Detektör (CMS) verilebilir (Şekil 1.1).



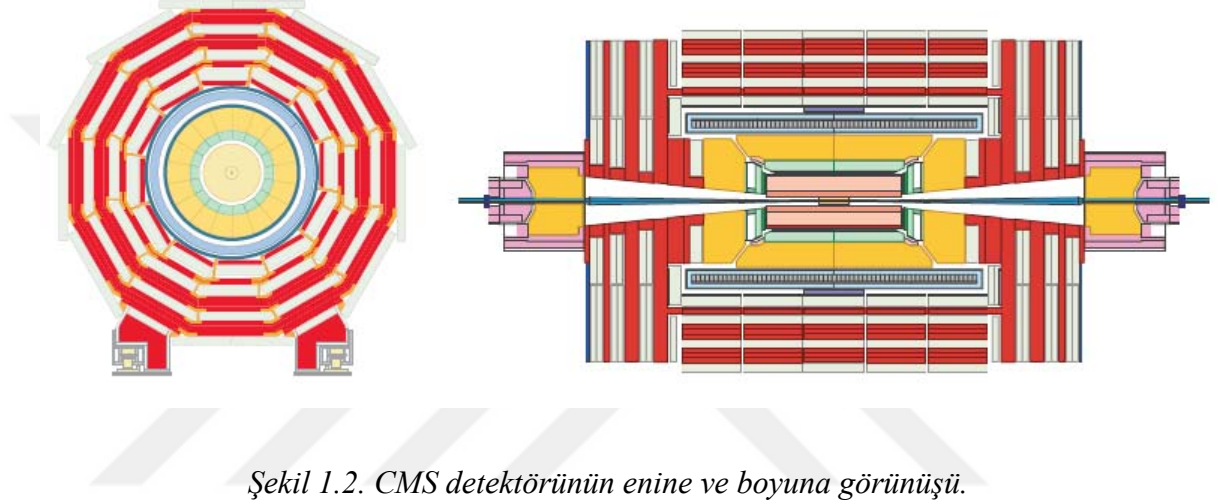
Şekil 1.1. CMS detektörünün yapısı.

1.2. CMS DETEKTÖRÜ

CMS detektörü, silindir şeklindeki katmanlardan (barrel) ve bu silindirlerin ön ve arka yüzünü kapatan diskler (endcap) den oluşur (Şekil 1.2). CMS detektörü, çarpışma sonrasında ortaya çıkan parçacıklar arasında detekte edilmeden kaçanları en aza indirecek şekilde tasarlanmıştır. LHC' nin merkezine doğru olan eksen x-ekseni, düşey eksen y-ekseni, demet doğrultusu z-ekseni ve x-y düzleminde x-ekseni ile yapılan açı, azimuthal açı (ϕ) olarak tanımlandığında yarıçap $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ şeklinde verilir.

Kutupsal açı (θ), z-ekseni ile yapılan açıdır. Ancak kutupsal açı yerine, yüksek enerjili parçacıklar için Lorentz sabiti olarak kabul edilen ve $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$ ifadesi ile tanımlanan pseudorapidity kavramı kullanılır. Parçacık fiziğinde enine momentum önemli bir niceliktir ve aşağıdaki eşitlik kullanılarak hesaplanır:

$$P_T = \sqrt{(P_x^2 + P_y^2)} = \frac{P}{\cosh \eta} \quad (1.1)$$



CMS detektörünün çarpışma noktasından dışa doğru alt-detektör katmanlarının sıralanışı şu şekildedir: silikon iz takip edici, elektromagnetik kalorimetre (ECAL), hadron kalorimetresi (HCAL), süperiletken selenoidal magnet, daha dışta bulunan silindirik şeklindeki HCAL ve muon kalorimetresi. Silikon piksel detektör çok kısa ömürlü parçacıkları detekte etmek için etkileşme bölgesini çevreleyen detektördür. Bu detektörün üzerinde hem barrel hem de endcap bölgelerine yerleştirilmiş silikon mikro-strip detektörler bulunur. Bir sonraki tabaka kurşun-tungstate ($PbWO_4$) kristallerinden oluşan ECAL' dir. ECAL oldukça iyi bir çözünürlükle elektron ve fotonların enerjilerini ölçer. ECAL' in hemen üzerinde CMS' de üretilen hadronik parçacıkların enerjisini ölçen HCAL bulunur. En dışta ise muonların enerjilerinin ölçüldüğü muon kalorimetresi bulunur. Detektörün tüm bileşenleri 4 Tesla' lık magnetik alan üreten süperiletken bir selenoid ile çevrilmiştir (CMS Collaboration 2008).

Bu bölümde her bir alt-detektörden bahsedilecek ve bu tezin konusu olan kalorimetrede enerji çözünürlüğü hakkında ayrıntılı olarak bilgi verilecektir.

1.2.1. İz Takip Edici Detektör

İz takip-ediciler, çarpışmada sonra oluşan yüklü parçacıkların enerjilerinin bir kısmını iyonizasyon vasıtasıyla kaybettirerek parçacıkların yükünü, momentumunu ve yörüngesini belirleyen sistemlerdir. CMS detektörü içerisinde iz takip-edici sistem, 5.8 m uzunluğunda ve 2.6 m çapında bir hacmi kaplar. Bu hacim içerisinde, silikon piksel detektör ve silikon strip detektör olmak üzere iki tip detektör bulunur. CMS detektörünün barrel kısmında, yarıçapı 4.4 cm ile 10.2 cm aralığında olan bölgede piksel detektörlerden oluşan 3 adet tabaka ve yarıçapın 1.1 m olduğu bölgede silikon şerit detektörlerden oluşan 10 adet tabaka kullanılmıştır. Detektörün endcap kısmında ise piksel detektörlerden oluşan 2 adet tabaka ve şerit detektörlerden oluşan 12 adet disk kullanılmıştır. Bu detektörler güçlü magnetik alan içerisinde bulunurlar. CMS detektöründe magnetik alanın değeri 4 T dir. Magnetik alan parçacıkların yörüngelerinin dairesel olarak bükülmesine sebep olur. Her bir yörüngenin yarıçapı parçacığın momentumunu, bükülme yönü ise parçacığın yükünün işaretini belirler (CMS Collaboration 2008).

1.2.2. Elektromagnetik Kalorimetre

Elektromagnetik kalorimetrenin amacı elektronlar, pozitronlar ve fotonlar tarafından taşınan enerjiyi ölçmektir. CMS detektöründe ECAL, barrel kısmında 61200 adet ve iki endcap kısmında toplam 14648 adet $PbWO_4$ kristalinden oluşur. $PbWO_4$ kristali kısa radyasyon uzunluğuna ($X_0 = 0.89$ cm) ve küçük Moliere yarıçapına ($R_M = 2.2$ cm) sahiptir. Işık verimi düşüktür ve sıcaklığa bağlı olarak değişir ($18^\circ C$ ' de $-\% 2.1$ $^\circ C^{-1}$). Barrel kristalleri, kristal içerisinde oluşan sağanağın $\% 99$ ' undan daha fazlasını içerecek şekilde 23 cm uzunluğunda ($25.8X_0$) dır. Endcap kristalleri ise kristallerden önce bir önsağanak (preshower) detektör kullanılması sebebi ile daha kısadır (22 cm). Kristal içerisinde sintilasyon süreci oldukça hızlıdır. Oluşan ışığın $\% 80$ ' i 20 ns içerisinde yayınlanır. CMS detektörü yüksek radyasyona maruz kalacağından, kurşun-tungsten kristalinin radyasyona dayanıklı (10 Mrad' a kadar) bir materyal olması

önemlidir. Çıkan ışığı detekte etmek için fotodetektör olarak endcap kısmında vakum-fototriotlar (VPT) ve barrel kısmında çığ fotodiyotlar (APD) kullanılır. $18^0 C$ ' de hem APD'lerden hem de VPT'lerden MeV başına 4.5 fotoelektron toplanır (CMS Collaboration 2008).

1.2.3. Hadronik Kalorimetre

Hadronik kalorimetre, elektromagnetik kalorimetreyi çevreler ve parçacık jetlerinin doğrultularını ve enerjilerini ölçmekte ve proton, nötron, pion ve diğer mezounların belirlenmesinde kullanılır. Elektromagnetik kalorimetrede oluşan sağanağa kıyasla hadronik kalorimetredeki sağanak daha karmaşıktır. Bu durum, inelastik hadronik etkileşmeler sonucu çeşitli parçacıkların sağanak oluşturmasından dolayıdır. Hadronik kalorimetre bir örnekleme (sampling) kalorimetresidir. Hadronik endcap ve barrel kalorimetrelerin aktif ortamı dalgaboyu kaydırıcı fiberlerle kullanılan plastik sintilatörler levhalarıdır. Bu levhaların arasına ise soğurucu ortam olarak, pirinç tabakalar yerleştirilmiştir. Bu tabakaların görevi, hadronları inelastik çarpışma vasıtasıyla düşük enerjili ikincil hadronlara dönüştürmektir. Tabakalar arasındaki algılayıcılar düşük enerjili parçacıklarla orantılı olarak sinyaller üretirler. CMS detektöründe hadronik kalorimetre kayıp enerji ölçümleri için ve ayrıca $H \rightarrow ZZ$ ve $H \rightarrow WW$ kanallarında oluşan Higgs bozonu araştırmaları için kullanılır (CMS Collaboration 2008).

1.2.4. Muon Detektör Sistemi

Çarpışmadan sonra oluşan yüklü parçacıklardan muonlar, kalorimetrelerden sonra detektörün en dış kısmında bulunan muon detektörlerinde algılanırlar. CMS detektöründe muon detektörü muonları detekte etmek ve enerjilerini ölçmek için üç farklı teknoloji kullanır. Barrel kısmında Ar ve CO₂ gaz karışımından oluşan drift tüpler (DT), endcap kısmında ise katot strip chamberlar (CSC) kullanılır. CSC'ler yüksek konum çözünürlüğüne ve hızlı cevap zamanına sahiptirler. Hem barrel hem de endcap kısmında tetikleyici detektör olarak, Resistive Plate Chamber (RPC) lar kullanılır. Bu detektör diğer detektörlerden daha düşük konum çözünürlüğüne ve daha hızlı sinyal zamanına (zaman çözünürlüğü ~2-3 ns) sahiptir (CMS Collaboration 2008).

1.3. Elektromagnetik Etkileşmeler

Yüksek enerjili bir parçacık bir ortamdan geçerken bremsstrahlung fotonları yayımlayarak bir elektromagnetik sağanağı başlatabilir. Bremsstrahlung, soğurucu ortamın atom çekirdeğinin Coulomb alanından etkilenecek bir fotonun yayınlanması ile oluşur. Oluşan bremsstrahlung fotonları, daha düşük enerjili e^+e^- çiftleri (çift oluşumu) üretebilir. Oluşan elektronlar da tekrar yeni fotonlar ve oluşan yeni fotonlar da yeni elektron pozitron çiftleri üretir. Sonuç olarak elektromagnetik kalorimetreye giren yüksek enerjili bir elektron tarafından fotonlar, pozitronlar ve elektronlardan oluşmuş bir elektromagnetik sağanak oluşturulur. Genellikle elektromagnetik sağanak elektron, pozitron yada fotonlar tarafından başlatılır. Elektromagnetik sağanak içerisinde yer alan etkileşmeler daha ayrıntılı olarak aşağıda verilmiştir.

1.3.1 Elektronlar ve Pozitronların Madde ile Etkileşmesi

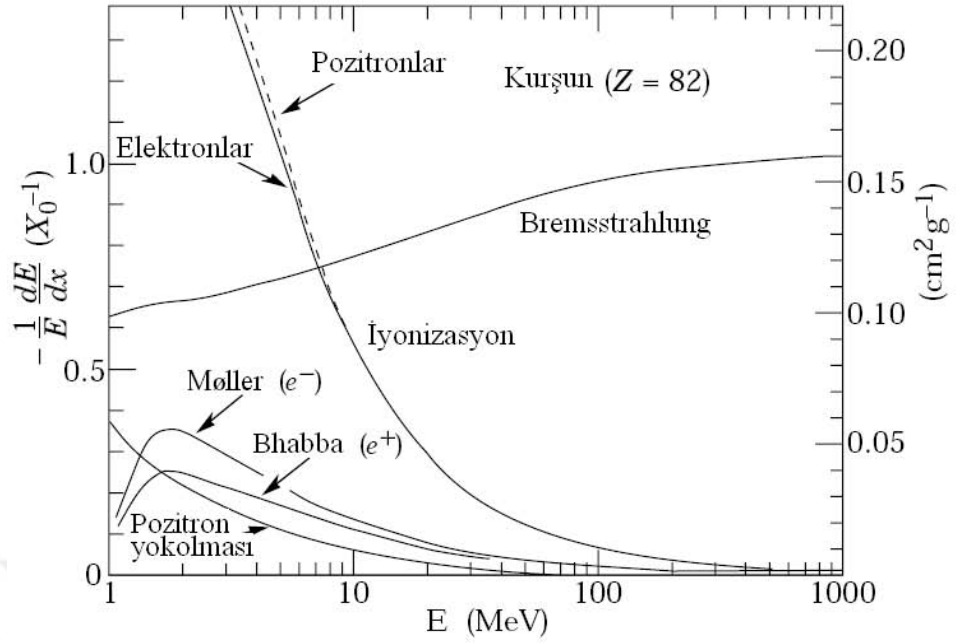
Elektron ve pozitronların madde ile elektromagnetik etkileşmesi benzerdir ve genellikle iki süreç ile enerjilerini kaybederler:

- İyonizasyon
- Radyasyon

100 MeV' in üzerindeki yüksek enerjilerde bremsstrahlung radyasyonu baskın iken, daha düşük enerjilerde iyonizasyon süreci etkilidir. Bu durum Şekil 1.3' de görülmektedir.

1.3.1.1 İyonizasyon

Genellikle, yüklü parçacıklar içerisinde geçtikleri ortamın atomlarına enerji aktarıırken bunu ya ortamın atomlarını iyonize ederek yada uyararak gerçekleştirirler. Elektron yada pozitron bir maddeyi geçerken ortamın atomik elektronlarına belirli bir enerji aktarır. Verilen enerji yeterince yüksek ise elektron atomdan ayrılır yani atom iyonlaşır. İyonizasyonda çarpışma başına enerji aktarımı 0.255 MeV' den daha küçüktür. Daha yüksek enerji aktarımı ile gerçekleşen çarpışmalar Möller-(Bhabha-) saçılması olarak adlandırılır ve iyonizasyon süreci ile kıyaslandığında daha az öneme sahiptir.



Şekil 1.3. Kurşun içerisinde elektron yada pozitronun enerjisine bağlı olarak radyasyon uzunluğu başına enerji kaybı (Amsler ve ark. 2008).

Elektronların enerjisi yeterince yüksek ise tekrar iyonizasyon yapıp elektron-iyon çiftleri oluşturabilirler (ikincil iyonizasyon). Yüklü parçacıkların madde içerisinde aldığı dx yolu boyunca, iyonizasyon ve uyarma yaparak kaybettiği ortalama dE enerjisi *Bethe-Bloch denklemi* ile verilir.

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (1.2)$$

- z : Gelen parçacığın yükü
- Z : Ortamın atom numarası
- A : Ortamın atom ağırlığı
- m_e : Elektronun durgun kütlesi
- r_e : Elektronun yarıçapı
- N_A : Avogadro sayısı
- I : Ortamın iyonizasyon ve uyarma potansiyeli
- γ : Lorentz faktörü ($E/m_e c^2$)

β : Parçacığın rölativistik hızı (V/c)

δ : Yoğunluk etkisi

Ortamın durdurma gücü ne kadar büyükse, yüklü parçacığın aldığı birim yol başına iyonizasyon ve uyarma yaparak kaybettiği enerji de o kadar büyük olur. Fakat gelen parçacığın enerjisi arttıkça, birim uzunluk başına kaybedilen enerji artmaz (Gruppen 1996).

1.3.1.2. Bremsstrahlung

Yüklü bir parçacık, çekirdeğin Coulomb alanı tarafından yavaşlatıldığında kinetik enerjisinin bir kısmını kaybetmesi sonucu foton yayınlacaktır. Yayınlanan bu fotona Bremsstrahlung fotonu adı verilir. Yüksek enerjilerde bremsstrahlung fotonu yayımlanarak yapılan enerji kaybı aşağıdaki eşitlik ile verilir:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha N_A \frac{Z^2}{A} z^2 r^2 E \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \quad (1.3)$$

Burada $r = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{mc^2}$ dir. Eşitlik 1.3 elektronlar için aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0} \Rightarrow E = E_0 e^{-x/X_0} \quad (1.4)$$

Eşitlik 1.4 yüklü parçacıkların foton yayınlaması sonucu enerji kayıplarının üstel bir

azalma ile gerçekleştiğini gösterir. Burada, $X_0 = \frac{716.4 A}{Z(Z+1)\ln(287\sqrt{Z})}$ (g/cm^2)

radyasyon uzunluğu olarak adlandırılır ve elektronun enerjisini bremsstrahlung enerji kaybı vasıtasıyla 1/e faktörü kadar azaltması için alması gerekli mesafe olarak tanımlanır. Z ve A sırasıyla ortamın atom numarası ve atom ağırlığıdır. Karışım yada bileşik halindeki bir materyal için radyasyon uzunluğu:

$$\frac{1}{X_0} = \sum w_j X_j \quad (1.5)$$

olarak verilir, burada w_j ve X_j , j . eleman için ağırlık ve radyasyon uzunluğu kesridir. Elektronların enerji kaybı kritik enerjinin üzerinde ise Bremsstrahlung ile enerji kaybı baskındır. Bir elektron için kritik enerji (E_c), Bremsstrahlung ile enerji kaybının, iyonizasyon ile enerji kaybına eşit olduğu enerji değeri olarak tanımlanır:

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{iyon.} = \left. \frac{dE}{dx} \right|_{brems.} \quad (1.6)$$

Katı ve sıvı soğurucu ortamlar için kritik enerji değeri Eşitlik 1.7 ile verilir:

$$E_c = \frac{610 MeV}{Z + 1.24} \quad (1.7)$$

Örneğin, kurşun içerisinde elektronlar için kritik enerji değeri yaklaşık 7.6 MeV' dir. Ağır parçacıklarda bremsstrahlung ile enerji kaybı elektronlardan daha yüksek enerjilerde etkin hale gelir. Bremsstrahlung ile enerji kaybı parçacığın kütlesinin karesi ile ters orantılı ($1/m^2$) olduğundan, demir içerisinde muonlar için kritik enerji:

$$E_c = \frac{610 MeV}{Z + 1.24} \cdot \left(\frac{m_\mu}{m_e} \right)^2 = 960 GeV \quad (1.8)$$

olarak hesaplanır. Muonlar ağır yüklü parçacıklar oldukları için GeV mertebesindeki enerjilerde iyonizasyon ve uyarılma süreçleri baskındır. 1 TeV' in üzerindeki enerjilerde ise çift oluşumu ve bremsstrahlung süreçleri baskın olmaya başlar (Amsler ve ark. 2008).

1.3.2. Fotonların Madde ile Etkileşmesi

Fotonlar madde içerisinde üç temel etkileşme ile enerjilerini kaybederler:

- Fotoelektrik olay
- Compton saçılması
- Çift Oluşumu

Bir ortam içerisinde ilerleyen bir foton demetinin şiddeti:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (1.9)$$

denkleminde verildiği gibi üstel olarak değişir. Burada, μ kütle zayıflama katsayısıdır ve her bir etkileşme süreci için foton tesir kesitlerine (σ_i) bağlıdır:

$$\mu = \frac{N_A}{A} \sum_{i=1}^3 \sigma_i \quad (1.10)$$

Burada σ_i ; i tane süreç için atomik tesir kesiti, A ; atom ağırlığı ve N_A ; avogadro sayısıdır. Düşük enerjili bölgelerde ($E_\gamma \sim \text{keV}$) fotoelektrik olay önemli bir etkiye sahipken, orta enerjili bölgelerde (MeV) Compton saçılması baskındır. Yüksek enerjili fotonlar (MeV veya GeV mertebesinde) için ise çift oluşumu süreci baskın hale gelir. Örnek olarak, karbon ve kurşun içerisinde fotonların enerjilerine bağlı olarak farklı süreçlerin gerçekleşme tesir kesitleri Şekil 1.4' te verilmiştir.

1.3.2.1. Fotoelektrik Olay

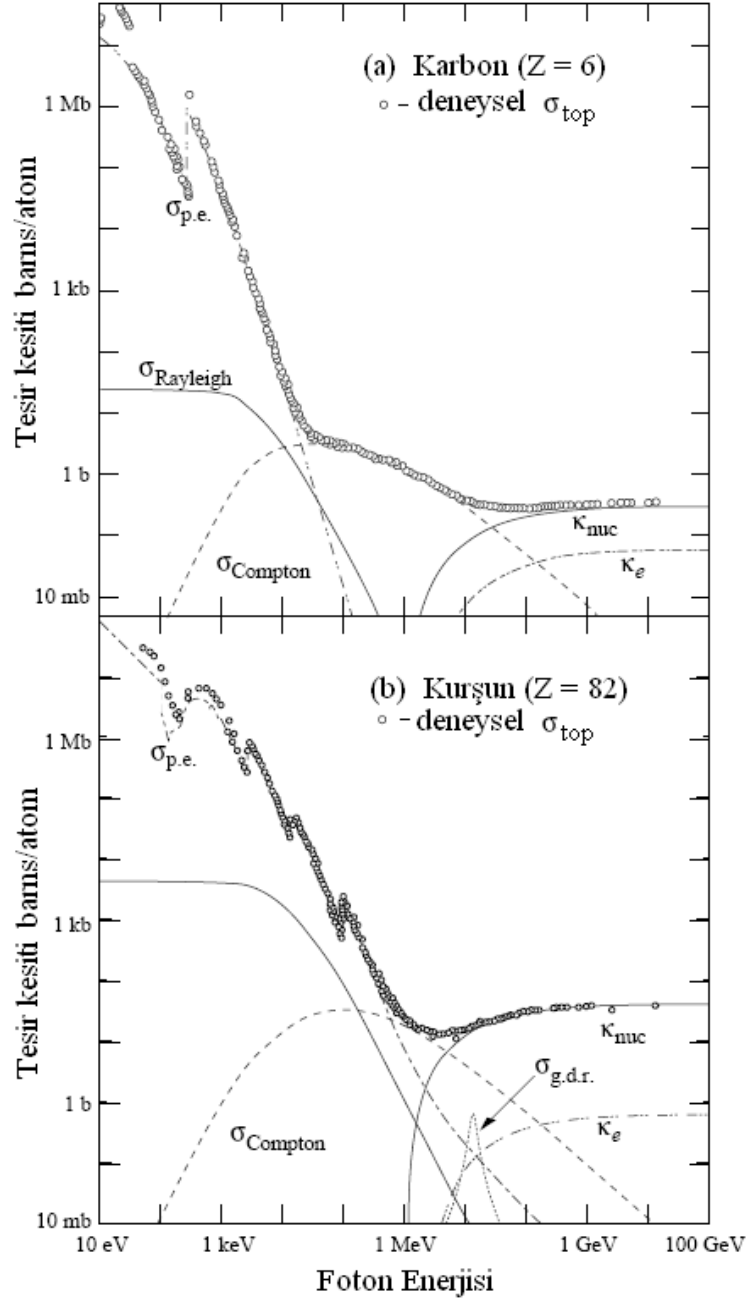
Fotoelektrik olay, bir foton ile atom arasında gerçekleşen bir etkileşmedir. Gelen fotonun enerjisi elektronun bağlanma enerjisinden büyük ise, foton soğurulur ve atomdan bir elektron yayınlanır.



E_γ enerjili bir fotonun soğurulma tesir kesiti, K-kabuğunda daha yüksektir ve yüksek enerjilerde aşağıdaki ifade ile verilir:

$$\sigma_{foto}^K = 4\pi r_e^2 Z^5 \alpha^4 \frac{1}{\varepsilon} \quad (1.12)$$

Burada $\varepsilon = E_\gamma / m_e c^2$, α ince yapı sabiti ve Z hedef atomdaki elektron sayısıdır. Foton K-kabuğunda soğurulduğunda karakteristik X-ışınları ve Auger elektronları yayınlanır (Grupe 1996).



Şekil 1.4. Karbon ve kurşunda foton enerjisine bağlı olarak toplam tesir kesitleri. Burada; $\sigma_{p.e.}$ = fotoelektrik olay, $\sigma_{Rayleigh}$ = Rayleigh saçılması-atom iyonize olur yada uyarılır, $\sigma_{Compton}$ = Compton saçılması, κ_{nuc} = çekirdek alanında çift oluşumu, κ_e = elektron alanında çift oluşumu, $\sigma_{g.d.r.}$ = Giant Dipole Resonans gibi fotonükleer etkileşmeleri ifade etmektedir (Amsler ve ark. 2008).

1.3.2.2. Compton Saçılması

Compton olayında foton yarı-serbest bir yörünge elektronu ile etkileşerek esnek saçılma yapar. Foton enerjisinin bir kısmını elektronu sökmeye ve ona kinetik enerji kazandırmaya harcar.

$$\gamma + e \rightarrow \gamma' + e' \quad (1.13)$$

Süreç sonunda, iyonize olmuş bir atom, enerjik bir elektron ve enerjisinin bir kısmını kaybetmiş yani dalgaboyu artmış bir foton kalır. Bu süreç için tesir kesiti Klein-Nishina denklemi ile verilir ve yüksek enerjilerde aşağıdaki şekilde ifade edilir:

$$\sigma_c = \pi r_e^2 \frac{Z}{\varepsilon} \left(\frac{1}{2} + \ln(2\varepsilon) \right) \quad (1.14)$$

Enerji ve momentumun korunumundan, saçılan fotonun enerjisinin (E'_γ) gelen fotonun enerjisine (E_γ) oranı:

$$\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} = \frac{1}{1 + \varepsilon(1 - \cos \theta_\gamma)} \quad (1.15)$$

şeklinde elde edilir. Burada, θ_γ fotonun saçılma açısıdır. Elektronu aktarılan enerji, geri-saçılma durumunda ($\theta_\gamma = \pi$) maksimum değere ulaşır. Bu durumda saçılan fotonun enerjisinin gelen fotonun enerjisine oranı:

$$\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} = \frac{1}{1 + 2\varepsilon} \quad (1.16)$$

şeklinde verilir.

1.3.2.3. Çift Oluşumu

Çift oluşumu yüksek enerjili fotonlar için baskın olan süreçlerden biridir. Gelen foton çekirdeğin yeterince yakınından geçtiğinde, onun coulomb alanı ile etkileşme yaparak kendisi yok olur ve bir elektron-pozitron oluşur. Fotonun çift oluşum yapma

eşik enerjisi, elektron-pozitron çiftinin durgun kütle enerjilerinin toplamı olan 1.02 MeV' dir. Yüksek enerjilerde ($E_\gamma \gg 20MeV$) çift oluşumu toplam tesir kesiti:

$$\sigma_{çift} = \frac{7}{9} \frac{A}{N_A} \frac{1}{X_0} \quad (1.17)$$

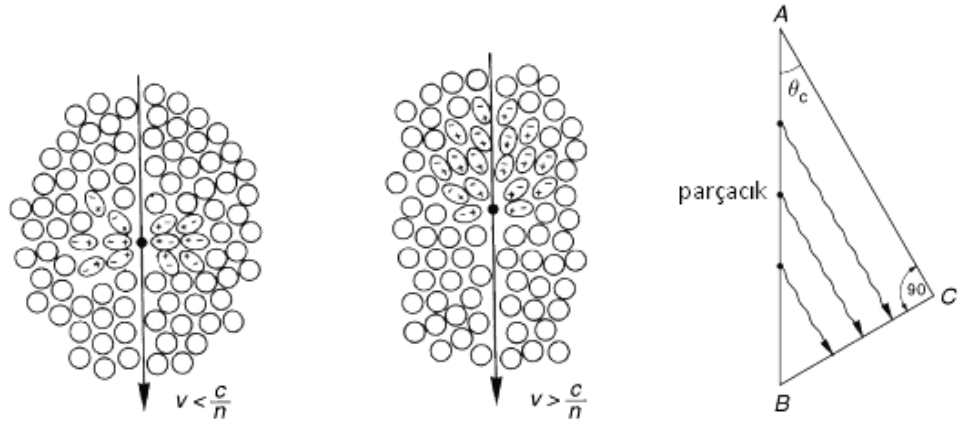
şeklinde verilir. Burada, X_0 materyalin radyasyon uzunluğudur. Yani yüksek enerjili bir foton tarafından bir X_0 içinde bir elektron-pozitron çifti oluşma olasılığı $e^{-7/9}$ dur. Çift oluşum esnasında elektrona ve pozitrona aktarılan enerji, düşük enerjilerde ($E_\gamma \ll 50MeV$) simetriktir ancak yüksek enerjilere çıkıldıkça ($E_\gamma > 1GeV$) asimetriklik artar.

1.4. Kristallerde Optik Foton Oluşum Süreçleri

1.4.1. Cherenkov Radyasyonu

Yüklü bir parçacığın kırılma indisi n olan bir ortamı geçerken hızı (v) ışığın ortamdaki hızından (c/n) daha büyük ise karakteristik bir elektromagnetik radyasyon yayınlanır. Yayınlanan bu radyasyona Cherenkov radyasyonu adı verilir. Yüklü parçacık geçerken yolu üzerindeki atomları polarize eder, böylece bu atomlar elektrik dipollerini oluşturur. Dipol alanının zamana bağlı değişimleri elektromagnetik bir radyasyon yayınlanmasına yol açar. $v < c/n$ olduğu sürece, dipol dağılımı simetriktir ve parçacık yolu üzerindeki tüm dipollerin toplamı sıfırdır. Ancak parçacık $v > c/n$ hızı ile hareket ederse, dipol dağılımı asimetriktir, dipol momentlerinin toplamı sıfır değildir ve bu yüzden Cherenkov radyasyonu yayınlanır. Şekil 1.5' de $v < c/n$ ve $v > c/n$ olduğu durumlarda polarizasyondaki farklılıklar gösterilmiştir.

Cherenkov radyasyonu sebebi ile enerji kaybı minimum-iyonize edici parçacıklar için bile iyonizasyon ve uyarılma ile kıyaslandığında daha küçüktür. Örneğin $Z \geq 7$ olan gazlarda minimum-iyonize edici parçacıklar için, Cherenkov radyasyonu ile enerji kayıpları iyonizasyon sebebi ile enerji kayıplarının % 1' inden daha küçüktür. Daha hafif gazlar için (H, He gibi) bu oran yaklaşık % 5' tir.



Şekil 1.5. Cherenkov radyasyonu yayınlanma mekanizması ve geometrik olarak Cherenkov açısının belirlenmesi.

Şekil 1.5' de görülen, yayınlanan Cherenkov radyasyonu ile yüklü parçacığın izi arasındaki açı basit bir yaklaşım ile elde edilebilir. Parçacık $AB=t.\beta c$ yolunu aldığı anda, foton $AC=t.c/n$ yolunu alır. Böylece fotonun yayınlanma açısı:

$$\cos \theta_c = \frac{c}{n\beta c} = \frac{1}{n\beta} \quad (1.18)$$

şeklinde elde edilir. Örneğin, PbWO_4 kristalini ($n=2.2$) geçen rölativistik parçacıkların yayınlanma açısı $\theta_c \sim 63^\circ$ dir.

λ_1 ve λ_2 dalgaboyları arasında birim yol uzunluğu başına yayınlanan Cherenkov fotonlarının sayısı, $n(\lambda)>1$ için:

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (1.19)$$

denklemini ile verilir. Burada, z Cherenkov radyasyonu üreten parçacığın elektrik yükü, α ince yapı sabitidir. Cherenkov fotonlarının dalgaboyu λ ' nın, ortamın kırılma indisi n ' den bağımsız olduğu durumda Eşitlik 1.19:

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \cdot \sin^2 \theta_c \cdot \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 \lambda_2} \quad (1.20)$$

- Aktarılan enerji, iyonizasyon enerjisinden daha büyük ise, elektron valans banttan iletkenlik bandına uyarılabilir ve sonuçta serbest bir elektron ve serbest bir boşluk oluşur. İletkenlik bandındaki elektron, bir boşluk ile tekrar birleşme yaparak yok olur. Bu süreçte açığa çıkan enerji bir foton olarak yayınlanabilir.
- Aktarılan enerji bağlanma enerjisinden daha küçük ise, iletkenlik bandının altında bulunan ve eksiton (uyarım) bandı olarak adlandırılan bölgeye uyarılır. Bu durumda elektron elektrostatik olarak hala boşluğa bağlıdır ve bu elektron-boşluk çiftine eksiton adı verilir. Eksitonlar kristalde serbestçe hareket edebilirler. Eksiton bir ışıltama merkezine çarptığında bağlanma enerjisini aktarabilir. Kristal örgüsüne aktarılan bu enerji ya örgü titreşimleri olarak (fononlar) ortaya çıkar yada ışık olarak yayınlanır.

Yayınlanan fotonlar elektromagnetik spektrumun görünür bölgesindedir. Foton sayısı gelen parçacığın enerjisi ile orantılıdır. Fotonlar fotona duyarlı bir detektör tarafından sinyale dönüştürülür (Gruppen 1996).

1.5. Enerji Çözünürlüğü ve Fano Faktör

Enerji çözünürlüğü, gelen radyasyonun enerjisini ölçmekte kullanılan detektörler için en önemli faktördür. Genel olarak çözünürlük, mono-enerjik bir radyasyon demetinin bir detektöre gönderilmesi ile elde edilen sonuç spektrumundan ölçülebilir. Elde edilen spektrum gauss dağılımı şeklindedir ve oluşan iyonizasyon ve uyarılma sayısındaki dalgalanmalar bu spektrumun genişlemesine sebep olur.

Çözünürlük genellikle pikin yarı yükseklik genişliği (FWHM) terimi ile verilir. Eğer bu genişlik ΔE ile gösterilirse, E enerjisindeki çözünürlük;

$$R = \text{Çözünürlük} = \Delta E / E \quad (1.22)$$

şeklinde verilir. Bu denklem genellikle yüzde olarak ifade edilir. Örneğin, 1 MeV' lik gamma ışınları NaI detektörüne gönderildiğinde çözünürlük yaklaşık olarak % 8 yada % 9 civarındadır.

Çözünürlük, detektörde depolanan enerjinin bir fonksiyonudur ve Poisson yada Poisson benzeri bir istatistik gösterir. İyonizasyon oluşması için gerekli ortalama enerji (w) materyale bağlı bir sabittir. Bu durumda, E enerjisi için beklenen ortalama elektron-iyon çifti sayısı $N=E/w$ ' dır. Enerjinin artması ile iyonizasyon olayları sayısı artar ve sonuçta bağlı dalgalanmalar azalır.

Dalgalanmalar hesaplanırken iki farklı durum göz önüne alınmalıdır. Bir detektöre gelen radyasyon enerjisinin tamamı detektörde soğurulmuyorsa, oluşan etkileşmelerin sayısı Poisson dağılımına uyar. Örneğin, ince bir transmision detektörü sadece geçen parçacığın dE/dx ' ini ölçer. Varyans;

$$\sigma^2 = N \quad (1.23)$$

ile verilir ve N üretilen ortalama olay sayısıdır. Bu durumda, çözünürlük enerjiye bağlı olarak;

$$R = 2.35 \frac{\sqrt{N}}{N} = 2.35 \sqrt{\frac{w}{E}} \quad (1.24)$$

şeklinde verilir. Burada 2.35 değeri standart sapmayı FWHM' e dönüştürmek için kullanılan bir çarpandır. İfadeden de görüleceği gibi çözünürlük enerjinin karekökü ile ters orantılıdır.

Radyasyon enerjisinin tamamı spektroskopi deneylerinde kullanılan detektörlerde olduğu gibi soğurulursa tek başına Poisson istatistiği varsayımını kullanmak yanlış olur. Çünkü, önceki durumda depolanan enerji dalgalanma gösterirken, burada toplam depolanan enerji sabit bir değerdir. Gerçekte, çözünürlük pek çok detektörde Poisson istatistikleri kullanılarak hesaplanan değerinden daha küçüktür. Bu durumda varyans;

$$\sigma^2 = FN \quad (1.25)$$

ile verilir. Burada N üretilen ortalama iyonizasyon adedi ve F Fano Faktör olarak bilinen bir sayıdır. F faktörü detektörde bir enerji aktarımına sebep olacak tüm temel süreçlerin bir fonksiyonudur. Sadece iyonizasyon değil fonon uyarılmaları gibi tüm

reaksiyonları içerir. Bu yüzden detekte edici ortamın bir iç sabitidir. Teorikte F' i hesaplamak, detektörde meydana gelen tüm reaksiyonlar hakkında detaylı bilgi gerektirdiğinden çok zordur. Çözünürlük;

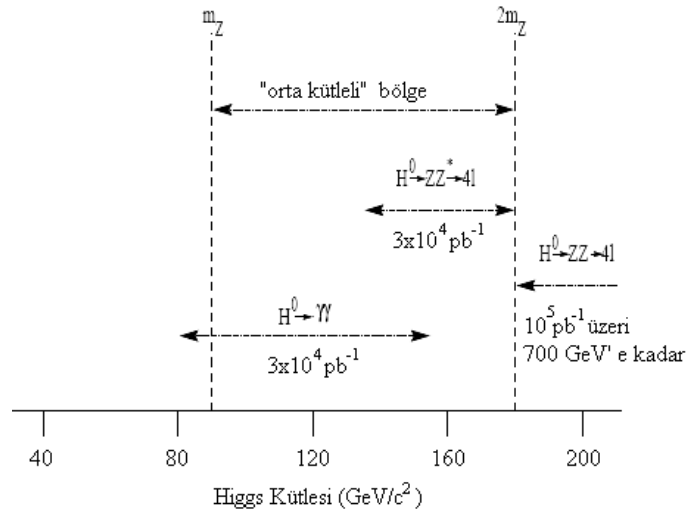
$$R = 2.35 \frac{\sqrt{FN}}{N} = 2.35 \sqrt{\frac{Fw}{E}} \quad (1.26)$$

ifadesi ile verilir. Eşitlik 1.26, foton durumunda $F=1$ olduğu için Eşitlik 1.24' e indirgenir. İyonizasyon dalgalanmalarına ek olarak, detektörün tüm çözünürlüğüne kullanılan elektronikler gibi dış faktörlerde etki edebilir. Bu durumda toplam çözünürlük E , Eşitlik 1.27 ile verilir (Leo 1987).

$$(\Delta E)^2 = (\Delta E_{\text{det}})^2 + (\Delta E_{\text{elektronik}})^2 + \dots \quad (1.27)$$

1.5.1. Higgs Bozonu ve Elektromagnetik Kalorimetrede Enerji Çözünürlüğü

CMS detektörünün amaçlarından birisi Higgs bozununu keşfetmektir. Standart model (SM) Higgs bozonu, $80 \text{ GeV}/c^2$ ile $1 \text{ TeV}/c^2$ arasında bir kütleyle sahip olmalıdır. Şekil 1.7' de Higgs bozununun kütlelerine bağlı olarak bozunum kanalları görülmektedir ($10^4 \text{ pb}^{-1} \equiv 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ışınlık (lüminosity)' a ve $10^5 \text{ pb}^{-1} \equiv 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ışınlık' a karşılık gelmektedir).



Şekil 1.7. SM Higgs bozununun bozunma kanalları (Barney 1998).

85 GeV/c² ile 160 GeV/c² arasındaki SM Higgs bozonu iki fotona bozunur. İki fotona bozunmanın hassas bir şekilde gözlenebilmesi, elektromagnetik kalorimetrenin enerji çözünürlüğüne bağlıdır. İki fotonun kütle çözünürlüğü, enerji ve açisal çözünürlüğe bağlı olarak Eşitlik 1.28' de verilmektedir:

$$\frac{\sigma_M}{M} = \left[\frac{\sigma_{E1}}{E_1} \oplus \frac{\sigma_{E2}}{E_2} \oplus \frac{\sigma_\theta}{\tan(\theta/2)} \right] \quad (1.28)$$

burada,

- $\frac{\sigma_M}{M}$ kütle çözünürlüğü,
- $\frac{\sigma_{E1}}{E_1}$ ve $\frac{\sigma_{E2}}{E_2}$ iki fotonun enerji çözünürlükleri,
- θ iki foton arasındaki açı (radyan cinsinden),
- σ_θ açisal çözünürlüktür.

Elektromagnetik kalorimetrede enerji çözünürlüğü aşağıdaki şekilde ifade edilir:

$$\left(\frac{\sigma}{E} \right)^2 = \left(\frac{a}{\sqrt{E}} \right)^2 + \left(\frac{b}{E} \right)^2 + c^2 \quad (1.29)$$

Burada, ilk terim a, *stokastik* terimdir ve;

- kristal içerisinde enine elektromagnetik saçanak oluşumu sırasındaki dalgalanmaları (a_{enine}),
- fotodetektörde sinyal oluşumu sırasındaki dalgalanmaları yani içeride oluşan fotoelektron adedindeki ve detektör iç kazancındaki dalgalanmayı içeren fotoistatistik katkıyı (a_{pe}),
- endcap kısmında bulunan Si önsaçanak (preshower) detektörde bırakılan enerjideki dalgalanmaları içerir.

İkinci terim b, *gürültü* terimidir ve;

- elektronik gürültünün enerji eşdeğerini
- pileup denilen ölçüm alanına giren ve ilgilendiğimiz parçacıkların dışındaki parçacıkların taşıdığı enerjideki dalgalanmaları içerir.

Üçüncü terim c, *sabit* terimdir ve;

- kristal boyunca ışık toplanmasındaki kararsızlıkları,
- kristalden kristale değişen iç kalibrasyon hatalarını,
- kristalin arkasından kaçan enerjiyi,
- kristalin yapımındaki kusurları içerir.

Elektromagnetik kalorimetrenin barrel kısmında, enerji çözünürlüğüne stokastik terimin katkısı;

$$a = \sqrt{a_{pe}^2 + a_{enine}^2} \quad (1.30)$$

şeklinde verilir. Bu ifadedeki fotoistatistik katkı, a_{pe} aşağıdaki şekilde ifade edilir;

$$a_{pe} = \sqrt{\frac{F}{N_{pe}}} \quad (1.31)$$

Burada N_{pe} , GeV başına fotodetektörde oluşan birincil parçacık sayısı ve F, kazanç oluşumu sırasındaki dalgalanmaları ifade eden ilave gürültü faktörüdür. Bu faktör APD' ler için $\sim \% 2$ ve VPT' ler için ise $\sim \% 2.5$ civarındadır. Elektromagnetik kalorimetrenin barrel kısmı için $N_{pe} \sim 4500$ pe/GeV bulunmuştur.

Enine elektromagnetik sağanak oluşumu sırasındaki dalgalanmanın stokastik terime katkısı (a_{enine}), elektromagnetik sağanağı Monte Carlo ile örnekleyen GEANT programı kullanılarak hesaplanmış ve elde edilen sonuçların test deneyleri ile tutarlı olduğu gösterilmiştir. a_{enine} , 3x3' lük PbWO₄ kristal matrisi kullanıldığında yaklaşık % 2 olarak, 5x5' lik PbWO₄ kristal matrisi kullanıldığında yaklaşık % 1.5 olarak ölçülmüştür (CMS Collaboration 2008).

Sonuçta, kalorimetrenin barrel kısmında, enerji çözünürlüğü ifadesindeki stokastik terime toplam katkı $\sim \% 2.8$ olarak bulunmuştur. Elektromagnetik kalorimetrenin barrel ve endcap kısımlarında enerji çözünürlüğüne her bir terimden gelen katkı Çizelge 1.1' de listelenmiştir.

Çizelge 1.1. Enerji çözünürlüğüne etki eden faktörler.

Terim	Katkısı	ECAL (barrel)	ECAL (endcap)
<i>a</i> Stokastik Terim	<i>Enine dalgalanma katkısı</i>	~ % 2.0	~ % 2.0
	<i>Örnekleme</i>	–	% 5
	<i>Fotoistatistikler</i>	~ % 2.0	~ % 2.5
	<i>Toplam</i>	~ % 2.8	~ % 5.9
<i>b</i> Gürültü Terimi	<i>Elektronik gürültü</i> <i>Kaçak akımı</i>	120 MeV (düşük ışılda)	770 MeV (yüksek ışılda)
<i>c</i> Sabit Terim	<i>Kalibrasyon</i> <i>Düzensizlikler</i>	~ % 0.30	~ % 0.30

1.6. YEF Deneylerinde Kullanılan Kristaller

Bir deneyde kullanılacak kristal seçimi yapılırken, aşağıda belirtilen fiziksel özelliklerine dikkat edilir:

- *Radyasyon uzunluğu (X_0)*; kristal içerisinde oluşan elektromagnetik sağanığın boyuna genişlemesinin bir ölçüsüdür. Kristalin boyu radyasyon uzunluğuna bağlı olarak belirlenir. Örneğin CMS ECAL’ da kullanılan $PbWO_4$ kristalinin uzunluğu, içerisinde oluşan boyuna sağanığın % 99’ unu içermesi için yaklaşık $25.8X_0$ olarak seçilmiştir.
- *Moliere yarıçapı (R_M)*; elektromanyetik sağanığın enine genişlemesinin bir ölçüsüdür. Moliere yarıçapından faydalanarak kristalin enine genişliğine veya kristaller kullanılarak bir matris oluşturulacaksa bu matrisin boyutlarına karar verilir.
- *Işık verimi*; kristal içerisinde depo edilen enerji başına oluşan ışık miktarıdır. Kalorimetrenin çözünürlüğünün belirlenmesinde önemli bir niceliktir. Genel olarak, aynı enerjideki farklı parçacıklar için ışık verimi farklı değerdedir.

Yüksek enerji fiziği deneylerinde kullanılan bazı inorganik kristallerin temel özellikleri Çizelge 1.2' de görülmektedir. Bir deney için kristal seçiminde aşağıda verilen pratik nedenlerde rol oynamaktadır. Bunlar;

- Maliyet
- Kararlılık, yoğunluk, sıcaklık bağımlılığı
- Cevap verme hızı
- Radyasyon hasarları
- Çıkan ışığın dalgaboyu ve fotodetektör arasındaki uyuşma.

Çizelge 1.2. İnorganik kristallerin bazı özellikleri (Amsler ve ark. 2008).

Özellikler	NaI(Tl)	CsI(Tl)	BaF ₂	LSO(Ce)	BGO	PbWO ₄
Yoğunluk (g/cm ³)	3.67	4.51	4.89	7.40	7.13	8.3
Ergime noktası (°C)	651	621	1280	2050	1050	1123
Radyasyon Uzunluğu, X ₀ (cm)	2.59	1.86	2.03	1.14	1.12	0.89
Moliere yarıçapı, (R _M) (cm)	4.13	3.57	3.10	2.07	2.3	2.0
Emisyon piki (nm)	410	560	300 ^s 220 ^f	420	480	425 ^s 420 ^f
Bozunma süresi (ns)	230	1250	620 ^s 0,9 ^f	40	300	30 ^s 10 ^f
Işık vermesi (foton/MeV)	100	165	36 ^s 3.4 ^f	83	21	0.083 ^s 0.29 ^f

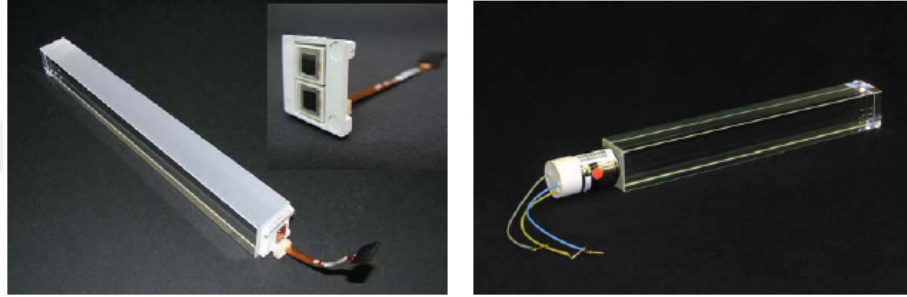
f=hızlı bileşen, *s*=yavaş bileşen

İnorganik kristallerin en yaygın olarak kullanılanlarından biri olan NaI(Tl) kristalinde MeV başına depolanan enerji sonucu yaklaşık 40000 foton açığa çıkar. Genellikle kristallerde ışık verimi, NaI(Tl) kristalinin ışık veriminin yüzdesi cinsinden ifade edilir. Bu kristalin maliyeti düşük olmasına rağmen diğer kristallere göre mekaniksel direnci düşüktür. CsI(Tl) kristalleri birçok spektroskopi deneylerinde ve B fiziği deneylerinde kullanılan kristallerdir (Acker 1992, Kubota 1992). BaF₂ kristali çok hızlı cevap verme özelliğine sahiptir fakat radyasyona karşı direnci azdır. BGO ve PbWO₄ kristalleri yoğunlukları nedeniyle yüksek mekaniksel dirence sahiptirler. PbWO₄ kristalinin ışık verme oranı düşük olmasına rağmen ucuza mal edilmesi sebebi

ile fazla miktarda kristal kullanmayı gerektiren deneylerde tercih sebebidir. Çizelge 1.2’ den de görüldüğü gibi, kristallerden yayınlanan ışığın dalgaboyu genellikle 300-560 nm arasında değişmektedir. Bu nedenle deneylerde kullanılacak fotodetektörlerin bu dalgaboyu aralığındaki fotonlara duyarlı olması gereklidir.

1.6.1. PbWO₄ Kristali

Bir elektromagnetik kalorimetrede, planlanan fiziksel büyüklük ölçümlerini hassas bir şekilde yapabilmek için ihtiyaçlara cevap verebilecek uygun bir kristal seçilmelidir. CMS elektromagnetik barrel ve endcap kalorimetrelerinde, kısa radyasyon uzunluğu, küçük Molière yarıçapı, radyasyona dayanıklılığı ve maliyeti gibi avantajları sebebiyle PbWO₄ kristalinin kullanılmasına karar verilmiştir (CMS 1997). Şekil.1.8’ de kullanılan PbWO₄ kristalleri ve fotodetektörler görülmektedir.

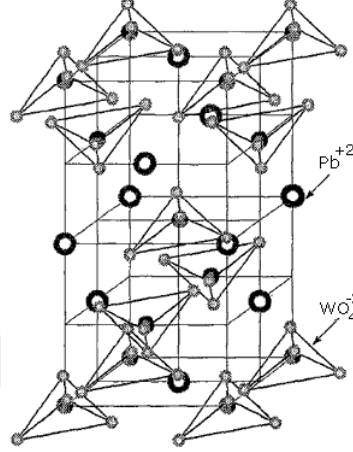


Şekil 1.8. Barrel PbWO₄ kristali ve APD kapsülü (sol), endcap PbWO₄ kristali ve VPT (sağ).

1.6.2. PbWO₄ Kristal Yapısı

PbWO₄ kristalinin kırılma indisi $n_{\text{normal}} / n_{\text{anormal}} (n_{\text{ordinary}} / n_{\text{extraordinary}}) = 2.242 / 2.169$, fotoelastik sabiti 0.13 MPa^{-1} , gerilme sabiti 1.67 Mpa ve yoğunluğu 8.28 g/cm^3 tür (Annenkov ve ark. 2002). Kristalin yoğunluğu üretimdeki teknolojik şartlara bağlı olarak küçük farklılıklar gösterebilir. Tetragonal yapıya (Şekil 1.9), sahip olan PbWO₄ kristali, % 50’ si PbO (kurşun oksit) ve % 50’ si WO₄ (tungstate oksit) karışımının $1123 \text{ }^{\circ}\text{C}$ ’ de eritilmesi ile elde edilir. PbWO₄ kristalinin üretilmesinde kullanılan standart metot Czochralski metodudur. Bu metot şu anda Bogoroditsk Techno-Chemical Plant (BTCP) tarafından kullanılmaktadır. Bunun yanında Pekin’ deki Shanghai Institute of

Ceramics (SIC) ve Beijing Glass Research Institute (BGRI) çalışma grupları Bridgman metodunu kullanarak kristal büyütme işlemi yapmaktadır. Her iki yöntemin de avantajları ve dezavantajları vardır, fakat gerekli olan kalitedeki kristaller her iki metot ile elde edilebilmektedir (Baccaro 1999).

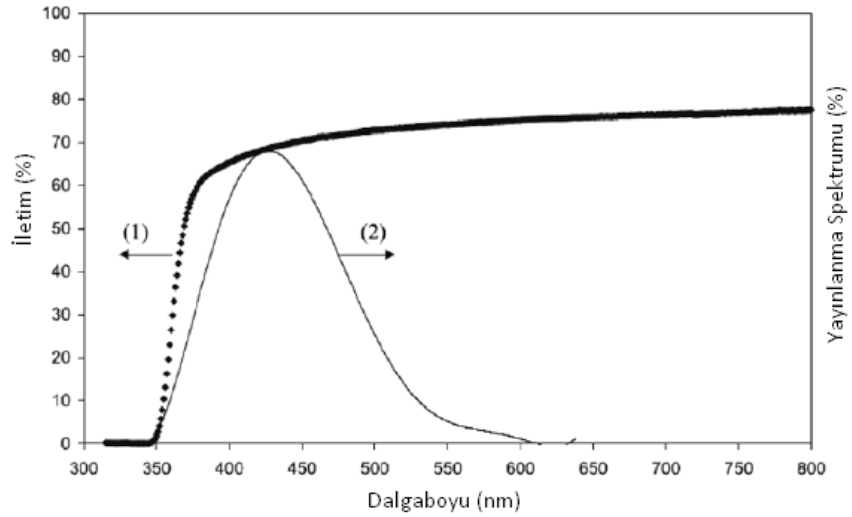


Şekil 1.9. $PbWO_4$ birim hücresi.

1.6.3. $PbWO_4$ Kristalinin Optik Özellikleri

$PbWO_4$ kristalinin foton yayınlama spektrumu iki tane bileşenden oluşur. Bunlardan biri $(WO_4)^{-2}$ düzenli örgüsünün neden olduğu ve yaklaşık 420 nm' de (2.9 eV) bir pike sahip mavi ışık, diğeri WO_3 kusur merkezinin neden olduğu ve yaklaşık 480-520 nm' de (~2.5 eV) bir pike sahip yeşil ışıktır (Baccaro 1999). Yapılan iyileştirmeler sonucunda kristalden yayınlanan fotonlardan uca ulaşanların spektrumu, 350-600 nm aralığında ve 420 nm' de pik yapan bir gauss eğrisi şekline getirilmiştir (Şekil 1.10).

Tungsten ailesinden bir çok kristal şiddetli ama milisaniye mertebesinde yavaş foton yayınlama özelliğine sahiptir. $PbWO_4$ kristalinin sintilasyon ışık verimi düşük olmasına rağmen (NaI(Tl) kristalinin % 0.2' sine karşılık gelen yaklaşık 100 foton/MeV), ışığı kısa sürede vermesi ve düşük radyasyon uzunluğuna sahip olması onu avantajlı hale getirir (Paganoni 2003, Diemoz 2007).



Şekil 1.10. $PbWO_4$ kristalinin optiksel iletiminin (1) ve foton yayınlanma spektrumunun (2) dalgaboyuna bağlı değişimi.

1998 yılında yapılan çalışmalar ile kristallerde özellikle 360-570 nm' lik dalgaboyu aralığındaki sintilasyon ışığının iletimi büyük bir ölçüde geliştirilmiştir (Şekil 1.10). $PbWO_4$ kristalinin optiksel iletimi, ışığı her yöne dağıtan makroskobik kusurların varlığı veya soğurma bantları oluşturan tuzakların varlığı ile sınırlandırılır. $PbWO_4$ ' de tuzaklar en fazla valans ve iletkenlik bantları yakınlarında bulunur ve iletim kuyusunun şeklini etkiler. Oksijen kusurları yüzünden olduğuna inanılan 350 nm' deki soğurma bandı sıkça gözlenir. Bazı kristallerin sarımsı renkte görülmesinin nedeni, kurşun iyonları boşlukları tarafından olduğuna inanılan 420 nm' deki diğer bir soğurma bandıdır. Saf malzeme hazırlamanın, kristal büyütme ve tavlama durumlarının daha iyi kontrol edilmesi sayesinde $PbWO_4$ kristalinin optiksel iletiminde oldukça iyi sonuçlara ulaşılmıştır (Auffray ve ark. 1998, Lecoq 2000).

1.7. YEF Deneylerinde Silikon Detektörler

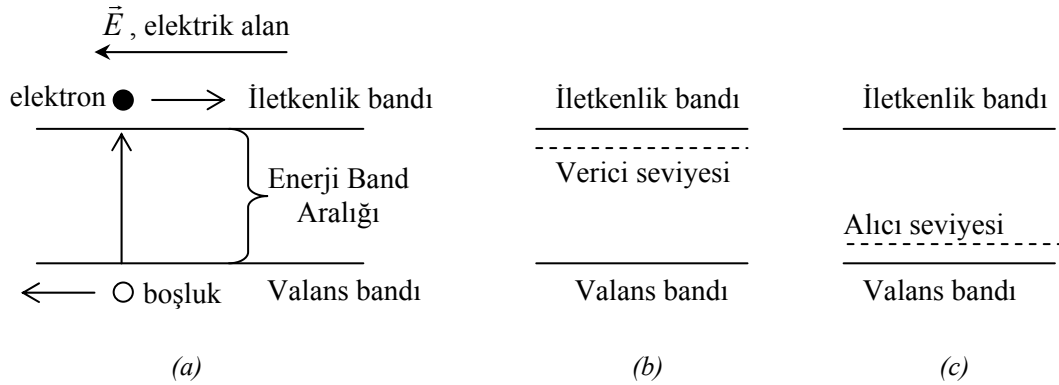
Silikon detektörler son yirmi yıldır yapılan yüksek enerji fiziği deneylerinin hemen hemen hepsinde kullanılmaktadır. Bu deneyler sabit hedef deneylerinden çarpıştırıcı deneylerine kadar uzanmaktadır. Ayrıca birçok geliştirilmiş spektrometre (örneğin tıbbi teşhislerde) sistemlerinde bulunmaktadır. Mikroelektronikte son yıllardaki hızlı gelişme, detektör fabrikasyon teknolojisinin kalitesinde bir artış ve karmaşık yapıları detektörlerin üretilmesine bir kolaylık getirmiştir. Silikon detektörlerin

hem konum hemde enerji çözünürlüğünde sahip oldukları üstünlüğün temelindeki nedenleri aşağıdaki gibi maddeler halinde sıralayabiliriz (Tapan 1997).

- 10 ns civarındaki hıza sahip olması.
- 10 μm civarında uzaysal çözünürlüğe sahip olması.
- Tasarımının esnekliği.
- Mükemmel mekaniksel özellikleri.
- Depolanan enerjinin orantılılığı.
- Depolanan enerjide iyi bir çözünürlük (bir yük çifti oluşturmak için 3.6 eV' luk enerji gerekirken, bir gaz detektöründe bu değer 30 eV kadardır).

1.7.1. Enerji Bandları

Yarıiletken maddeler, metaller ile yalıtkanlar arasında olan iletkenlik özelliklerine sahiptir. Bir örnek madde olarak silikon (Si), periyodik tablonun IV. gurubundadır. Bir silikon atomu kristaldeki komşu atomlarla kovalent bağı yapacak dört elektrona sahiptir.



Şekil 1.11. (a) Elektrik alan etkisi altında serbest elektron ve boşluk hareketini gösteren diyagram, (b) n-tipi yarıiletkende verici seviyesi, (c) p-tipi yarıiletkende alıcı seviyesi.

İletkenlik özellikleri Şekil 1.11' de gösterilen enerji band diyagramı yardımı ile açıklanabilir. Saf bir yarıiletkende iletkenlik bandı tamamen elektronsuz iken valans bandı tamamen doludur. Bu iki band, enerji seviyelerinin olmadığı yasak band veya enerji band aralığı ile ayrılır. Si için sıcaklık ile band aralığının değişimi şu şekilde açıklanabilir;

$$E_g(T) = 1.17 - \frac{(4.73 * 10^{-4})T^2}{T + 636} \quad (1.32)$$

burada T Kelvin cinsinden sıcaklık, E_g eV cinsinden band aralığıdır. Eğer elektronlar optik veya termal yol ile valans banddan iletkenlik bandına uyarılırsa uygulanan elektrik alanın etkisi altında kristal içerisinde bir akım olacaktır. Bu uyarma enerjisi silikon için oda sıcaklığındaki band aralığı enerjisi olan 1.12 eV' dan daha büyük olmalıdır. İletkenlik bandına uyarılan her bir elektron için valans bandında bir elektron eksikliği vardır. Bu, boşluk olarak isimlendirilir. Hem elektronlar hem de boşluklar yine Şekil 1.11' de gösterildiği gibi akıma katkıda bulunur. Yani, valans bandındaki bir elektron boşluğun yerine geçer. Bu hareket boşluğu elektron akışına zıt yönde hareket ettirir.

İletkenlik P, As, Sb gibi V. grup elementlerden eklenerek büyük ölçüde arttırılabilir. Bu olay katkılama olarak isimlendirilir. Bu elementler dış kabuklarında beş elektrona sahiptir. Bir silikon atomunun yerine geçtiği zaman dört elektron kovalent bağlanma için kullanılır. Zayıf olarak bağlanan beşinci elektron ise iletkenlik için hazırdır. Şekil 1.11b' de gösterildiği gibi iletkenlik bandının hemen altındaki verici seviyesi olarak isimlendirilen işgal edilmiş bir seviyeye yükselir. Bu katkılar iletkenlik bandına bir elektron bırakabilecekleri için verici olarak isimlendirilir. Bu tip maddelerde akım, elektronlar tarafından taşındığından n-tipi yarıiletken olarak bilinir.

İletkenlik, dış yörüngelerinde üç elektrona sahip III. grup elementlerin eklenmesiyle de arttırılabilir. Bu durumda üç elektron kovalent bağ yapar ve bir boşluk oluşur. Şekil 1.11c' de gösterildiği gibi bu, valans bandının hemen üzerindeki işgal edilmemiş bir bölgeye yükseliş gösterir. Elektronlar valans bandından alıcı seviyeye uyarıldığı zaman iletkenlik oluşur. Katkı atomları valans bandından elektronlar alır. Bu tip maddeler iletkenliğin boşluk akışı sonucundan olmasından dolayı p-tipi yarıiletken olarak bilinir. Uygulamadaki kristallerde katkıların varlığı ve örgüdeki eksik veya yanlış yerleşmiş atomlar yüzünden düzgün olmayan yapıların bölgesi vardır. Böyle bölgeler kristal kusurları olarak bilinir.

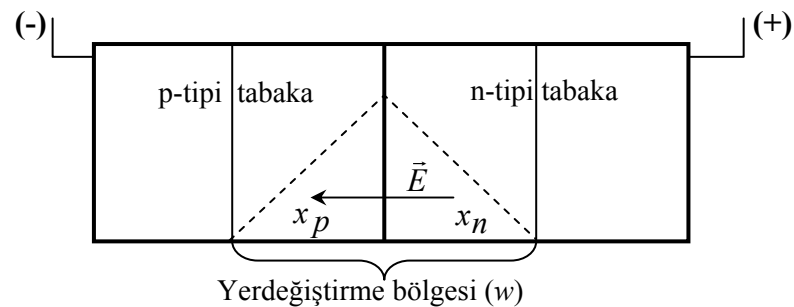
1.7.2. p-n Eklemleri

Katkılanmış n veya p tipi yarıiletkenler birer iletken gibi davranır. p ve n tipi yarıiletkenin birleştirilmesi ile oluşturulan p-n eklemi, yarıiletken aygıtın kullanışlı elektriksel özelliklerinden sorumludur. Bir p-n eklemine sahip yarıiletken aygıtta çoğunluk taşıyıcıları eklem içerisinde sürüklenir. Bu elektronların eklemin p tabakasına geçerek boşlukları doldurmasına ve boşlukların n tabakası içerisine girerek elektronlarla yok olmasına sebep olur. Böylece eklem boyunca bir elektrik alan oluşur. Bu alan iki bölge arasında bir V_0 kontak potansiyeli oluşturur. Kontak potansiyelinin büyüklüğü sıcaklığa ve katkı konsantrasyonlarına bağlıdır.

$$V_0 = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (1.33)$$

Burada kT termik enerji, q elektronun yükü, N_A ve N_D alıcı ve verici konsantrasyonları, n_i katkılanmamış yarıiletkende taşıyıcı konsantrasyonudur. Bu alan ayrıca denge oluşturulduğunda yük taşıyıcıların hareketini engeller. Eklem içerisinde elektronların ve boşlukların kovalent band yapısında tutulmalarından dolayı eklem hareketli yük taşıyıcılarına sahip değildir. Yükten bağımsız olan bu bölge yerdeğiştirme bölgesi olarak adlandırılır.

Eklemin n tabakasına pozitif gerilim, p tabakasına negatif gerilim uygulanarak eklem ters besleme yapıldığında bir dış elektrik alan oluşur. Şekil 1.12' de ters besleme uygulanmış bir p-n eklemi görülmektedir.



Şekil 1.12. Ters beslenmiş bir p-n eklemi.

Bir V_b ters besleme gerilimi altında yerdeğiştirme bölgesindeki E elektrik alan değeri $E+E_b$ şeklinde artar. Böylece yerdeğiştirme bölgesinin genişliği w , ters besleme durumunda dengedeki değerinden daha fazla olacaktır. Yerdeğiştirme bölgesinin toplam genişliği $w=x_n+x_p$ katkı konsantrasyonlarına bağlıdır. Yerdeğiştirme bölgesinin n ve p tabakalarında bulunan miktarları aşağıdaki şekilde verilir:

$$x_n = \left(\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 V_t}{q} \frac{N_A}{N_D(N_A + N_D)} \right) \quad (1.34)$$

$$x_p = \left(\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 V_t}{q} \frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)} \right) \quad (1.35)$$

burada V_t toplam potansiyel farkı olup $V_t=V_0+V_b$ şeklinde V_0 kontak potansiyeli ve V_b besleme geriliminin toplamı, ε_s yarıiletkenin dielektrik sabiti ve ε_0 boşluğun geçirgenliğidir.

Yerdeğiştirme bölgesindeki elektrik alanın büyüklüğü konumun bir fonksiyonudur ve Poisson eşitliğini kullanarak bulunabilir.

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{dE}{dx} = -\frac{q}{\varepsilon_s \varepsilon_0} (N_A - N_D) \quad (1.36)$$

burada ψ elektrostatik potansiyeldir.

Şekil 1.12' de görülen yerdeğiştirme bölgesi içerisinde $-x_p \leq x \leq 0$ p tabakasındaki ve $0 \leq x \leq x_n$ n tabakasındaki elektrik alan değişimi aşağıdaki şekilde verilir.

$$E_n = \frac{q N_D}{\varepsilon_s \varepsilon_0} (x - x_n) \quad (1.37)$$

$$E_p = \frac{q N_A}{\varepsilon_s \varepsilon_0} (x_p + x) \quad (1.38)$$

Ters besleme gerilimi ile birlikte yerdeğiştime bölgesindeki alanın artışı, çoğunluk yük taşıyıcısının eklem içerisinde karşı tarafa geçişini engeller. Bununla birlikte, azınlık taşıyıcıları eklem içerisindeki alan nedeni ile hareket edebilirler. Azınlık taşıyıcılarının eklem içerisinde geçiş miktarı normal çalışma geriliminde ve sıcaklıklarda küçüktür, fakat üzerine ışık düşürülen bir fotodiyotta olduğu gibi ilave serbest taşıyıcılar oluşturularak bu miktar önemli ölçüde artırılabilir.

1.7.3. Yarıiletkenlerde Yük Taşınması

Yarıiletken kristallerde yük taşınması, elektrik alanın etkisiyle ve yük taşıyıcılarının konsantrasyonun değişimi nedeni ile meydana gelir. Yarıiletkenin içerisinde yük taşıyıcılarının hareketi düzgün bir şekilde değildir ve hareket esnasında yaptıkları saçılmalar nedeniyle karmaşık bir haldedir.

1.7.3.1. Saçılma

İki önemli saçılma mekanizması örgü saçılması ve safsızlık saçılmasıdır. Titreşen atom çekirdekleri veya iyonlar ile yapılan saçılmalar ısısal saçılma, fonon saçılması veya örgü saçılması olarak bilinir. Örgü saçılması, mutlak sıfır sıcaklığının üzerindeki herhangi bir sıcaklıkta örgü atomlarının ısısal titreşiminden kaynaklanır. Bu titreşimler periyodik örgü potansiyelinin düzenini bozar ve enerjinin örgü ile taşıyıcılar arasında taşınmasına izin verir. Örgü titreşimleri artan sıcaklıkla yükseleceğinden örgü saçılması yüksek sıcaklıklarda ve enerjilerde etkili olmaya başlar.

Katkı maddelerinin iyonları tarafından yapılan saçılma safsızlık saçılması olarak bilinir. Safsızlık saçılmasının olasılığı iyonize eden katkının toplam konsantrasyonuna bağlıdır. Örgü saçılmasından farklı olarak katkı saçılması yüksek sıcaklıklarda daha az öneme sahip olur. Yüksek sıcaklıklarda, taşıyıcılar daha hızlı hareket eder ve böylece daha az etkin olarak saçılırlar. Bu nedenle katkı saçılması, özellikle düşük enerjili durumlarda baskın olduğundan düşük elektrik alanlarda veya düşük sıcaklıklarda önemlidir.

1.7.3.2. Difüzyon

Difüzyon yarıiletken içerisinde diğer bir yük taşıma mekanizmasıdır. Yarıiletken madde içerisinde oluşturulan yük taşıyıcı konsantrasyonunda bir uzaysal değişim olduğu zaman, taşıyıcılar yüksek konsantrasyonlu konumdan düşük konsantrasyonlu konuma doğru bir harekette bulunacaklardır. Bu difüzyon olarak bilinir. Difüzyon nedeni ile birim alan başına elektronların veya boşlukların akışının net oranı uzaysal değişim ile orantılıdır.

$$\text{elektron akışı} = -D_e \frac{dn(x)}{dx} \quad (1.39)$$

$$\text{boşluk akışı} = -D_h \frac{dp(x)}{dx} \quad (1.40)$$

D_e ve D_h elektron ve boşluk difüzyon katsayılarıdır. Bu parametreler kristal boyunca yük hareketliliğinin bir ölçüsü olan mobiliteye bağlıdır. Einstein bağıntıları, difüzyon katsayısını mobiliteleri içerecek şekilde aşağıdaki gibi verir.

$$D_e = \mu_e \frac{kT}{e} ; D_h = \mu_h \frac{kT}{e} \quad (1.41)$$

burada μ_e ve μ_h azınlık taşıyıcı durumundaki elektron ve boşlukların $\text{cm}^2/\text{V.s}$ cinsinden mobilitelerdir. Mobiliteler katkı konsantrasyonuna ve sıcaklığa bağlıdır.

Yüksek saflıklardaki n-tipi ve p-tipi silikonlarda azınlık taşıyıcı mobiliteleri, katkı konsantrasyonunun 10^{14} cm^{-3} , ün altında olduğu durumlarda konsantrasyondan bağımsızdır ve aynı katkı konsantrasyonu değerlerinde çoğunluk taşıyıcılarının mobilitelerine eşittir. $300 \text{ }^\circ\text{K}$ ' de, katkılanmış bir silikonda artan safsızlık konsantrasyonunun mobiliteye bağlı olarak azalması aşağıdaki gibi deney sonucunda elde edilmiş bağıntılar ile verilir.

$$\mu_e = 1350 \left[1 - \frac{0.93 N^{0.91}}{N^{0.91} + 3.75 * 10^{15}} \right] \quad (1.42)$$

$$\mu_h = 480 \left[1 - \frac{0.90 N^{0.76}}{N^{0.76} + 5.85 * 10^{12}} \right] \quad (1.43)$$

Düşük sıcaklıklarda safsızlık saçılmasının baskın olmasından dolayı, mobilite katkı konsantrasyonunun bir fonksiyonudur. Yüksek sıcaklıklarda örgü saçılması baskındır ve bu yüzden mobilite katkı konsantrasyonuna daha az bağlıdır.

Difüzyon yapan yük taşıyıcıları eninde sonunda tekrar birleşerek yok olacaklardır. Tekrar birleşmeden önce yük taşıyıcıları difüzyon uzunluğu olarak isimlendirilen bir karakteristik uzunluk boyunca hareket eder ve azınlık taşıyıcısı elektron ve boşluk için bu ifade;

$$L_e = \sqrt{D_e \tau_e} \quad ; \quad L_h = \sqrt{D_h \tau_h} \quad (1.44)$$

olarak verilir. Burada τ_e ve τ_h sırasıyla elektron ve boşluk için azınlık taşıyıcılarının yaşam süresidir.

Difüzyon uzunluğu yerdeğiştirmenin bir ölçüsüdür ve yüklerin konsantrasyonunun tekrar denge değerine gelmesi için alınır. Bir x_0 konumunda azınlık taşıyıcılarının yoğunluğu $p(x_0)$ ise $x \geq x_0$ için yoğunluk şu hale gelecektir;

$$p(x) = p(x_0) \exp(-(x - x_0)/L) \quad (1.45)$$

Azınlık taşıyıcıların yaşam süresi, taşıyıcıların oluşması ile tekrar birleşme yaparak yok olması arasındaki zaman olarak tanımlanabilir ve aşağıdaki gibi açıklanabilir;

$$\tau_e = \frac{1}{\sigma V_{the} N_{TT}} \quad ; \quad \tau_h = \frac{1}{\sigma V_{th} N_{TT}} \quad (1.46)$$

burada σ yakalama tesir kesiti olup, a tuzak potansiyelinin veya tuzak merkezinin yarıçapı olmak üzere kabaca λa^2 ile verilir. Elektron ve boşluğun termal hızları ise;

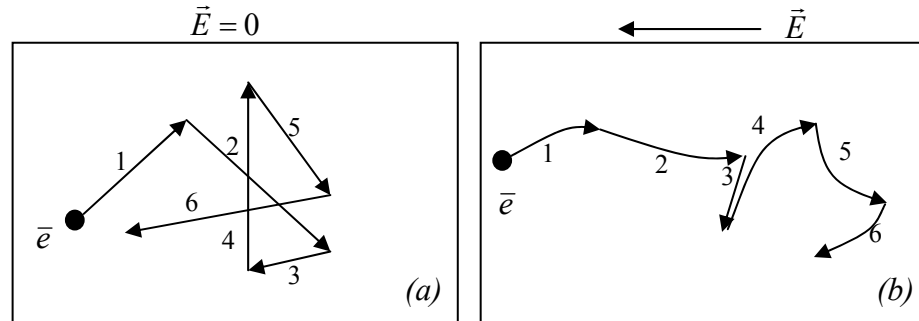
$$V_{the} = V_{thh} = \sqrt{\frac{3kT}{m^*}} \quad (1.47)$$

olarak verilmektedir. Burada m^* yüklerin iletkenlik etkin kütlesi olup, m_0 elektronun durgun kütlesi olmak üzere, elektron için $0.44m_0$, boşluk için $0.37m_0$ değerine sahiptir. N_{TT} yok olma-oluşma yakalama merkezinin konsantrasyonudur. Çoğunluk taşıyıcı konsantrasyonu 10^{17} cm^{-3} den daha az olduğu zaman, azınlık taşıyıcılarının yaşam süresi yaklaşık olarak katkılanmamış silikonlara eşittir. Konsantrasyonun 10^{17} cm^{-3} den büyük olduğu durumlarda, azınlık taşıyıcı yaşam süresi yaklaşık olarak artan çoğunluk taşıyıcı konsantrasyonunun ters karekökü ile azalır. Azınlık taşıyıcı difüzyonu nispeten yavaş bir süreçtir. Azınlık taşıyıcılarının bir d mesafesini kat etmesi için geçen süre aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$t_{\text{sürüklenme}} = \frac{d^2}{2D} \quad (1.48)$$

1.7.3.3. Sürüklenme ve İyonizasyon

Yarıiletken malzemelerde termal bir hareketlilik vardır ve bu nedenle yarıiletken içerisindeki elektronlar hızla ve rasgele bütün yönlerde hareket ederler. Her bir elektronun termal hareketi Şekil 1.13a' da gösterildiği gibi örgü atomları, katkı atomları veya diğer saçılma merkezleri ile çarpışmalar nedeniyle, rasgele birbirini takip eden saçılmalar gibi göz önüne getirilebilir.



Şekil 1.13. Yarıiletken içerisinde bir elektronun şematik hareketi. (a) Rasgele termal hareket, (b) Rasgele termal hareket ile uygulanan elektrik alandan dolayı birleşmiş hareket

Elektronların rasgele hareketi bir elektronun net olarak sıfır yer değiştirmesine yol açar. Küçük bir elektrik alan ($\geq 2 \times 10^2$ V/cm) yarıiletken örneğine uygulandığı zaman her bir elektron $-qE$ kuvveti etkisi altında kalır ve bu kuvvet elektronların termal hareketinin üzerine ilave bir hız bileşeni vererek onları alan boyunca hızlandırır (Şekil 1.13b). Bu ilave hız bileşeni sürüklenme hızı olarak isimlendirilir. Silikondaki elektrik alan değerinin elektronlar için 2×10^3 V/cm, boşluk için 4.5×10^3 V/cm olan E_K kritik alan değerinden daha az olması durumunda, yük taşıyıcıların sürüklenme hızı elektrik alanla düzgün bir şekilde orantılıdır. Orantılılık faktörü azınlık taşıyıcı mobilitesi olarak bilinir ve $\text{cm}^2/\text{V.s}$ birimindedir.

Kritik alan değerinin altında, katkı konsantrasyonun mobiliteye bağlı olması nedeniyle sürüklenme hızı katkı konsantrasyonuna bağlı olacaktır. Yeterince yüksek alanlarda, $E > E_K$, orantılılık artık geçerli değildir ve sürüklenme hızı katkı konsantrasyonundan bağımsızdır ve bir V_s doyum hızına ulaşır. V sürüklenme hızına sahip yük taşıyıcılarının yerdeğiştirme bölgesindeki sürüklenme zamanı aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$t_{\text{sürüklenme}} = \frac{w}{V} \quad (1.49)$$

Pratikte yerdeğiştirme bölgesindeki elektrik alan şiddeti sabit değildir ve bu nedenle sürüklenme hızı da sabit değildir. Elektrik alan değeri ile birlikte elektronların da sürüklenme hızları artar. Elektronların kinetik enerjisi optik fonon enerjisini geçtiğinde optik fononlar oluşturulur. Oluşum oranı o kadar düşüktür ki ancak birkaç elektron bu enerjiyi aşabilir. Bu suretle sürüklenme hız limiti V_s , enerji dengesi eşitliğinden tahmin edilebilen bir değere ulaşır.

$$\frac{1}{2} m_e V_s^2 = \hbar w_0 \quad (1.50)$$

$$V_s = \sqrt{2\hbar w_0 / m_e} = 10^7 \text{ cm/s} \quad (1.51)$$

burada $\hbar w_0$ ve V_s kabaca elektronların oda sıcaklığındaki termal hızına eşitir.

Eğer elektrik alan yeterince yüksek ise, elektron E_i çarpışma iyonizasyon eşik enerjisinden daha büyük bir kinetik enerji kazanır. Silikon için E_i değeri elektronlar için 3.6 eV (3.2 E_g) ve boşluklar için 5.0 eV (4.4 E_g) dir. Örgü ile etkileşme sırasında, elektron kinetik enerjisinin büyük bir kısmını valans bandındaki bir elektrona vererek onu iletkenlik bandına çıkararak iyonize eder ve böylece bir elektron-boşluk çiftini oluşturur. Elektronun optik fonon ile saçılma yapması sonucu enerji kaybı, onun iyonizasyon eşik enerjisine hızlandırılabilme ihtimalini azaltır.

1.7.4. p-n Eklemlerinin Kırınım Mekanizması

p-n eklemi küçük bir doğrusal besleme gerilimi (0.6 eV Si için) uygulandığı zaman iyi bir iletkendir, fakat çok yüksek ters besleme gerilimi uygulandığında kötü bir iletken olabilir. Ters besleme gerilimi artmaya başladığında, yerdeğiştirme bölgesi boyunca elektrik alan şiddeti de artar. Yerdeğiştirme bölgesi boyunca elektrik alan, eklem bölgesinin yalıtıcı kapasitesinin kırılacağı E_K değerine kadar arttırıldığında eklem kırınımına uğrayarak çok yüksek akım geçmesine neden olur. Kritik alan belirlenerek yerdeğiştirme bölgesinin kırınım gerilimi Poisson eşitliğinin çözümünden hesaplanabilir.

$$V_{br} = \frac{E_k w}{2} \quad (1.52)$$

Bir p-n eklemindeki kırınım genellikle ısıl kararsızlık, tünelleme veya çığ oluşumu gibi herhangi üç mekanizmadan birisi tarafından gerçekleştirilebilir.

2. MATERYAL VE YÖNTEM

2.1. Monte Carlo Yöntemi

Monte Carlo Tekniği, karmaşık olasılık fonksiyonlarına sahip fiziksel olayların benzetişimini yapmak için kullanılan bir yöntemdir. Bu teknikte fiziksel olayın doğasındaki karmaşıklık sürecinin benzetişiminde, olasılık fonksiyonunu örneklemek için bilgisayar tarafından üretilen rastgele sayılar ve bir takım matematiksel işlemler kullanılır. Bu bölümde belli bir olasılık yoğunluğuna sahip fiziksel bir olay için uygulanan Monte Carlo yönteminden kısaca bahsedilecektir.

2.1.1. Gelişigüzel Sayı Örneklenmesi

Monte Carlo yönteminde, sayısal olarak bir deneyi veya olayı taklit etmek için temel araç 0-1 arasında değerler alan düzgün dağılımlı sayıları kullanmaktır. Bu sayıları q ile gösterelim. Bu sayılar bir bilgisayar programı ile türetilebilir. Belli bir ölçü veya deneyde bulunabilecek değerler kümesi bir gelişigüzel sayı kümesi oluşturur. Gelişigüzel sayılar kümesinde herhangi bir sayının gelme olasılığı ötekilerden farklı olabilir. Olasılıklar aynı ise böyle bir kümeye düzgün dağılımlı gelişigüzel sayılar kümesi denir (Walck 1987, Marsaglia 1985, Marsaglia ve Zaman 1994). Gelişigüzel sayılar her bir rakamı aynı olasılıkla seçilmiş ve birbirinden bağımsız sayılardan oluşmuş bir kümenin elemanlarıdır. Monte Carlo yönteminde çok sayıda gelişigüzel sayı gerektiğinden bu sayılar bilgisayarda üretilir. Bilgisayarda tümüyle belirli bir yöntemle göre ardı ardına oluşturulan bu sayılar gerçekte gelişigüzel olmamakla birlikte gelişigüzel sayıların istatistiksel özelliklerini içerirler. Bir formülden elde edilen gelişigüzel sayı dizisine sözde gelişigüzel sayılar denir. Bu sözde gelişigüzel sayıları elde etmek için Fortran ile hazırlanmış alt programlardan biri, CERN kütüphanelerinde bulunan RANLUX' dur (James 1994). Bunun yanında diğer bir yöntem alınacak olan sözde gelişigüzel sayıları programa (radyoaktif bir bozunma sürecinde olduğu gibi) tablodan okutmaktır.

2.1.2. Ters Dönüşüm Yöntemi

Eğer istenen olasılık yoğunluk fonksiyonu $f(x)$, $-\infty < x < \infty$ aralığında ise, $x \leq a$ da olasılığı ile açıklanan toplam olasılık yoğunluk fonksiyonu veya olasılık dağılım fonksiyonu Eşitlik 2.1 ile verilir.

$$F(x) = \int_a^x f(x') dx' \quad (2.1)$$

Bir a sayısı, $f(a)$ olasılık yoğunluğu ile seçildiğinde bu a noktasına kadar toplam olasılık, $F(a)$, $[0,1]$ aralığında düzgün olasılık yoğunluğuna sahip bir gelişigüzel sayı olacaktır. Son noktalar ihmal edilip x' in herhangi bir değeri alınır ve verilen bir u sayısı için olasılık yoğunluk fonksiyonundan seçilen bir x değeri bulunabilir. Eğer,

$$u = F(x) \quad (2.2)$$

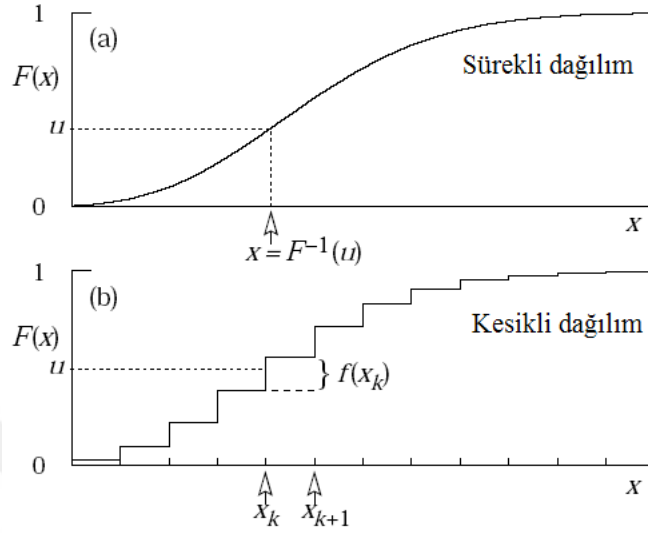
şartı sağlanıyorsa, toplam olasılık fonksiyonunun tersi

$$x = F^{-1}(u) \quad (2.3)$$

şeklinde tanımlanır. Bu metot Şekil 2.1' de gösterilmiştir. Bu durum, olasılık yoğunluk fonksiyonunun belirsiz integrali alınabildiği zaman en uygun eşitliktir. Yani $\exp(x)$, $(1-x)^n$ ve $1/(1+x^2)$ (Cauchy ve Breit-Wigner) gibi bazı genel $f(x)$ fonksiyonları için tersine çözümü alınabilecek durumlardır. Bununla birlikte işlem zamanının artma olasılığı da göz ardı edilmemelidir.

Şekil 2.1' de $(0,1)$ aralığında düzgün bir dağılımdan gelişigüzel seçilen bir u için toplam olasılık dağılım fonksiyonu $F(x)$ gösterilmiştir. Kesikli bir dağılım için $F(x)$ herbir x_k , $k=1,2, \dots$, değerinde $f(x_k)$ kadar sürekli olmayan bir adım uzunluğuna sahiptir. Daha önceki gibi $(0,1)$ aralığından düzgün dağılımlı gelişigüzel bir u seçilerek bir x_k bulunur.

$$F(x_{k-1}) < u \leq F(x_k) \equiv \text{Prob}(x \leq x_k) = \sum_{i=1}^k f(x_i) \quad (2.4)$$



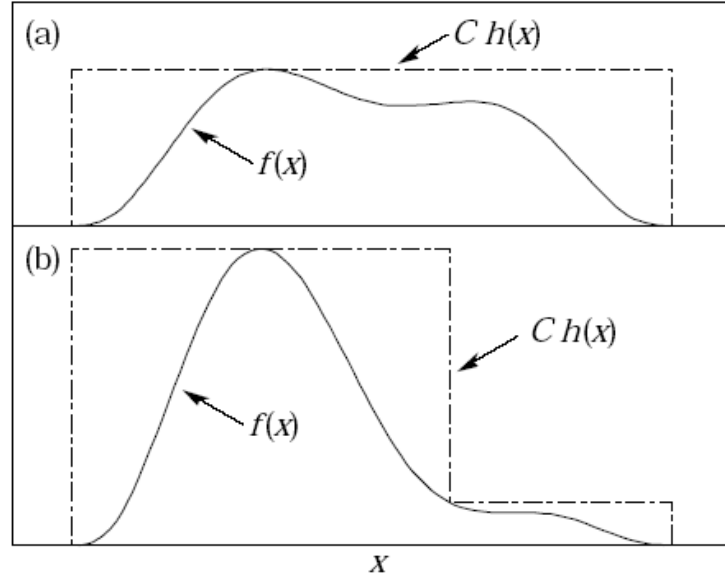
Şekil 2.1. Sürekli ve kesikli toplam olasılık dağılım fonksiyonları.

2.1.3. Kabul-Red Etme Yöntemi (Von Neumann)

Genellikle $F(x)$ için bir analitik form elde edilemeyebilir ve çözümlenmesi zordur. Böylelikle Eşitlik 2.3' ün tersine bir çözümü olmayabilir. x ' in verilen herhangi bir değeri için eğer olasılık yoğunluk fonksiyonunu tamamen kaplayacak bir şekil (zarf eğrisi) içerisine hapsederek $f(x)$, olasılık yoğunluk fonksiyonu, hesaplanabilir hale gelir. Bu zarf eğrisinin alanı Şekil 2.2' de de görüldüğü gibi $C.h(x)$ ile verilir.

Genellikle $h(x)$ düzgün dağılımlı veya normalize edilmiş bir düzgün dağılımlı fonksiyondur. Hem $f(x)$ ' in hemde $h(x)$ ' in birim alana normalize edilmesi gerektiğinden dolayı orantılılık sabiti $C > 1$ ' dir. Bir olasılık yoğunluk fonksiyonu $f(x)$ üretmek için önce $h(x)$ ' e göre bir x adayı üretilir. $f(x)$ ve $C.h(x)$ zarf eğrisinin yüksekliği hesaplanır, düzgün dağılıma sahip bir gelişigüzel u sayısı üretilir $u.C.h(x) \leq f(x)$ şartının sağlanıp sağlanmadığı test edilir. Eğer sağlıyorsa x kabul edilir, sağlamıyorsa x reddedilir ve olay yeniden tekrarlanır. Eğer x ve $u.C.h(x)$ iki boyutlu grafikte bir noktanın x ve y eksenleri olarak sayılırsa bu noktalar $C.h(x)$ alanını verecek, biz de bu $f(x)$ altında kalanları kabul

etmiş olacağız. Alanların oranı ($1/C$) yapılan uygulamanın verimidir ve bu yüzden C mümkün olduğunca 1'e yakın olmalıdır. Dolayısı ile seçilen $C.h(x)$ olabildiğince $f(x)$ 'e yakın olmalıdır (Cousins ve ark. 2000).



Şekil 2.2. Kabul-Red etme yönteminin gösterimi.

Bir çok dağılıma sahip olan gelişigüzel sayıları üretmek için algoritmalar çeşitli referanslarda verilmektedir (Press ve ark. 1986, Ahrens 1974, Rubinstein 1981, Everett 1983, Devroye 1986, Walck 1987). Bir çok dağılım için karmaşıklığı, hızı ve hassasiyeti değişen algoritmalar bulunmaktadır. u ile isimlendirilen değişkenin bağımsız olduğu ve $[0,1)$ aralığında bulunduğu unutulmamalıdır (Piliçer 2008).

2.2. Geant4 Programı

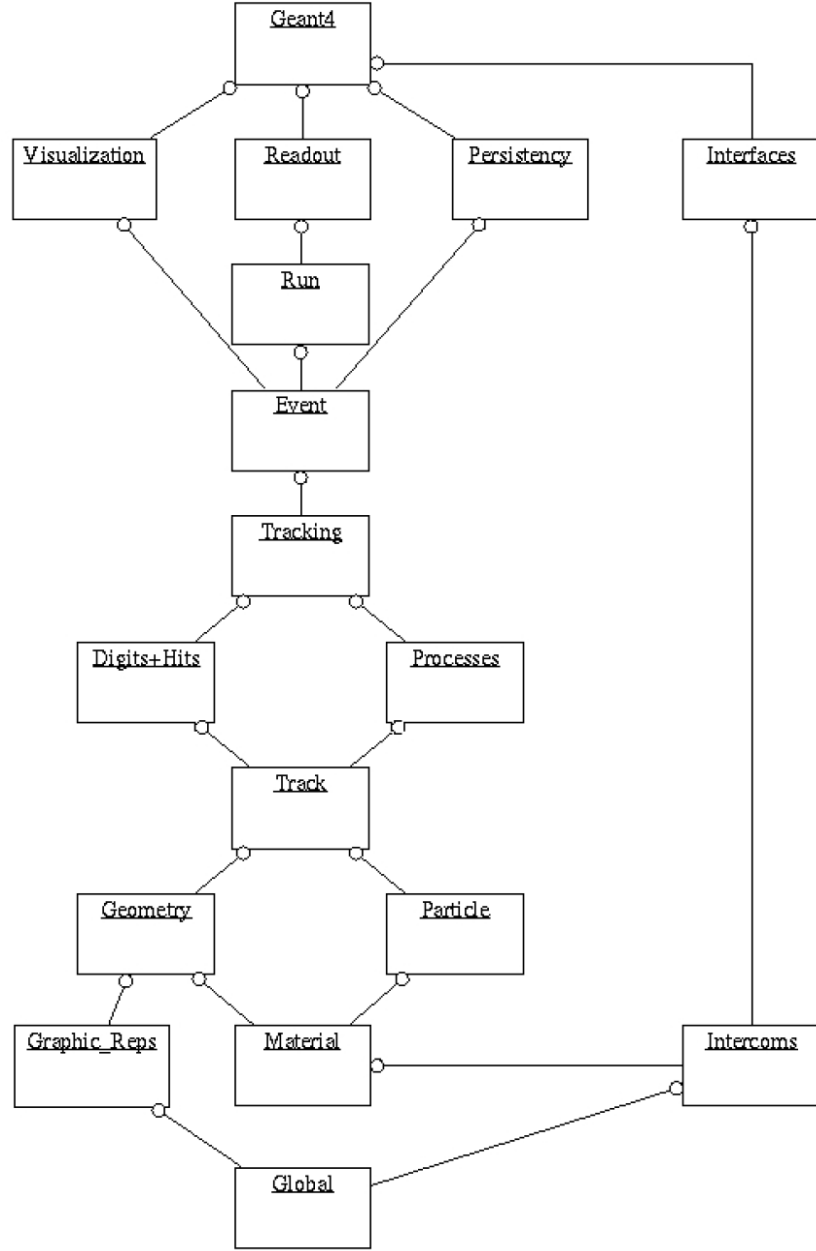
Geant ('Ge'ometry 'an'd 't'racking), 1970' lerde parçacık fiziği deneylerinde kullanılmak üzere tasarlanmıştır. İlk geniş anlamda kullanım şekli, FORTRAN' da yazılmış olan Geant3 kodudur. Sonradan, programa eklemeler yapıldıkça artan karmaşıklığı önlemek ve programı daha verimli hale getirmek için nesne-yönelimli (object-oriented) teknikler tercih edilmiştir. Bu noktada programın içindeki tüm bileşenleri, kullanıcının kolayca değiştirebileceği bir formda düzenlenmesine karar verilmiştir. Bu yeni düzenleme ile ilk olarak 1998' de Geant4 ortaya çıkmıştır

(Agostinelli ve ark. 2003). C⁺⁺ tabanlı Geant4 programı sadece parçacık fiziğinde değil, hızlandırıcı tasarımı, uzay bilimleri ve medikal fizik gibi alanlarda da kullanılacak şekilde genişletilmiştir (Beaulieu 2003).

Bir Geant4 simulasyon programı hazırlanırken aşağıdaki adımlar takip edilir:

- Kullanılacak parçacıklar belirlenir
- Bir parçacığın maruz kalacağı etkileşmeler belirlenir
- Her etkileşmeyi tarif eden model seçilir
- Programda kullanılacak materyaller tanımlanır
- Kullanılacak sistemin geometrisi tanımlanır
- Materyaller geometrinin bileşenlerine atanır
- Duyar bölge olarak kullanılacak detektör bileşenleri tanımlanır
- Detektörlerin cevabı modellenir
- Birincil olaylar üretilir
- Birincil parçacıklar oluşturulan sistem boyunca takip edilir, ikincil parçacıkların oluşumu ve madde ile etkileşmelerinin benzetimi elde edilir
- Detektörlerden elde edilen sayısal sonuçlar root (root.cern.ch, 2010) v.b. başka programlarla analiz edilmek üzere depolanır.

Geant4 yukarıda belirtilen işleri yapmak için 17 sınıfta kategorize edilmiştir. Bu kategoriler Şekil 2.3' de görülmektedir (Agostinelli 2003). Şekildeki her kutu bir sınıf kategorisini temsil eder ve çember ile birleştirilmiş düz çizgiler bu kategoriler arasındaki ilişkiyi gösterir: düz çizginin sonundaki çember bu kategorinin diğer kategoriyi kullandığı anlamına gelir.



Şekil 2.3. Geant4 programı için tasarlanmış sınıf kategorileri diyagramı.

Şekil 2.3' deki diyagramda gösterilen temel Geant4 birimlerinden bazıları aşağıda tarif edilmiştir.

Run; Geant4 simülasyonundaki en büyük birimdir. *Run*, bir olayın aynı detektör şartları altında gerçekleşme sayısıdır. Kullanıcı, *Run* esnasında detektör geometrisi ve

fiziksel süreçler ile ilgili herhangi bir değişiklik yapamaz. Yani detektöre programın çalışması sırasında müdahale edilemez.

Olay (Event); Simülasyonun temel birimidir. Detektöre gönderilen parçacığın oluşturacağı tüm etkileşme süreçlerini içerir. Sonuçta parçacık ya detektör içerisinde kalır yada detektörden ayrılır.

İz (Track); Bir parçacığın anlık durumunu ifade eder. Bu sayede parçacığın o andaki konumu, enerjisi gibi fiziksel nicelikleri elde edilebilir. Simülasyonda bir olay parçacığın binlerce izinden meydana gelir.

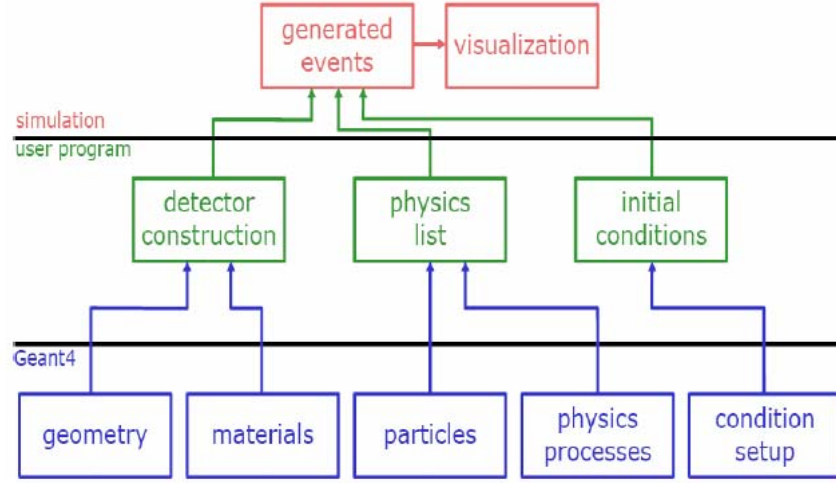
Adım (Step); Parçacığın izlerinden elde edilir. Parçacığın adımı başına enerji kaybı, adım boyunca yol alma süresi gibi bilgilerin elde edilmesi için kullanılır.

2.2.1. Geant4 Programının Kullanımı

Geant4 programını kullanarak simülasyon yapılırken, kullanıcının üstte gösterilen her detay ile ilgilenmesine gerek yoktur. Program bunların çoğunluğu ile ilgilenebilir. Ancak kullanıcının kendi geometri sistemini oluşturması, gerekli fiziksel süreçleri programına eklemesi ve son olarak simülasyon şartlarını kurması gerekmektedir.

Şekil 2.4' de Geant4 programının nasıl çalıştığını gösteren akış diyagramı görülmektedir. Diyagramdan anlaşılacağı üzere, tüm kullanıcıların yapması gerekenler şunlardır:

- sistemin geometrisini ve materyal tanımlamalarını “*detector construction*” kısmında,
- ilgili parçacıkları ve bu parçacıkların oluşturacağı fiziksel süreçleri “*physics list*” kısmında,
- başlangıç şartlarının kurulması ve kullanıcının elde etmek istediklerini tanımlaması “*initial conditions*” kısmında yapılmalıdır.



Şekil 2.4. Geant4 programının akış diyagramı.

2.3 TR-Grid

Bu tez çalışmasında Geant4 programı ile yapılan hesaplamalar TÜBİTAK ULAKBİM, Yüksek Başarım ve Grid Hesaplama Merkezi' nde (TR-Grid e-Altyapısı) gerçekleştirilmiştir. ULAKBİM Yüksek Başarım ve Grid Hesaplama Merkezi, tüm ülkedeki araştırma gruplarına hesaplama ortamı sağlamayı amaçlayan ulusal bir merkezdir. Bu merkez aynı zamanda Ulusal Grid Oluşumu (TR-Grid UGO)' nun kurucusu ve koordinatörü olarak çalışmalarını sürdürmektedir. TR-Grid UGO, ulusal grid altyapısını gerek duyulan servis ve araçlarla birlikte tasarlamış ve kurmuştur. Sürdürülebilir altyapısı ile bölgesel grid projelerinde ve EGEE'de önemli bir ortak olarak çalışmalarını sürdürmektedir.

TR-Grid ulusal grid oluşumu'nun amaçları şunlardır;

- Yüksek başarılı ve grid hesaplama altyapısını (TR-Grid) kurmak, işletmek ve geliştirmek
- Yüksek başarılı ve grid hesaplama alanında çalışma yapan bağımsız araştırma gruplarının faaliyetlerini yönlendirmek ve koordine etmek.

- Sürdürülebilir bir TR-Grid altyapısı için ulusal ve uluslararası projelere TR-Grid Ulusal Grid Oluşumu yoluyla katılmak.
- Yüksek seviyede bilimsel ve sosyal etkiye sahip grid ve yüksek başarımlı hesaplama uygulamalarının geliştirilmesini desteklemek.
- Yüksek başarımlı ve grid hesaplama alanında farkındalığın artırılması ve ülke çapında kullanıcı topluluğunun genişletilmesi için toplantı, çalıştay ve eğitimler düzenlemek.

Yukarıda belirtilen projelerde yer alan 7 ayrı site bulunmaktadır. Kullanıcılar çalışmak istediği konuya bağlı olarak bir sanal organizasyona dahil edilmekte ve kaynaklara erişmesi sağlanmaktadır. Aşağıda ulusal gridi oluşturan küme bilgisayar merkezleri ile birlikte sahip olduğu kaynaklar listelenmiştir.

Çizelge 2.1. Ulusal gridi oluşturan küme bilgisayar merkezleri ve sahip oldukları kaynaklar.

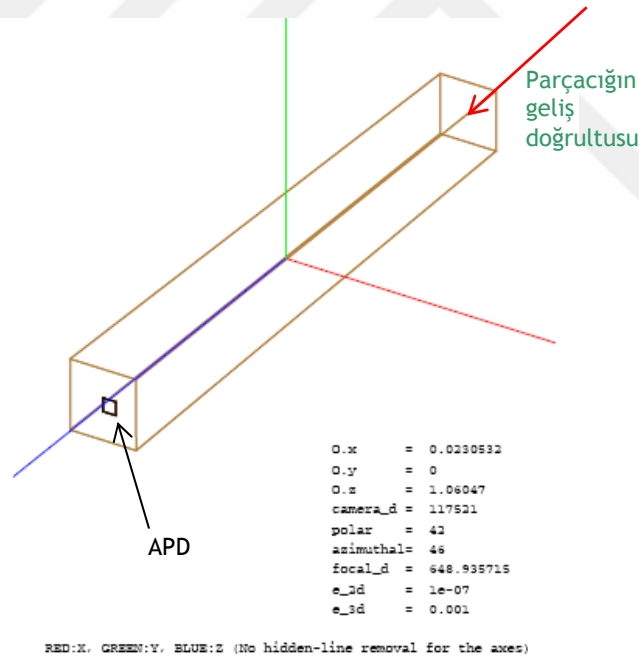
EGEE' ye bağlı Site Adı	Çekirdek Sayısı	Depolama Miktarı
TR-01-ULAKBIM	114	6 Tbyte
TR-03-METU	312	24 Tbyte
TR-04-ERCIYES	64	500 Gbyte
TR-05-BOUN	64	500 Gbyte
TR-07-PAMUKKALE	64	500 Gbyte
TR-08-CUKUROVA	64	500 Gbyte
TR-09-ITU	64	500 Gbyte
TR-10-ULAKBIM	300	24 Tbyte
TOPLAM	1046 çekirdek	50 Tbyte

Yukarıda listelenmiş merkezlerde bulunan küme bilgisayarlar birleştirilerek akademisyen ve araştırmacılara projelerinde ihtiyaç duyduğu yüksek performans sağlanmaktadır. Böylece kullanıcılara 1046 çekirdekli, 50 TB depolama alanlı bir kaynak sunulmaktadır (www.grid.org.tr, 2007)

2.4. PbWO₄ Kristali – APD Sistemi Simulasyonu

2.4.1. Geometrinin ve Materyallerin Tanımlanması

Geant4 ile detektör geometrisi tanımlanırken öncelikle tüm detektörü kapsayacak şekilde bir ana “world” hacim oluşturulur. Geant4’ün referans çerçevesi kartezyendir ve ana hacmin merkezi bu kartezyen sisteminde merkezidir. PbWO₄ kristali bu ana hacmin tam ortasına yerleştirilmiştir. Kristal, ön yüzü 22x22 mm², arka yüzü 26x26 mm² ve uzunluğu 230 mm olan trapezoid şeklinde bir geometriden oluşturulmuştur. Bu kristalin ucuna yüzey alanı 5x5 mm²’lik 40 µm kalınlığında bir silikon detektör yerleştirilmiştir. Kristalin ön yüzeyine çeşitli enerjilerde parçacıklar gönderilmiştir. Oluşturulan geometri ve parçacığın gönderiliş doğrultusu Şekil 2.5’de görülmektedir.



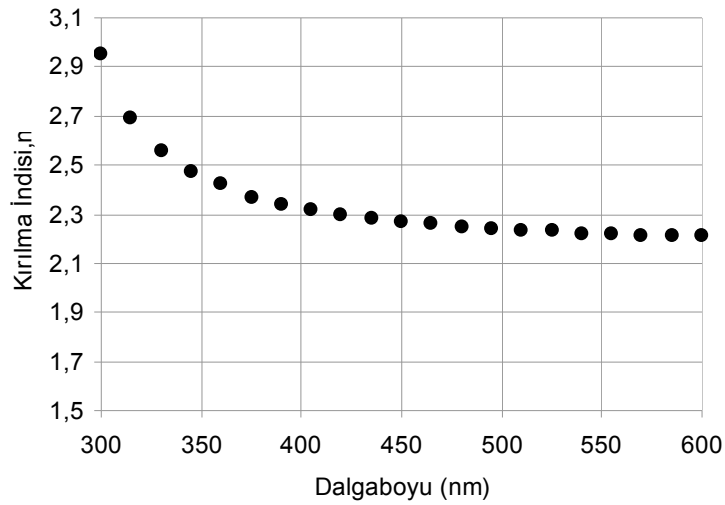
Şekil 2.5. PbWO₄ kristali – APD sistemi.

Oluşturulan geometrinin her bir parçasına materyaller atanmıştır. Bu materyaller elementler ya da bileşikler olarak tanımlanır. Bileşikler bir kimyasal formül ile ya da bileşiği oluşturan elementlerin oranlarına göre tanımlanır. Simulasyonda kullanılan

materyaller hava ortamında bulunan $PbWO_4$ kristali ve bu kristalin ucuna eklenmiş silikon detektörden oluşur. Bu materyaller aşağıdaki şekilde tanımlanmıştır:

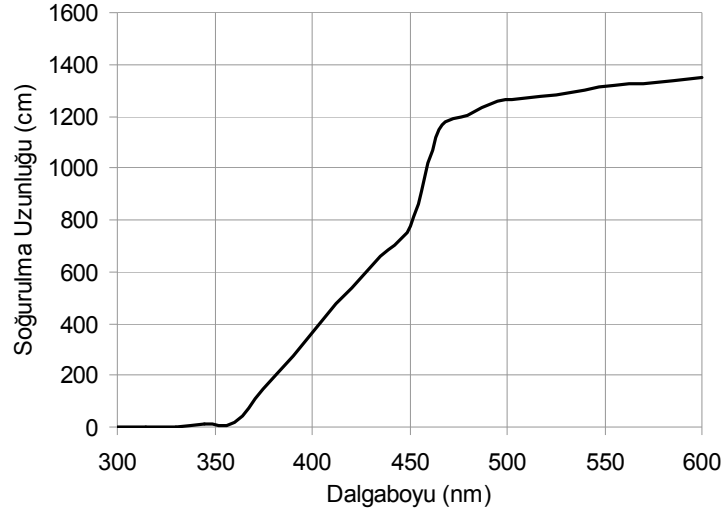
```
G4NistManager* man = G4NistManager::Instance();
//PbWO4
PbWO4 = man->FindOrBuildMaterial("G4_PbWO4");
//Silicon
G4Material* Si = new G4Material("Silicon", z= 14., a=28.0855*g/mole, density=
2.33*g/cm3);
//Air
G4Element* N = new G4Element("Nitrogen", "N", z=7 , a=14.01*g/mole);
G4Element* O = new G4Element("Oxygen" , "O", z=8 , a=16.00*g/mole);
G4Material* Air = new G4Material("Air", density=1.29*mg/cm3, nelements=2);
Air->AddElement(N, 70.*perCent);
Air->AddElement(O, 30.*perCent);
```

Eğer kristal içerisinde optik fotonlar oluşturulup bunların takibi yapılacaksa, kristalin kırılma indisi, soğurma uzunluğu ve ışık verimi de programa eklenmelidir. Kristalin kırılma indisinin dalgaboyuna bağlı olarak değişimi Şekil 2.6' de görüldüğü gibidir (Britton 2003). Kristalin pik dalgaboyu olan 420 nm' de kırılma indisi, 2.3' tür.



Şekil 2.6. $PbWO_4$ kristalinin dalgaboyuna bağlı olarak kırılma indisinin değişimi.

Kristalin soğurma uzunluğu kristal-detektör simülasyonları için tasarlanmış LITRANI programının datalarından elde edilmiştir ve dalgaboyuna bağlı Şekil 2.7' de görüldüğü gibi bir değişim göstermektedir (Chipaux ve Gentit 2002). Kristalin ışık verimi daha önce Bölüm 1.6.3' de belirtildiği gibi 100 foton/MeV olarak alınmıştır.



Şekil 2.7. $PbWO_4$ kristalinin dalgaboyuna bağlı olarak soğurma uzunluğunun değişimi.

2.4.2 Fiziksel Süreçlerin Belirlenmesi

Simulasyon adım adım ilerleyerek yapılır ve her adımda hangi fiziksel sürecin gerçekleşeceğini belirlemek için fiziksel süreçler programa eklenir. Parçacığın maruz kalacağı her bir etkileşimde, “ortalama serbest yol” veya “etkileşme uzunluğu” nu hesaplamak için (0,1) aralığında düzgün dağılımlı rasgele sayılar kullanılır ve en kısa ortalama serbest yola sahip olan etkileşim seçilir.

Programa standart elektromagnetik fizik ile ilgili etkileşimler ve optik fotonların oluşumu için Cherenkov ve Sintilasyon etkileşim süreçleri eklenmiştir. Geant4 programının *standart elektromagnetik fizik modeli*, 10 keV ile birkaç PeV enerji aralığındaki etkileşimleri kapsar ve yüksek enerji ve nükleer fizik uygulamalarında kullanılır.

Standart elektromagnetik fizik modelinde foton tarafından başlatılan süreçler Compton saçılması, elektron-pozitron oluşumu ve fotoelektrik olaydır. Elektron/pozitron tarafından başlatılan süreçler iyonizasyon, bremsstrahlung, çoklu Coulomb saçılması ve elektron-pozitron yokolmasıdır. “İyonizasyon” sınıfı, elektron ve pozitronların iyonizasyon sebebi ile sürekli enerji kayıplarını hesaplar ve iyonizasyonun “kesikli” kısmını yani Moller ve Bhabha saçılmalarını ve δ -ışını üretiminin

benzetişimini yapar. Bremsstrahlung sınıfı, bremsstrahlung sebebi ile sürekli enerji kayıplarını hesaplar ve “kesikli” bremsstrahlung süreçlerini simule eder.

Çoklu saçılma modeli ise Lewis teorisine dayanır (Lewis 1950). Bu model yoğun bir çoklu saçılma algoritması içerir. Adım sonunda ortalama serbest yolu ve parçacık izinin yanıl yerdeğiştirmesini hesaplamakta kullanılır. Model, her bir adımdan sonra açısal ve konuma bağılı dağılımları belirlemek için fonksiyonlar kullanır.

Bir fotonun dalgaboyu tipik atomik dalgaboyu aralığından daha büyük ise böyle fotonlar “optik foton” olarak adlandırılır. Geant4’ de optik fotonlar, yüksek enerjili gamma kuzenlerinden ayrılmış bir parçacık sınıfıdır. Optik fotonlar detektörde iki süreç ile oluşur: *Cherenkov etkisi* ve *sintilasyon*. Programda optik fotonların gözlenebilmesi için kristalin yansımaya katsayısı, soğurma uzunluğu gibi optik özelliklerinin dalgaboyuna bağılı olarak PbWO₄ materyal tablosuna eklenmesi gereklidir.

2.4.3 PbWO₄ Kristali Spektrumu

PbWO₄ kristaline foton yada yüklü bir parçacık gönderildiğinde kristal içerisinde Cherenkov (C) ve sintilasyon (S) fotonları oluşur. Örneğin, programda kristal içerisinde oluşan fotonlardan kristalin ucuna ulaşanların spektrumlarını elde etmek için “*SteppingAction*” dosyasına aşağıdaki satırlar eklenmelidir.

```
if(theTrack->GetDefinition()==G4OpticalPhoton::OpticalPhotonDefinition())
{ // particle is optical photon
  if(theTrack->GetParentID(>0){
    if(thePrePV->GetName()== "EcalPV"){

      G4ThreeVector position = theStep->GetPostStepPoint()->GetPosition();
      G4double length = detector->Getcrystal_length();
      G4double Z = position.getZ();
      if(Z >= length ){
        //////////////////////////////////cer+scint////////////////////////////////////

          G4double ekinsc = theStep->GetPreStepPoint()->GetKineticEnergy();
          sc_last=(6.62e-34*3.e8)/((ekinsc/1.e-6)*1.6e-19*1.e-9);
          ntuple1->Fill(sc_last);
          fFile1 = ntuple1->GetCurrentFile();
          fFile1->Write();

        //////////////////////////////////scintillation////////////////////////////////////
        if(theTrack->GetCreatorProcess()->GetProcessName()=="Scintillation")
        {
          G4double ekins = theStep->GetPreStepPoint()->GetKineticEnergy();
          scint_last=(6.62e-34*3.e8)/((ekins/1.e-6)*1.6e-19*1.e-9);
```

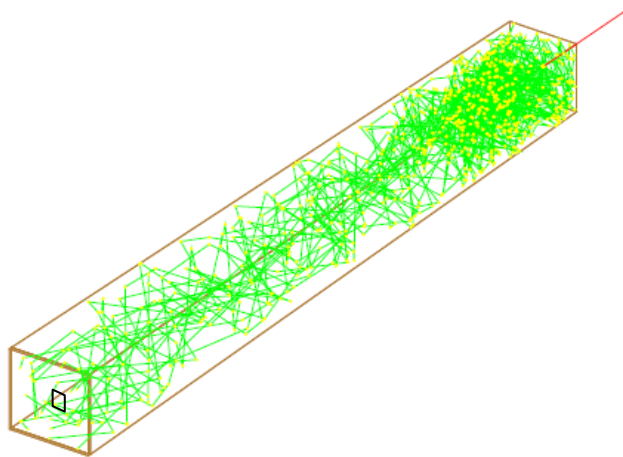
```

ntuple2->Fill(scint_last);
fFile2 = ntuple2->GetCurrentFile();
fFile2->Write();}

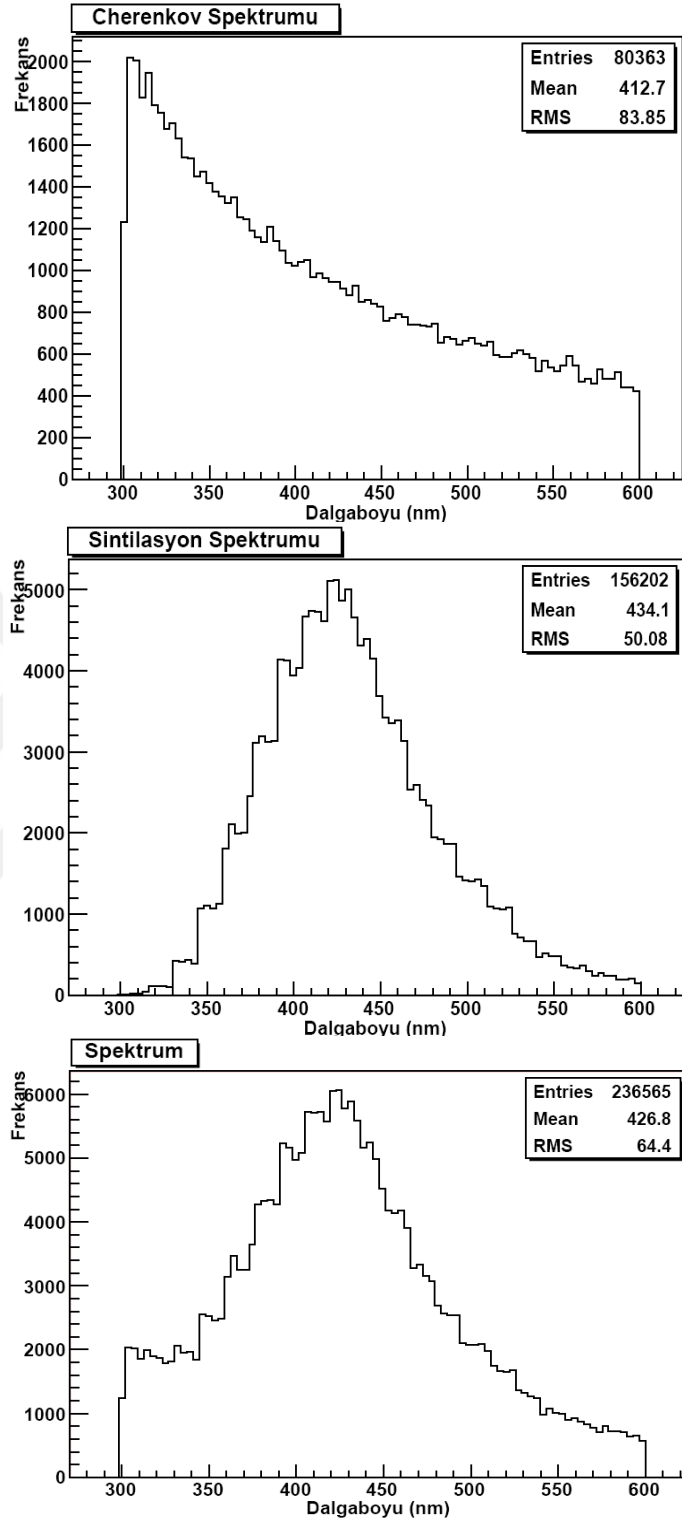
//////////cherenkov//////////
if(theTrack->GetCreatorProcess()->GetProcessName()=="Cerenkov")
{
  G4double ekincer = theStep->GetPreStepPoint()->GetKineticEnergy();
  cer_last=(6.62e-34*3.e8)/((ekincer/1.e-6)*1.6e-19*1.e-9);
  ntuple3->Fill(cer_last);
  fFile3 = ntuple3->GetCurrentFile();
  fFile3->Write();}
}
}
}

```

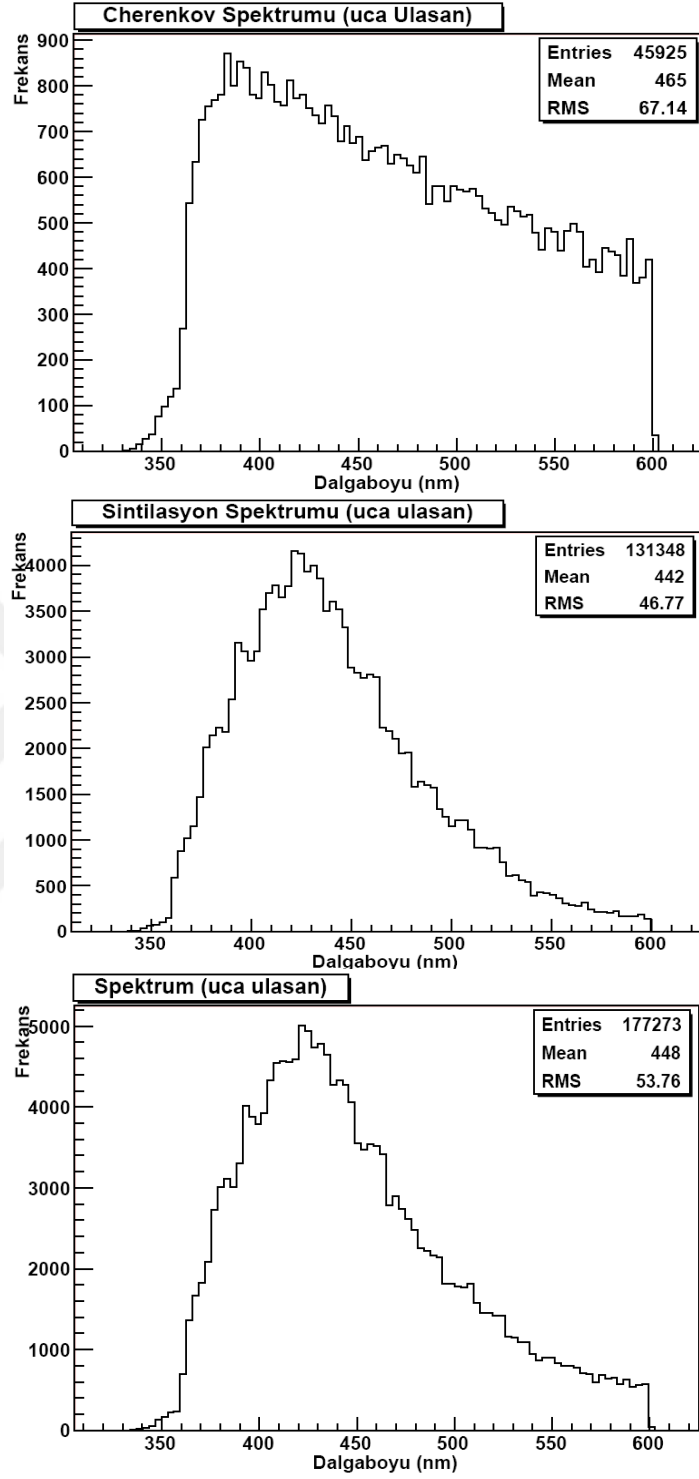
Görüldüğü gibi öncelikle parçacığın optik foton olup olmadığına bakılır. Eğer foton, optik foton ise Cherenkov süreci ile mi yoksa sintilasyon süreci ile mi meydana geldiğine bakılır. Kristalin ucuna kadar ulaşan fotonların enerji değerleri yardımı ile dalgaboyları hesaplanarak root programında grafik çizimi için depolanır. Şekil 2.8' de 0.3 MeV' lik bir elektronun kristalin ön yüzüne gönderilmesi sonucunda içeride oluşan optik fotonlar görülmektedir. Kristalin ön yüzeyine yakın bölgede yoğun bir şekilde oluşan optik fotonlar, soğurma bantları oluşturan tuzakların varlığı sebebi ile kristal içerisinde ilerlerken soğurularak diğer uca daha az sayıda ulaşırlar. Şekilde görülen yeşil çizgiler, kristal boyunca yol alan optik fotonlardır. Sarı noktalar ise kristal boyunca ilerleyen fotonların, kristal yüzeyine çarpıp geri yansıdığı noktaları göstermektedir.



Şekil 2.8. $PbWO_4$ kristaline 0.3 MeV enerjili elektron gönderildiğinde içeride oluşan optik fotonların dağılımı.



Şekil 2.9. $PbWO_4$ kristalinde oluşan Cherenkov, Sintilasyon ve toplam optik fotonların spektrumu.



Şekil 2.10. $PbWO_4$ kristali ucuna ulaşan Cherenkov, Sintilasyon ve toplam optik fotonların spektrumu.

1 GeV enerjili bir elektron kristalin ön yüzüne gönderildiğinde 300-600 nm dalgaboyu aralığında kristal içerisinde oluşan Cherenkov (C), sintilasyon (S) ve Cherenkov ile sintilasyon fotonlarının oluşturduğu toplam spektrumu (C+S) Şekil 2.9' da görülmektedir. Görüldüğü gibi, kristal içerisinde Cherenkov fotonları $1/\lambda^2$ ile orantılı olarak oluşmaktadır. Sintilasyon fotonları ise 300-600 nm arasında pik dalgaboyu 420 nm olan bir dağılım göstermektedir.

Kristalin soğurma uzunluğuna bağlı olarak ucuna ulaşan fotonların dağılımı ise Şekil 2.10' da görülmektedir. Şekilde görülen sintilasyon spektrumu Şekil 1.10' da verilen $PbWO_4$ kristalinin yayınlanma spektrumu ile uyumludur. Kristal içerisinde oluşan Cherenkov ve sintilasyon fotonları 300 nm' den itibaren oluşmaya başlamasına rağmen kristalde iletim esnasındaki soğurulmaların dalgaboyuna bağlı olması (Şekil 2.7) sebebi ile kristal ucuna ulaşan foton spektrumları 350 nm' den itibaren başlamaktadır.

2.5. Silikon Çığ Fotodiyot (Si-APD)

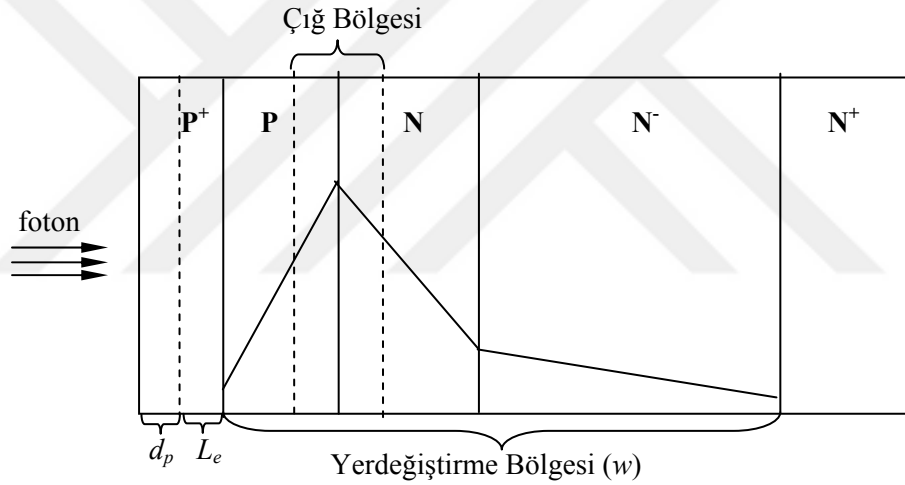
Genel olarak kalorimetrelerde kullanılacak olan fotodetektörlerin aşağıda sıralanan özellikleri sağlaması gerekmektedir.

- Yüksek magnetik alanda çalışabilmelidir.
- İyi bir kuantum verimine sahip olmalıdır.
- Gerilim ve sıcaklık değişimlerinden etkilenmemelidir.
- Nükleer sayma etkisine karşı duyarsız olmalıdır.
- Düşük kapasitans ve karanlık akımına sahip olmalıdır.
- Radyasyona karşı dayanıklı olmalıdır.

Yukarıdaki şartların pek çoğunu sağlayabilen tek tip bir fotodetektör üzerinde çalışmalar sürmektedir. Çığ fotodiyotlar (APD), bu şartları en iyi sağlayan fotodetektörlerdir. CMS detektöründe elektromagnetik kalorimetrenin barrel kısmında kullanılmak üzere Hamamatsu firması tarafından üretilmiş S8148 (S8664-55) çığ fotodiyot seçilmiştir.

2.5.1. Hamamatsu S8148 APD Yapısı

Bir ış fotodiyot, p ve n tipi yarıiletkenlerin çeşitli yöntemlerle birleştirilmesiyle oluşturulmuş ve bir ters besleme gerilimi altında çalışan yarıiletken detektördür. Yarıiletken p-n eklemelerinin fiziksel özellikleri Bölüm 1.7.2’ de anlatılmıştır. Genellikle detektörün kapasitansını düşürmek için bir saf bölge bu tabakalara eklenir. Hamamatsu S8148 APD yapısı da böyle bir yapıya sahip olup, Şekil 2.11’ de görüldüğü gibi, silikon malzemenin sırasıyla yüksek oranda katkılanmış bir p^+ tabakası, az katkılanmış bir p tabakası, az katkılanmış bir n tabakası, bir iç saf silikon π tabakası ve son olarak yüksek oranda katkılanmış n^+ tabakasının yan yana gelmesiyle oluşur. Detektörün p-n-n’ bölgesinin kalınlığı $\sim 40 \mu m$ ’ dir (Britvitch ve ark. 2004).



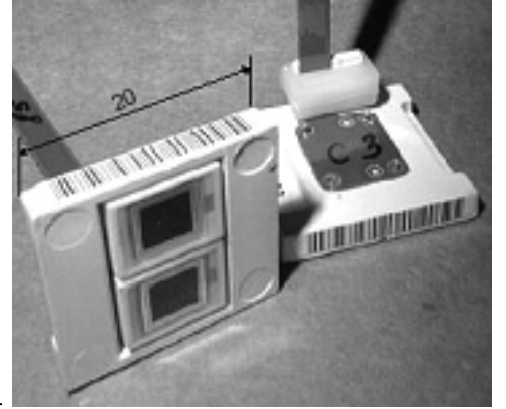
Şekil 2.11. Hamamatsu S8148 APD yapısı.

Bu yapıda, p^+ bölgesi ölü bölge (d_p) ve difüzyon bölgesi (L_e) olarak iki kısma ayrılır. Ölü bölgede soğurulan fotonların oluşturduğı elektron-boşluk çiftleri tekrar birleşme yaparak yok olurken, difüzyon bölgesinde soğurulan fotonların oluşturduğı yük taşıyıcılarından azınlık taşıyıcıları olan elektronlar yerdeğıştirme bölgesine sürüklenerek sinyale katkıda bulunabilirler. Kısa dalgaboylu fotonların oluşturduğı elektronlardan difüzyon yolu ile yerdeğıştirme bölgesine ulaşanların sinyale katkısı çok olmasına rağmen, uzun dalgaboylu fotonlar için bu katkı ihmal edilebilecek kadar azdır.

Yerdeğiştirme bölgesi (w) içerisinde uygulanan ters gerilime bağlı olarak şekilde görüldüğü gibi bir elektrik alan oluşur. Artan ters besleme gerilimi ile hem yerdeğiştirme bölgesinin boyutları artacak, hem de elektrik alanın şiddeti artacaktır. Yerdeğiştirme bölgesi, sürüklenme bölgesi ve yüksek elektrik alanlı çığ bölgesi olarak ikiye ayrılır. Difüzyon vasıtası ile yerdeğiştirme bölgesine giren veya foton tarafından yerdeğiştirme bölgesinde oluşturulan yük taşıyıcıları elektrik alan etkisiyle zıt yönde sürüklenirler. Elektrik alan yeterince yüksek ise, yerdeğiştirme bölgesi içerisindeki yük taşıyıcıları enerjilerini arttırarak, çarpışma vasıtasıyla çığ bölgesi içerisinde iyonizasyon yapıp yeni elektron-boşluk çiftleri oluşturacaktır. Eğer gelen fotonlar detekte edilmek isteniyorsa ya yerdeğiştirme bölgesinde ya da difüzyon bölgesinde soğurulmak zorundadırlar.

S8148 Hamamatsu APD' nin görünümü ve bu yapı için iç kazancın 50 olduğu duruma ait bazı önemli parametreleri Şekil 2.12' de verilmektedir (Renker 2002, Deiters ve ark. 2000, Helvacı 2004).

Aktif yüzey alanı	5 x 5 mm ²
Çalışma gerilimi	380 V
Maksimum kazanç	>1000
Kapasitans	80 pF
Kuantum verimi @420 nm	% 72
$1 / M \times dM / dV$	% 3.3
$1 / M \times dM / dT$	% 2.3
İlave gürültü faktörü	2
Etkin kalınlık	~5 μ m



Şekil 2.12. Hamamatsu S8148 APD fotoğrafı ve yapının bazı önemli parametreleri.

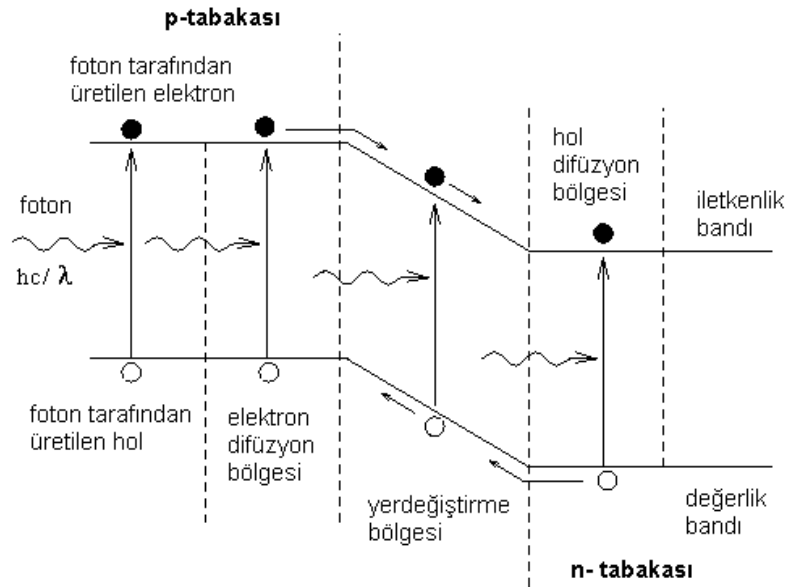
2.6. APD Sinyal Oluşum Mekanizması

Bir APD' nin sinyal oluşum mekanizması dört adımda özetlenebilir;

- Gelen fotonların soğurulmasıyla elektron-boşluk çiftleri üretilir.

- Elektrik alan etkisinde elektron ve boşluklar ayrılarak zıt yönlerde sürüklenirler. Yük taşıyıcılarının çığ bölgesi dışında olduğu durumda, azınlık taşıyıcıları çığ bölgesine sürüklenirken çoğunluk taşıyıcıları tekrar birleşme yaparak yok olurlar.
- Yüksek elektrik alana sahip çığ bölgesi içerisine giren yük taşıyıcıları enerjilerini arttırarak, çarpışma vasıtasıyla iyonizasyon yapıp yeni elektron-boşluk çiftleri oluşturabilirler. Diğer taraftan sürüklenme esnasında yük taşıyıcıları tekrar birleşme yaparak yok olabilirler.
- Başlangıçta foton tarafından veya çığ bölgesi içerisinde iyonizasyon vasıtasıyla oluşturulan yükler kontak elektrotları tarafından toplanırlar.

2.6.1 Fotonun Soğurulma Süreci



Şekil 2.13. Gelen fotonların elektron-boşluk çifti oluşturması.

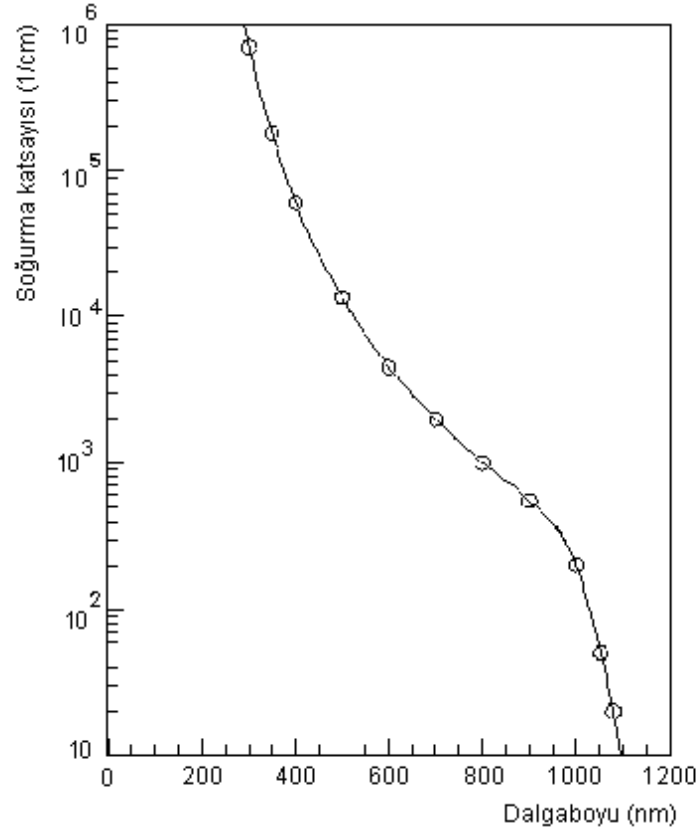
APD içerisine giren ve enerjisi silikon kristalinin bant aralığı enerjisinden daha yüksek olan foton, değerlik bandındaki elektronu iletkenlik bandına uyarılabilir ve elektronun bulunduğu yerde Şekil 2.13' den görüldüğü gibi boşluk kalır. Bu durumda iç kuantum verimi, gelen foton başına bir elektron-boşluk çifti oluşması ihtimaliyeti olarak tanımlanırsa, gelen fotonların enerjileri silikonun bant aralığı enerjisinden daha küçük olduğu durumda iç kuantum verimi sıfır olur. Bu da, oda sıcaklığında dalgaboyu

$\lambda = hc/E_g = 1100$ nm den büyük olan fotonlar için silikon içerisinde elektron-boşluk çifti oluşumu gerçekleşmemesi anlamına gelir. APD içerisine giren fotonun soğurulmasının konuma bağlı değişimi aşağıdaki şekilde ifade edilir;

$$N(x) = N_0 e^{-\sigma x} \quad (2.5)$$

Burada x , detektör içerisinde alınan yol ve σ ise foton soğurma katsayısıdır.

Oda sıcaklığında gelen fotonun dalgaboyuna bağlı olarak silikon içerisinde foton soğurma katsayısının değişimi Şekil 2.14' de görülmektedir (Dash ve Newsman 1955). Buradan $PbWO_4$ sintilasyon kristalinden yayınlanan fotonların silikon APD içerisinde yaklaşık $30 \mu m$ yol aldıktan sonra hemen hemen tamamının soğurulacağı hesaplanır. $PbWO_4$ kristalinden gelen fotonlar bir spektruma sahip olduğundan, benzetişimde kullanacağımız soğurma katsayısının dalgaboyuna bağlı değişimi bir fonksiyona fit edilmiştir.



Şekil 2.14. Silikon için dalgaboyuna bağlı foton soğurma katsayısının değişimi.

Bir APD' nin foton deteksiyon verimi (yada toplam etkin kuantum verimi) iç kazanç olmaksızın çalıştırıldığında, yüzeye gelen foton başına kontağa ulaşan elektron sayısı olarak tanımlanır ve aşağıdaki ifade ile verilir (Tapan 1997).

$$\eta = (1 - r).(e^{-\sigma d_p}).(1 - e^{-\sigma (L_e + w)}) \quad (2.6)$$

Burada r giriş yüzeyinin yansımaya katsayısı, σ soğurma katsayısı ve uzunluklar (d_p , L_e , w) Şekil 2.11' de görüldüğü gibidir. Bu ifadede p^+ tabakası içerisindeki difüzyon bölgesinde üretilmiş bütün elektronların yerdeğiştirme bölgesine ulaştığı farzedilir. Gerçekte fotoelektronlar difüzyon esnasında tekrar birleşme yaparak yok olabilirler ve bu da toplam kuantum verimini düşürür.

2.6.2 Çığ Kazancı

Kazanç (M), fotodetektörlerin çalışmasında önemli bir parametredir. Kontak elektrotlarına ulaşan yük taşıyıcılarının başlangıçta gelen fotonlar tarafından üretilen birincil yük taşıyıcılarına oranı olarak tanımlanabilir. Bir çığ fotodiyotta yük kazancı, çığ bölgesi içerisinde birincil yük taşıyıcılarının hızlandırılarak enerjilerinin çarpışma vasıtasıyla iyonizasyon yapabilecek yeterli bir enerjiye sahip olması sonucu iyonizasyon ile ikincil yük taşıyıcılarını oluşturması şeklinde gerçekleşir. Elektron ve boşluk iyonizasyon katsayıları sırasıyla α_e ve α_h ile verilmektedir. İyonizasyon katsayısı, bir tek elektron yada boşluğun elektrik alan doğrultusunda yol alırken birim uzunluk başına ürettiği elektron-boşluk çifti sayısı olarak tanımlanır. İyonizasyon katsayıları elektrik alan şiddetine ve sıcaklığa bağlı olup şu şekilde verilirler (Rang 1985);

$$\alpha_e = 1.3 \times 10^6 \left[1 + 4.9 \times 10^{-4} (T - 300) \right] \exp \left[-1.4 \times 10^6 \times \frac{1 + 6.2 \times 10^{-4} (T - 300)}{E} \right] \quad (2.7)$$

$$\alpha_h = 1.4 \times 10^6 \left[1 + 5.1 \times 10^{-4} (T - 300) \right] \exp \left[-2.0 \times 10^6 \times \frac{1 + 6.2 \times 10^{-4} (T - 300)}{E} \right] \quad (2.8)$$

Burada T Kelvin cinsinden sıcaklık, E V/cm biriminden elektrik alan olmak üzere iyonizasyon katsayıları 1/cm biriminde olup, bağıntı E alanın $5 \times 10^4 - 1 \times 10^6$ V/cm arasındaki değerleri için geçerlidir. Elektron ve boşluk için iyonizasyon katsayıları elektrik alanla birlikte artarken sıcaklıkla birlikte azalır. Elektrik alanın değeri bir APD yapısında değişken olduğu için çığ bölgesindeki çarpışma iyonizasyonu katsayıları da konumla beraber değişecektir.

Fotonun soğurulmasıyla oluşan birincil elektron-boşluk çiftleri elektrik alanın yüksek olduğu ($> 1 \times 10^5$ V/cm) çığ bölgesine doğru sürüklenir. Çığ bölgesi içerisinde yüksek elektrik alandan dolayı yük taşıyıcılarının sürüklenme hızları ve kinetik enerjileri artar ve değerlik bandından elektronları iyonizasyon yaparak iletkenlik bandına geçirebilir, değerlik bandında ise serbest boşluklar kalır (Sze 1985, Sah 1993). Her bir yük taşıyıcısı, iyonizasyonun başlaması için gereken eşik enerjisine ulaşmadan önce elektrik alan doğrultusunda belli bir d_i mesafesini kat etmelidir. Bu mesafe çarpışma iyonizasyonu için ölü mesafe olarak adlandırılır ve aşağıdaki ifade ile verilir,

$$d_i = \frac{E_i}{qE} \quad (2.9)$$

Burada E_i çarpışma iyonizasyonu için gerekli olan eşik enerjisi, q elektron yükü ve E elektrik alan şiddetidir (McIntyre 1966). Bu uzunluk silikon içerisinde 1.10^5 V/cm' lik sabit elektrik alanda, elektronlar için $0.35 \mu\text{m}$, boşluklar için $0.50 \mu\text{m}$ civarındadır. Bu nedenle herhangi bir durumdaki iyonizasyon ihtimali sadece elektrik alanın bir fonksiyonu değil, aynı zamanda yük taşıyıcısının geçmişine bağlıdır.

Çarpışma iyonizasyonu ile ikincil yük taşıyıcılarını oluşturan birincil yük taşıyıcıları çığ bölgesi içerisinde tekrar hızlanarak yeni çarpışma iyonizasyonları yapabilir. Bununla birlikte, ikincil yük taşıyıcıları da aynen birincil yük taşıyıcıları gibi hızlanarak iyonizasyon sürecine katılır. APD' ye uygulanan besleme gerilimi arttırıldığında, bir yük taşıyıcısının sebep olduğu arka arkaya çarpışma iyonizasyonları sayısı da artacaktır.

Düşük elektrik alan değerlerinde boşluğun iyonizasyon katsayısı elektrona göre düşük olduğundan çoğalma neredeyse tamamen elektronların başlattığı iyonizasyon ile gerçekleşir. Böyle düşük şiddete sahip elektrik alanlarda, çoğunlukla elektronlar tarafından gerçekleştirilen iyonizasyon sonucu oluşan kazanç düşük dalgalanma gösterecektir. Elektrik alan değerindeki artışa bağlı olarak boşluğun iyonizasyon katsayısı olan $k = \alpha_h / \alpha_e$ oranındaki artışla birlikte kazanca boşluklar tarafından yapılan iyonizasyonlarda katkıda bulunacaktır. Kazanç içerisinde boşlukların yaptığı iyonizasyon katkısının artışı yük kazancındaki dalgalanma oranını arttıracaktır. Çığ bölgesine sürüklenen boşluklar tarafından başlatılan iyonizasyon sonucu meydana gelen yük kazancının vereceği dalgalanma oranı da bir artış gösterecektir (Tapan 1997).

2.6.3. Çığ Bozunumu

Yeterince yüksek elektrik alanlarda çığ bölgesi içerisine giren veya çarpışma iyonizasyonu sonucu oluşan boşlukların bu bölge içerisinde iyonizasyon yapabilecek duruma gelmesi, pozitif bir katkı sağlayarak çığ olayının kendi kendine devam etmesine ve bunun sonucunda çığ bozunumuna sebep olur. Çığ bozunumu olduğunda oluşan sonsuz elektron-boşluk çifti kazancın sonsuz olmasına sebep olacaktır. Çığ bölgesinin genişliği w_a olmak üzere, elektron tarafından başlatılan iyonizasyon sonucu çığ bozunumu ifadesi şu şekilde verilir;

$$\int_0^{w_a} \alpha_e \exp\left(-\int_0^{w_a} (\alpha_e - \alpha_h) dx\right) dx = 1 \quad (2.10)$$

Elektron ve boşluk için iyonizasyon katsayılarının eşit olduğu durumda çığ bozunumu ifadesi aşağıdaki şekli alır;

$$\int_0^{w_a} \alpha_e dx = 1 \quad (2.11)$$

Bu ifade çığ bölgesi içerisinde başlayan herhangi bir iyonizasyonun çığ bozunumu ile sonuçlanabileceğini gösterir (Sze 1985).

2.6.4. Tekrar Birleşme

Tekrar birleşme, detektör hacmi içerisinde yol alan elektronların tamamlanmamış bağ yapısına sahip atomlar tarafından yakalanması olarak adlandırılır. Detektör içerisinde oluşturulan yük taşıyıcılarının tekrar birleşme yapma ihtimali şu şekilde değişir (Sze 1985);

$$n(t) = n(0) \exp(-t / \tau) \quad (2.12)$$

Burada $n(t)$ yük taşıyıcılarının herhangi bir t anındaki sayısı, $n(0)$ başlangıçtaki yük taşıyıcısı sayısı ve τ yük taşıyıcılarının yaşam süresidir. Yarıiletken içerisindeki yük taşıyıcılarının yaşam süresi sıcaklığa ve katkı konsantrasyonuna bağlı olduğu için, yüklerin tekrar birleşme yapma ihtimali de sıcaklığa ve katkı konsantrasyonuna bağlı olarak değişir. Tekrar birleşme yapan yük taşıyıcıları serbest olarak hareket edemeyeceği için kontak elektrotlarına ulaşamazlar ve böylece sinyale bir katkıları olmaz.

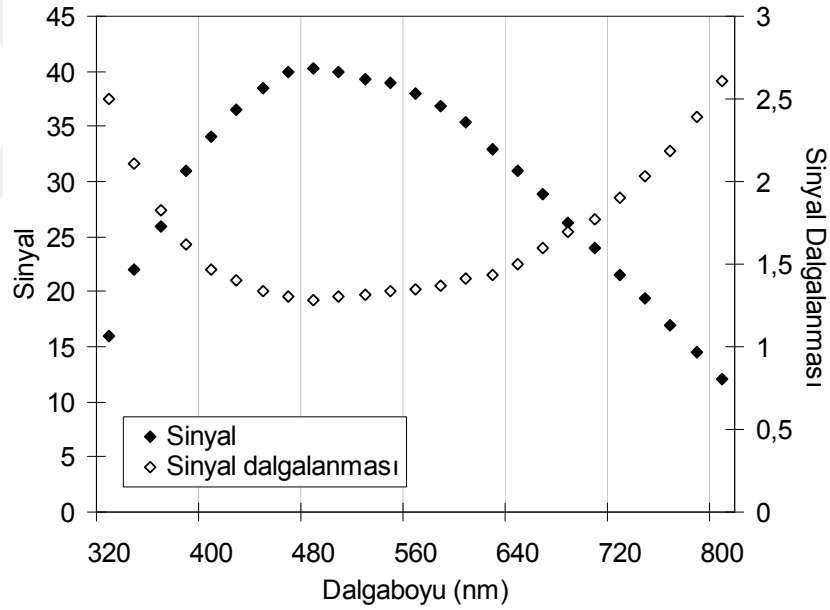
2.7. Sinyal Dalgalanması

Çığ fotodiyotlar elektromagnetik kalorimetre ünitelerinde elektromagnetik etkileşme yapan parçacıkların enerji kaybı sonucu kristaller içerisinde oluşan fotonların deteksiyonunda kullanılırlar. Çığ fotodiyotlardan alınan sinyal elektromagnetik kalorimetre içerisindeki enerji kaybının bir ölçüsü olmalıdır. Bu da, çığ fotodiyotların orantılı bölgede çalıştırılmasını gerektirir. Yani, çığ fotodiyotta alınan sinyal büyüklüğü ile fotodiyot üzerine düşen foton adedi orantılı olmalıdır. Bu orantılılık, detektörün kuantum verimi ile iç kazancına bağlıdır.

Orantılı bölgede çalıştırılan detektörlerde, kontak elektrotları tarafından toplanan yük taşıyıcılarının oluşturduğu sinyaldeki dalgalanma şu şekilde ifade edilir (Miyamoto ve Knoll 1997);

$$\left(\frac{\sigma_S}{S}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{N_i}}{N_i}\right)^2 + \left(\frac{1}{N_i}\right)\left(\frac{\sigma_M}{M}\right)^2 \quad (2.13)$$

burada S kantağa ulaşan yük taşıyıcıları tarafından oluşturulan sinyalin ortalama değeri, σ_S ortalama sinyal değerindeki standart sapma, N_i sinyale katkıda bulunan birincil yük taşıyıcı sayısı yani yerdeğiştirme bölgesi içerisine doğrudan doğruya gelen fotonlar tarafından oluşturulan yük taşıyıcıları ile difüzyon bölgesi içerisinde oluşturulup yerdeğiştirme bölgesi içerisine giren elektronların toplam sayısı, σ_{N_i} ortalama birincil parçacık adedindeki standart sapma, M ortalama kazanç değeri ve σ_M ise M deki standart sapmadır. Şekil 2.15’ de Hamamatsu S8148 APD için dalgaboyuna bağlı olarak sinyal ve sinyal dalgalanmasındaki değişimler görülmektedir (Koçak ve Tapan 2007a).



Şekil 2.15. Hamamatsu S8148 APD yapısı için dalgaboyuna bağlı olarak sinyal ve sinyal dalgalanması değerlerinin değişimi.

Sinyaldeki dalgalanma veya çözünürlük yerdeğiştirme bölgesi içerisindeki birincil parçacık sayısındaki dalgalanmaya ve kazanç dalgalanmasına bağlıdır. Çıg kazancı esnasında yük taşıyıcılarının iyonizasyon çarpışmalarının gelişi güzel bir süreçte gerçekleşmesi ve bu süreç esnasında iyonizasyon adedindeki dalgalanmaların yüksek olmasından dolayı sinyal dalgalanmasına asıl katkı kazançtaki dalgalanmalardan

ileri gelir. Genellikle yarıiletken detektörlerde kazançtaki dalgalanmalar ilave gürültü olarak adlandırılan bir kavramla verilir ve aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$F=1+\frac{\sigma_M^2}{M^2} \quad (2.14)$$

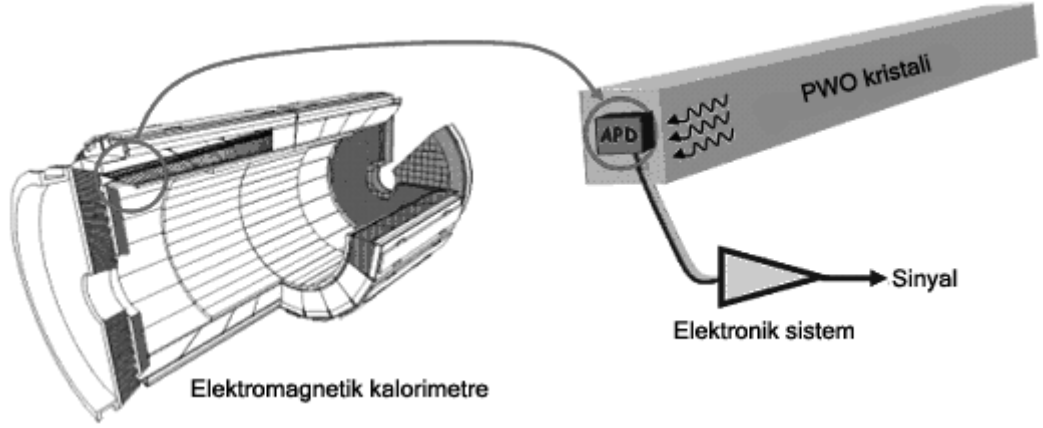
İlave gürültü faktörü, çığ bölgesinin dışında oluşan herhangi bir birincil parçacık için aynı değerdedir. ığ bölgesi içerisinde oluşan birincil parçacıkların oluşturduğu kazanç, yüksek elektrik alanlı çığ bölgesi içerisinde daha az yol katedilerek elde edildiğinden dolayı daha düşük olur. Kazantaki azalmaya bağlı olarak kazanç dalgalanmasında bir artış olur ve bu artış kazançtan kaynaklanan ilave gürültü değerinde aşağıdaki şekilde bir değişime neden olur (Kirn 1997, Helvacı 2003).

$$F^*=1+\frac{\Sigma_M^2}{M^2} \quad (2.15)$$

Burada Σ_M yük taşıyıcıları tarafından çığ bölgesi içerisinde başlatılan çığ nedeniyle elde edilen ortalama kazancın standart sapmasıdır.

2.8. ığ Fotodiyotun Kalorimetre İçerisinde Enerji öznrlğ

ığ fotodiyotlar ya doğrudan doğruya yada bir dalgaboyu kaydırıcısından sonra sintilasyon kristalinin u kısımlarına yerleştirilir. Burada dalgaboyu kaydırıcısının görevi, kristalden gelen sintilasyon ışığının dalgaboyunu detektörün duyarlı olduğu dalgaboyuna dönüştürmektir. Fakat bu durum foton Őiddetinde bir azalmaya neden olmaktadır. CMS detektrndeki elektromagnetik kalorimetre ünitesinde yaklaşık 122000 adet Hamamatsu S8148 APD (Deiters ve ark. 2000), PbWO₄ sintilasyon kristali içerisinde oluşan fotonları doğrudan detekte edebilmek için kristalin u kısmına Şekil 2.16' da görüldüğü gibi yerleştirilmektedir.



Şekil 2.16. APD kullanımının şematik gösterimi.

PbWO₄ kristalinin foton veriminin düşük olması nedeniyle dalgaboyu kaydırıcı yerine kristalden yayınlanan fotonların dalgaboyuna duyarlı olan çığ fotodiyot yapısı kullanılmaktadır. Orantılı bölgede çalıştırılan çığ fotodiyot için enerji veya sinyal çözünürlüğü Eşitlik 2.13 ile verilebilir. Foton deteksiyonu durumunda oluşan birincil parçacık adedindeki dalgalanma oranının çözünürlüğe etkisi;

$$\frac{\sigma_{Ni}}{N_i} = \frac{1}{\sqrt{N_i}} \quad (2.16)$$

şeklinde olur. Eşitlik 2.16, Eşitlik 2.13' da yerine yazıldığında ifade aşağıdaki şekli alır;

$$\left(\frac{\sigma_{(E)}}{E} \right)^2 = \frac{1}{N_i} \left(1 + \frac{\sigma_M^2}{M^2} \right) \quad (2.17)$$

Burada parantez içerisindeki terim Eşitlik 2.14 ile verilen ilave gürültü faktörüne karşılık geldiğinden, bir APD' nin enerji çözünürlüğü aşağıdaki şekilde ifade edilir (Cavallari 1998).

$$\frac{\sigma_{(E)}}{E} = \sqrt{\frac{F}{N_i}} \quad (2.18)$$

APD' nin elektromagnetik kalorimetre içerisinde kullanılması durumunda Eşitlik 2.18 ile verilen çözünürlüğe elektronik gürültü ve sintilasyon kristalinden gelen fotonların adedindeki dalgalanma gibi dış faktörler de etki edeceğinden ifade aşağıdaki şekli alır (Allier 2002);

$$\frac{\sigma_{(E)}}{E} = \sqrt{\frac{F}{N_i} + \left(\frac{N_e}{N_i M}\right)^2} + R_S^2 \quad (2.19)$$

Burada, $(N_e/N_i M)$ kullanılan elektronik devreden gelen gürültünün çözünürlüğe katkısı olup, N_e elektronik devrede oluşan gürültüye karşılık gelen yük miktarıdır. R_S ise kristalin iç çözünürlüğü olarak tanımlanır.

3. ARAŞTIRMA SONUÇLARI

3.1. Enerji Çözünürlüğü İfadesindeki Stokastik Terime Etki Eden Faktörler

Eşitlik 1.29’ da verilen enerji çözünürlüğü ifadesindeki stokastik terim, önsağanak detektör kullanılmadığı takdirde iki bileşenden oluşur. Bunlar;

- Fotodetektörde sinyal oluşumu sırasındaki dalgalanmaları içeren a_{pe} terimi,
- Kristal içerisinde enine elektromagnetik sağanak oluşumu sırasındaki dalgalanmaları içeren a_{enine} terimidir.

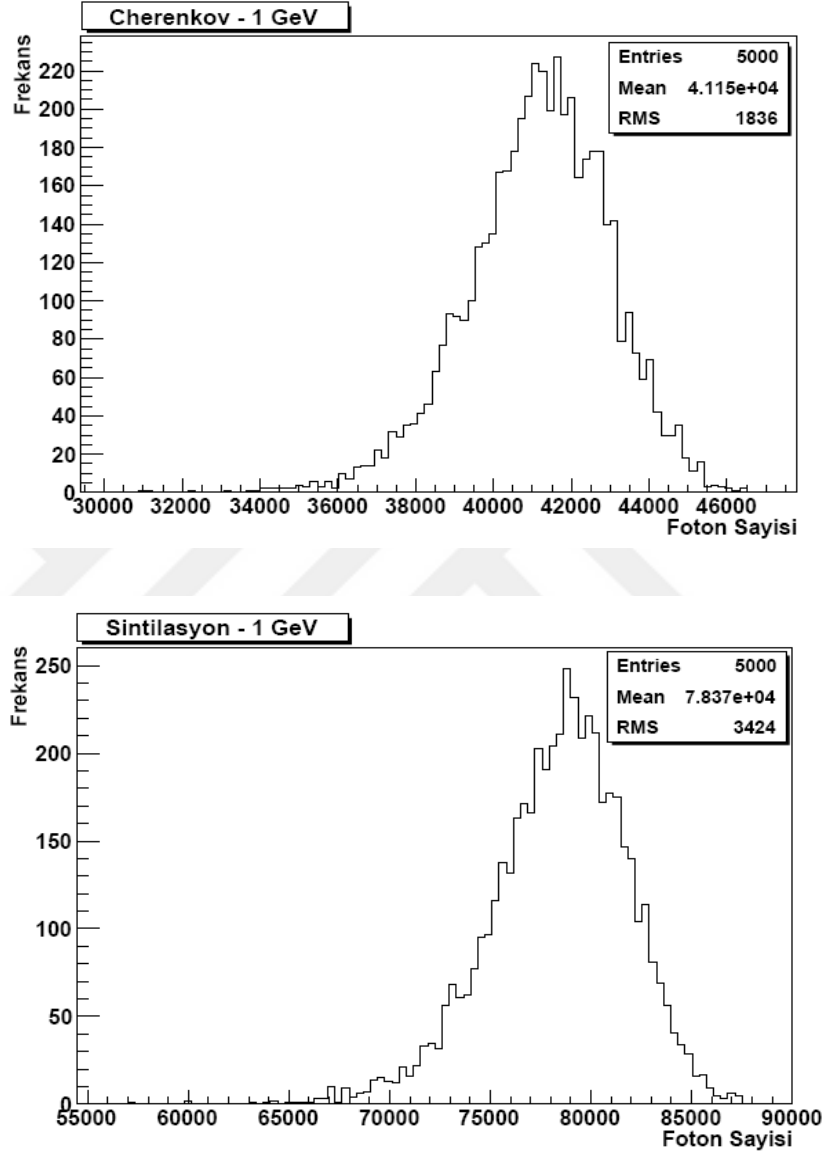
Bu bölümde, elektromagnetik kalorimetreye giren parçacığın enerjisine bağlı olarak bu iki terimin stokastik terime etkisi incelenecektir.

3.1.1. Fotoistatistik Katkı

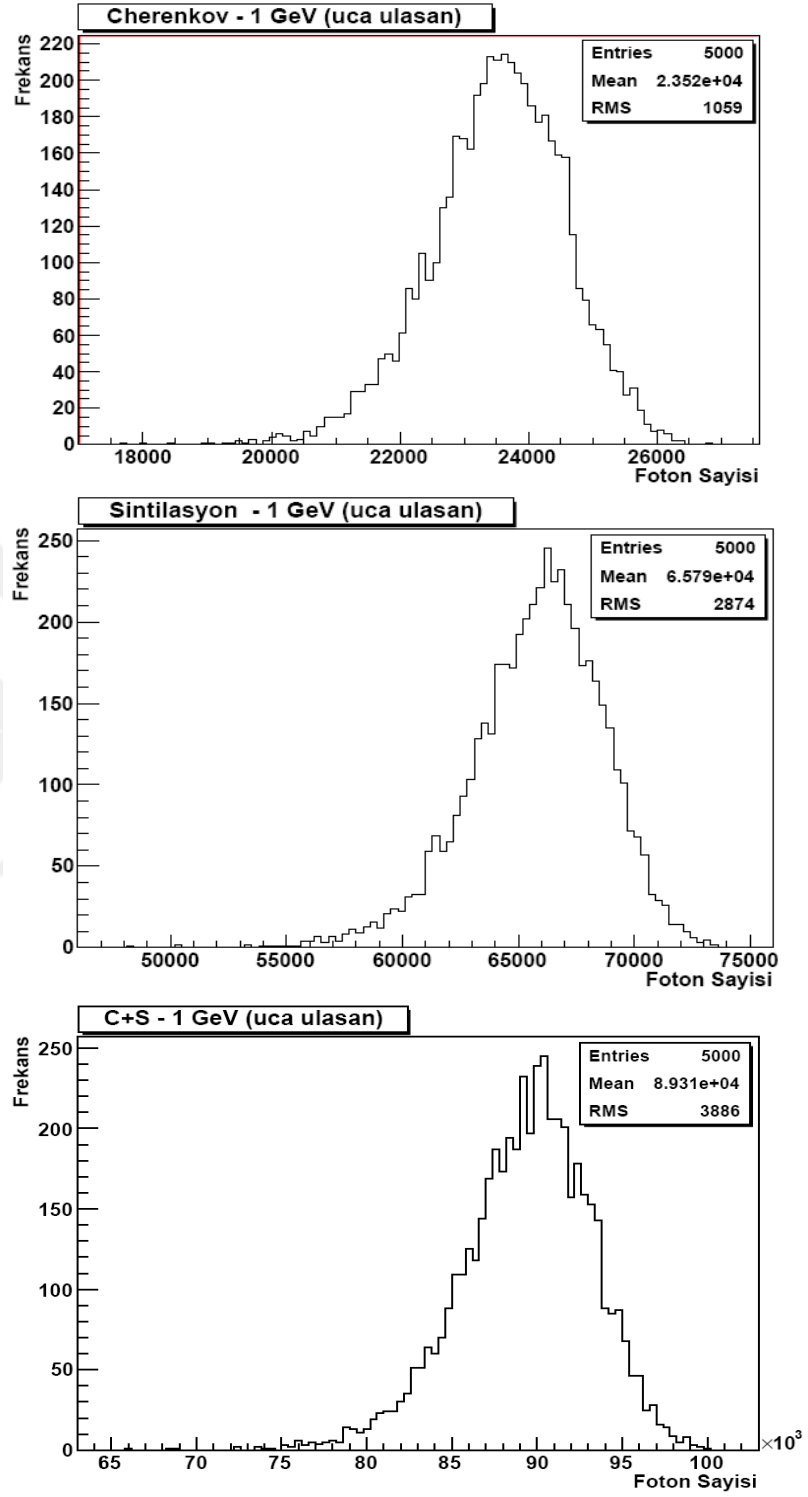
Bu katkı, Eşitlik 1.31’ de verildiği gibi fotodetektöre giren fotonlar tarafından oluşturulan birincil parçacıkların adedine ve detektörün kazanç dalgalanmasına bağlıdır. Bu nedenle ilk olarak, kristal içerisinde oluşan fotonları ve bunların fotodetektör içerisinde oluşturduğu birincil parçacıkları belirlemek için, Geant4 programı kullanılarak $PbWO_4$ kristali içerisine yüklü parçacık gönderilmiş ve elektromagnetik süreçte foton üretimi gerçekleştirilmiştir.

$PbWO_4$ kristali içerisinden yüklü bir parçacık geçtiğinde, kristal içerisinde Cherenkov ve sintilasyon fotonları oluşmaktadır. Şekil. 3.1’ de kristale 1 GeV enerjili elektron gönderildiğinde içeride oluşan Cherenkov ve sintilasyon fotonlarının adet dağılımı görülmektedir. Buradan, 1 GeV enerjili bir elektron kristalin ön yüzüne gönderildiğinde ortalama olarak 41150 adet Cherenkov fotonu, 78370 adet sintilasyon fotonu oluştuğu görülmektedir. Oluşan bu fotonların bir kısmı kristal tarafından soğurulduğu için, kristalin ucuna daha az foton ulaşmaktadır. Bu durum Şekil.3.2’ de görülmektedir. Şekil 1.10’ da görüldüğü gibi fotonların kristal içerisinde ilerlemesi fotonun dalgaboyuna bağlı olarak değişir. Bu nedenle, Cherenkov fotonlarının % 57’ si,

sintilasyon fotonlarının ise % 84' ü kristalin ucuna ulaşmaktadır. Böylece, kristalin ucuna ulaşan toplam foton sayısı ortalama 89310 olarak elde edilmektedir.

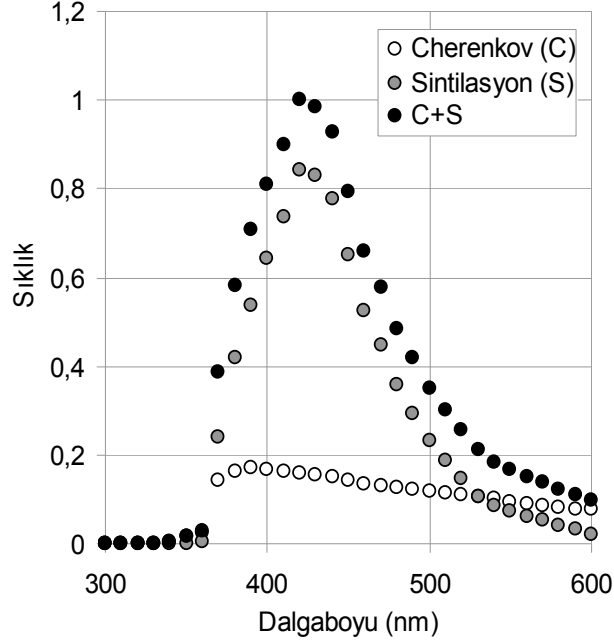


Şekil 3.1. $PbWO_4$ kristaline 1 GeV enerjili elektron gönderildiğinde, kristal içerisinde oluşan Cherenkov ve sintilasyon fotonlarının adet dağılımı.



Şekil 3.2. $PbWO_4$ kristaline 1 GeV enerjili elektron gönderildiğinde, kristal ucuna ulaşan Cherenkov, sintilasyon ve toplam fotonların adet dağılımı.

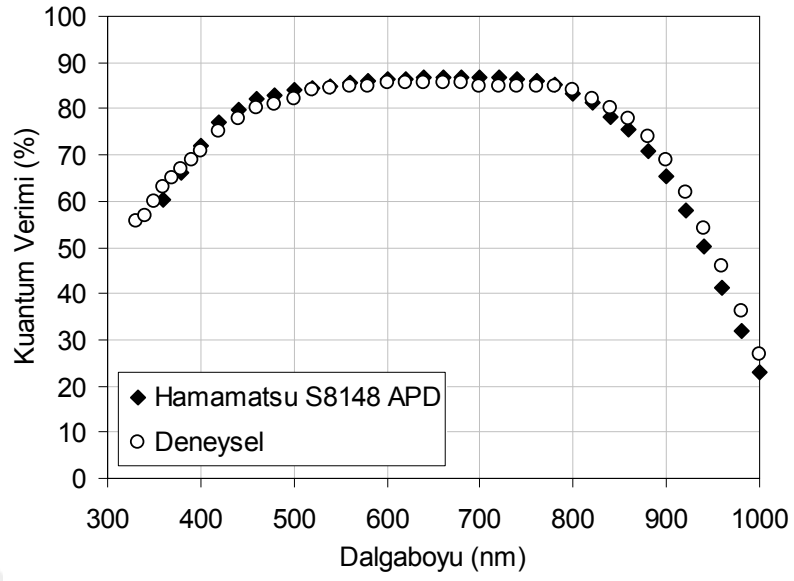
Kristal ucuna ulaşan Cherenkov, sintilasyon ve tüm fotonların spektrumu Şekil 3.3' de görülmektedir.



Şekil 3.3. $PbWO_4$ kristali spektrumu.

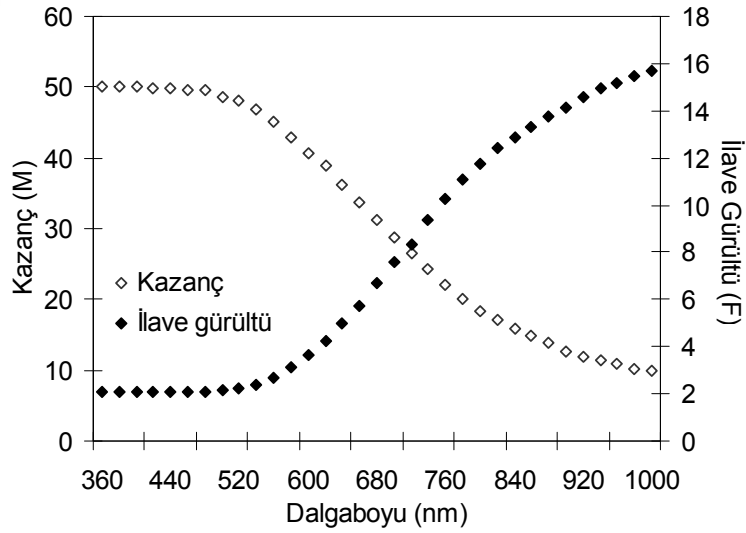
Kristal ucuna ulaşan tüm fotonların yaklaşık % 26' sını Cherenkov fotonları oluşturmaktadır. Bir sintilasyon kristali olarak düşünülen $PbWO_4$ kristalinde oluşan sintilasyon fotonlarına ilaveten, böylesine yüksek bir oranda oluşan Cherenkov fotonlarının kristalin ucuna ulaşarak fotodetektör içerisine girmesi ve birincil parçacık oluşturması a_{pe} ' ye dolayısı ile kalorimetrenin enerji çözünürlüğüne olumlu bir katkı yapmaktadır.

a_{pe} ' nin elektromagnetik kalorimetreye giren parçacığın enerjisine bağlı olarak değişimini inceleyebilmek için, 1 MeV- 100 GeV enerji aralığında kristalin önyüzüne elektron gönderilmiştir. Kristal içerisinde oluşan Cherenkov, sintilasyon ve toplam fotonlardan, kristal ucuna ulaşanların adet dağılımı gelen elektronun enerjisine bağlı olarak Şekil 3.4' de verilmiştir. Görüldüğü gibi, gönderilen elektronun enerjisine bağlı olarak uca ulaşan foton adedi orantılı olarak artmaktadır.



Şekil 3.5. Hamamatsu S8148 APD yapısı için kuantum veriminin dalgaboyuna bağlı olarak değişimi (Koçak ve Tapan 2007b)

Şekil 3.6' da Hamamatsu S8148 APD yapısında dalgaboyuna bağlı olarak kazanç ve ilave gürültünün değişimi görülmektedir.



Şekil 3.6. Hamamatsu S8148 APD yapısı için kazanç ve ilave gürültünün dalgaboyuna bağlı değişimi (Koçak ve Tapan 2007b)

Şekil 3.3' de verilen $PbWO_4$ spektrumu ve Şekil 3.6' da verilen ilave gürültü değerleri kullanılarak *ortalama ilave gürültü terimi*, Cherenkov fotonları spektrumu için

ortalama olarak 2.292, sintilasyon fotonları spektrumu için 2.145 ve tüm spektrum için 2.184 olarak hesaplanmıştır.

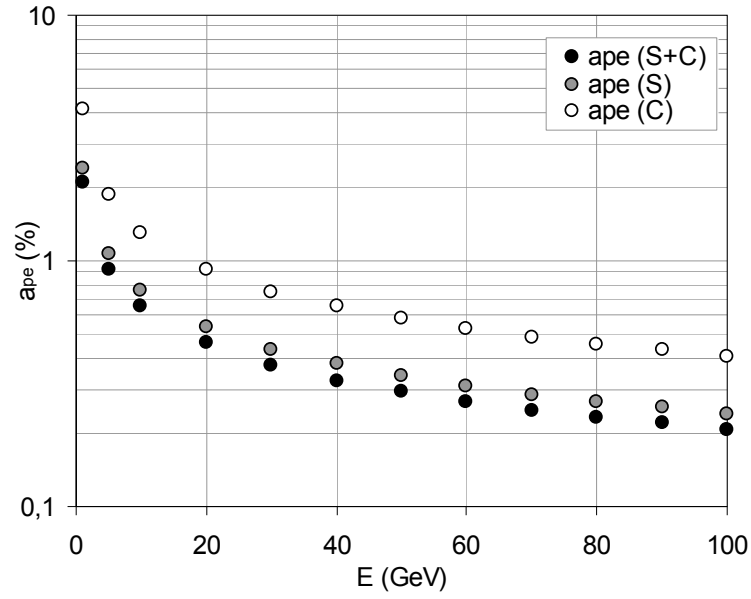
Fotodetektör olarak APD kullanılması nedeni ile, dalgalanmaya σ_M terimi de dahil edilerek sinyaldeki toplam dalgalanma $\sigma_M \sqrt{EN_{pe}}$ şekline gelir. Bu iki süreç enerji çözünürlüğüne Eşitlik 2.17' den aşağıdaki şekilde katkıda bulunur:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{1}{\sqrt{EN_{pe}}} \frac{\sqrt{M^2 + \sigma_M^2}}{M} = \frac{1}{\sqrt{E}} \sqrt{\frac{F}{N_{pe}}} \quad (3.1)$$

İyi bir enerji çözünürlüğü elde etmek için Eşitlik 3.1' deki ilave gürültü terimi, F küçük olmak zorundadır. Herhangi bir durumda F için en düşük alt limit 2 civarındadır (McIntyre 1966, 1972).

Örneğin, 1 GeV enerji ile kristale elektron gönderildiğinde kristalin ucuna ulaşan foton sayısı Şekil 3.2' de görüldüğü gibi ortalama 89310 adet olup bu fotonlardan yaklaşık 6609 adedi iki APD yüzeyine gelir. APD içerisinde oluşan ortalama fotoelektron adedi $N_{pe} = 6609 \cdot QE = 6609 \cdot 0.767 = 5069$ olacaktır. Bu durumda, $PbWO_4$ spektrumu için 1 GeV' lik enerjide fotoistatistik katkı; $a_{pe} = \sqrt{\frac{F}{N_{pe}}} = \sqrt{2.184/5069} = \% 2.07$ olarak hesaplanmıştır. Bu değer CMS Collaboration (2008) tarafından verilen değer ile uyumludur.

Şekil 3.7' de, gelen elektronun enerjisine bağlı olarak 1- 100 GeV enerji aralığında kristal içerisinde oluşan Cherenkov, sintilasyon ve toplam Cherenkov ile sintilasyon fotonları için fotoistatistik katkının değişimi görülmektedir. Gelen elektronun enerjisinin artması, kristalde oluşan fotonların dolayısı ile APD içerisinde oluşan birincil parçacıkların adedinde artışa neden olarak a_{pe} katkısını düşürmektedir. Şekilden aynı zamanda Cherenkov fotonlarının a_{pe} ' yi iyileştirdiği açıkça görülmektedir.

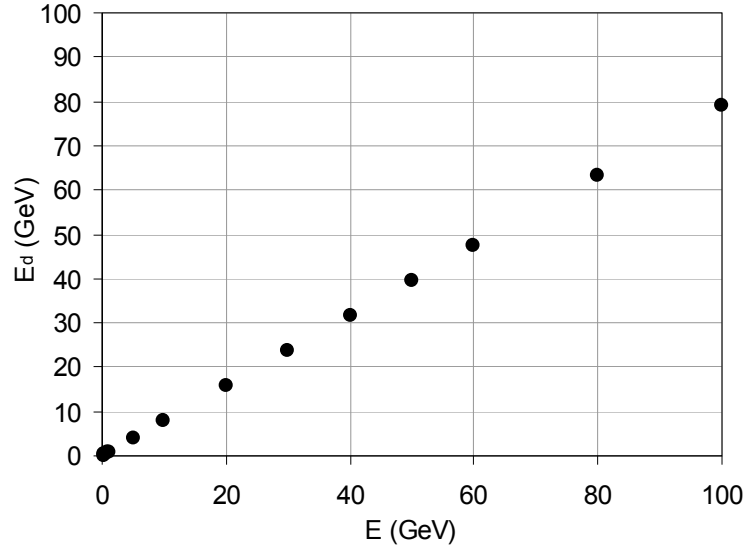


Şekil 3.7. Gelen elektronun enerjisine bağlı olarak stokastik terime etki eden fotoistatistik katkı (a_{pe}) nun değişimi.

3.1.2. Enine Elektromagnetik Sağanak Oluşumu Sırasındaki Dalgalanmaların Katkısı

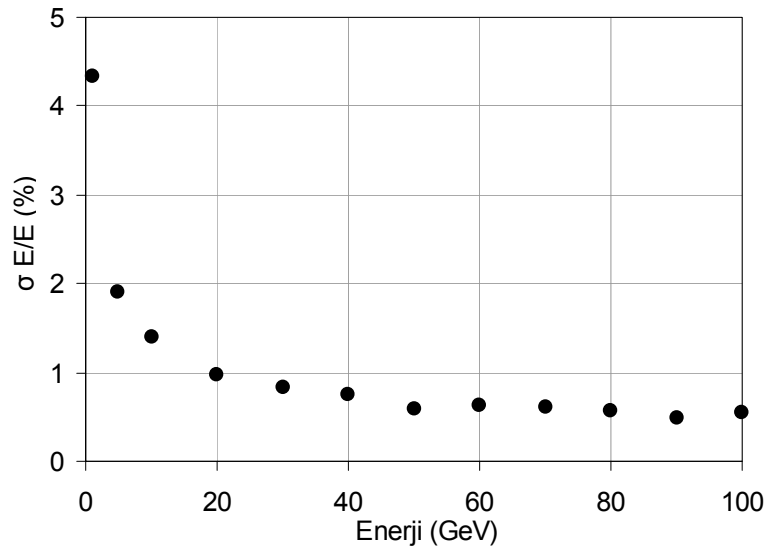
Bu katkıyı incelemek için, ilk olarak tek bir $PbWO_4$ kristalinin ön yüzüne çeşitli enerjilerde elektronlar gönderilmiştir. Kristal içerisine giren elektronun oluşturduğu elektromagnetik sağanak ile enerjisinin ne kadarını kristalde depoladığı hesaplanmıştır.

Örneğin, 1 GeV enerjili bir elektron kristale gönderildiğinde enerjisinin % 78.6' sı kristal tarafından depolanmaktadır. Şekil 3.8' de $PbWO_4$ kristaline gönderilen 1-100 GeV enerji aralığındaki elektronun enerjisine bağlı olarak, kristal içerisinde depolanan enerji miktarının değişimi görülmektedir. Tek bir kristal için, kristalin ön yüzüne gönderilen elektronun kristal içerisinde depoladığı enerji, % 78.6' lık oran sabit kalmak kaydı ile gelen elektronun enerjisine bağlı olarak lineer bir artış göstermektedir.



Şekil 3.8. Tek bir $PbWO_4$ kristalinde gelen elektronun enerjisine bağlı olarak kristal içerisinde bırakılan enerji değerleri.

Enerji çözünürlüğü ifadesindeki stokastik terime a_{enine} katkısı, kristalde oluşan elektromagnetik sağanağın Monte Carlo yöntemi ile benzetişimi yapılarak elde edilen *saf enerji çözünürlüğü* olarak ifade edilebilir. Tek bir kristal için, kristale gelen elektronun enerjisine bağlı olarak enerji çözünürlüğü Şekil 3.9' da gösterilmektedir.

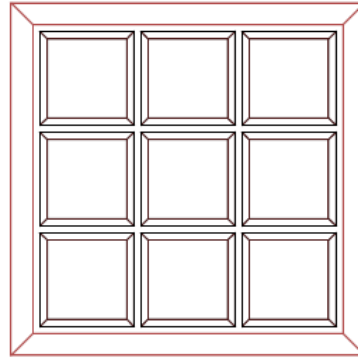


Şekil 3.9. Tek $PbWO_4$ kristaline gelen elektronun enerjisine bağlı olarak enerji çözünürlüğü.

Şekilden görüldüğü gibi, gelen elektronun enerjisinin artışı ile birlikte içeride depoladığı enerji miktarının artması ve buna bağlı olarak dalgalanmanın azalması, enerji çözünürlüğünü iyileştirmektedir.

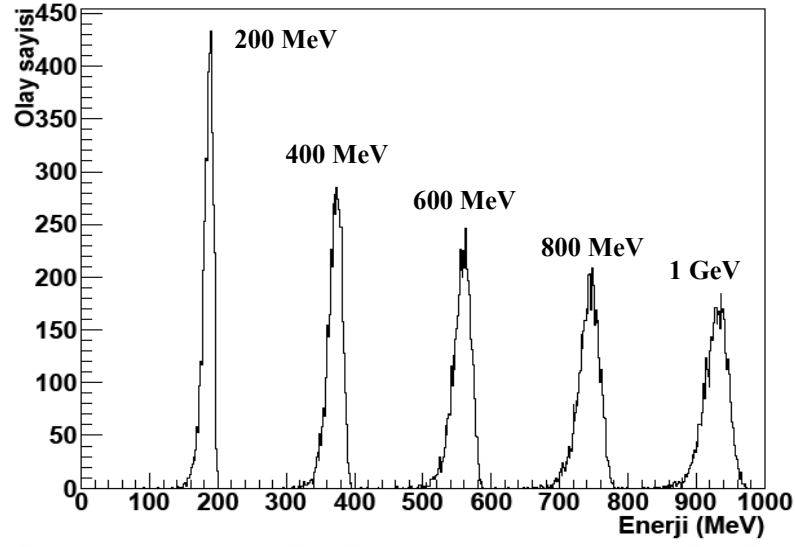
Kristal içerisinde oluşan elektromagnetik saçanağın yanal genişlemesi, enerjiyi depolamak için kullanılan kristal sayısı ile sınırlıdır. Elektromagnetik saçanağın genişliği, etkileşme esnasında foton yayınlamayan elektronların çoklu saçılma yapımları sebebiyledir. Çoklu saçılma, üretilen parçacıkların enerjisi ile ters orantılıdır ancak gelen parçacığın enerjisine bağlı değildir. Saçanağın yanal genişlemesi esnasında depolanamayan enerji ve komşu kristallerde depo edilen enerjideki dalgalanmalar, sadece a terimine katkıda bulunur yani saf stokastik terimdir (Givernaud 1997).

Elektromagnetik saçanaktaki yanal genişlemeyi inceleyebilmek için tek kristal yerine birçok kristalin biraraya getirilmesi ile oluşturulan bir kristal matrisi kullanılabilir. Bu nedenle, Şekil 3.10' da görüldüğü gibi 9 kristalden meydana gelen 3x3' lük kristal matrisi oluşturulmuştur.



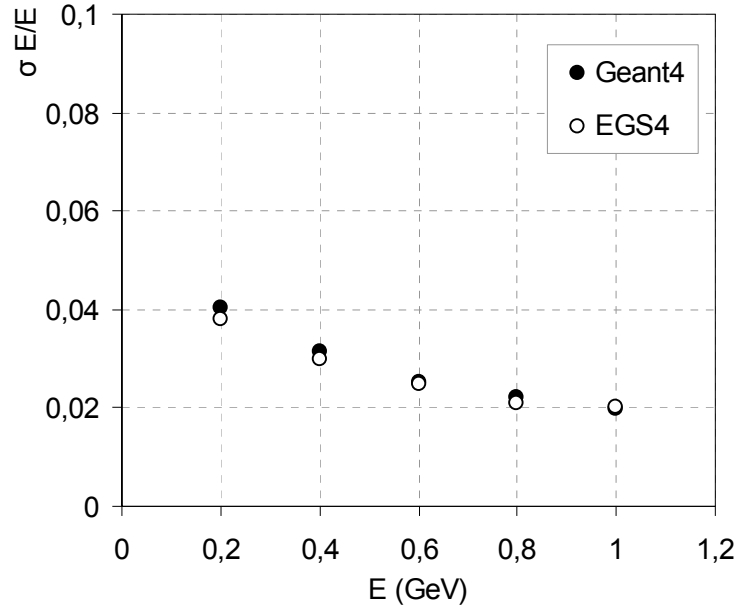
Şekil 3.10. 3x3' lük $PbWO_4$ kristal matrisi.

Geant4 programı kullanılarak 3x3' lük kristal matrisinde, ortadaki kristale sırası ile 0.2, 0.4, 0.6, 0.8 ve 1 GeV enerjilerde elektron gönderilip 5000 tekrar yapıldığında, her bir enerji değeri için kristalde depolanan toplam enerjilerin dağılımları Şekil 3.11' de görülmektedir.



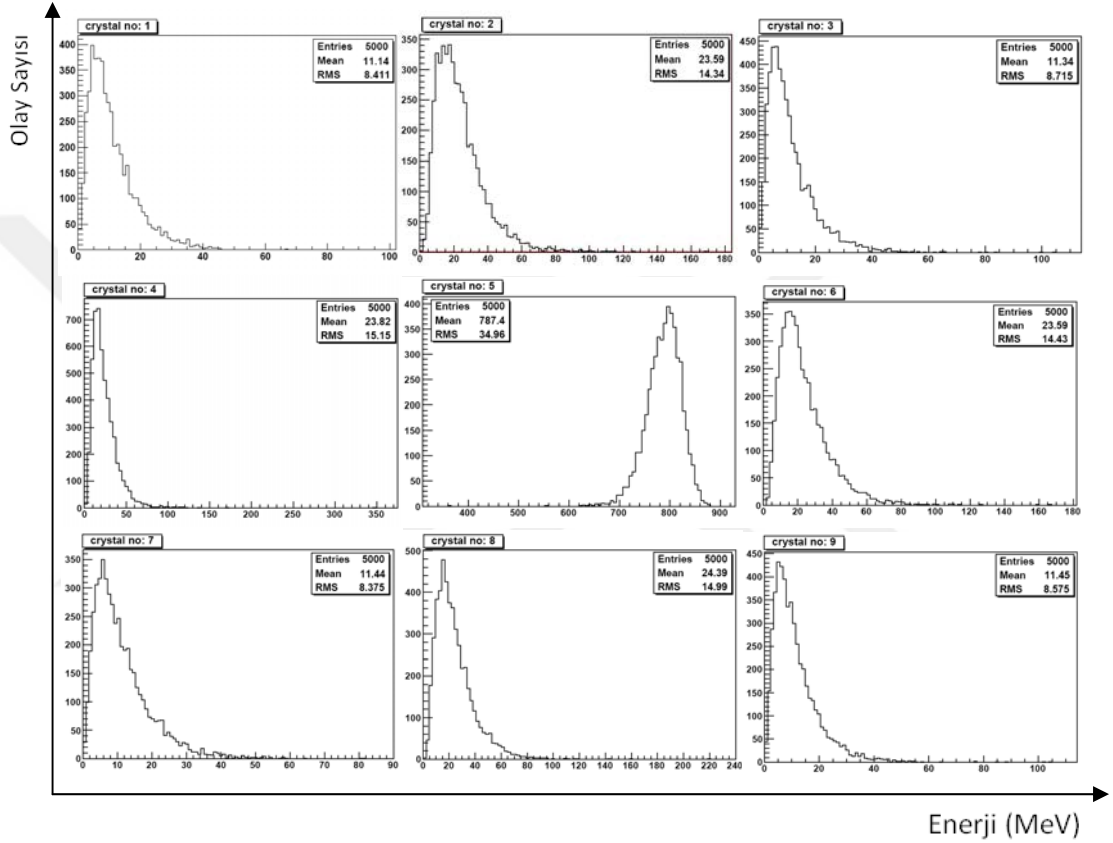
Şekil 3.11. 3×3 'lük $PbWO_4$ kristal matrisinde ortadaki kristale elektron gönderildiğinde kristalde bırakılan enerjilerin dağılımı.

Burada da aynı şekilde, gelen elektronun enerjilerinin artışı ile birlikte enerji çözünürlüğünün (σ_E/E) iyileştiği görülmektedir. Enerji çözünürlüğünün gelen parçacığın enerjisine göre değişimi Şekil 3.12' de verilmektedir. Bu değişim, Shimizu (2000) tarafından EGS4 programı ile elde edilen değerler ile uyusmaktadır.



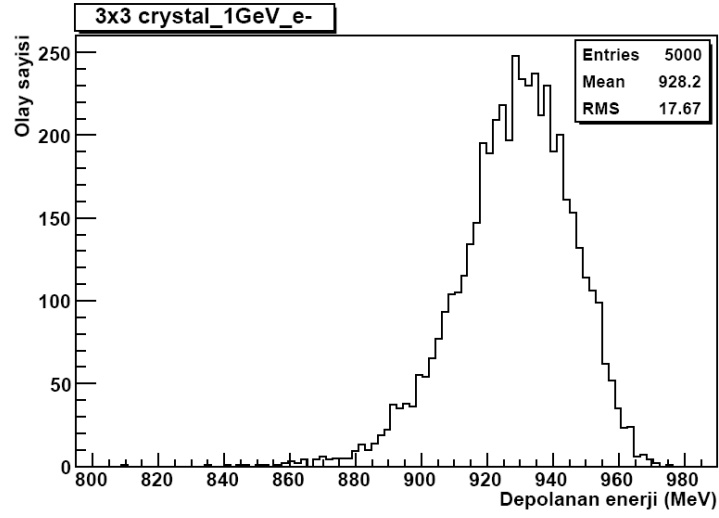
Şekil 3.12. 3×3 'lük $PbWO_4$ kristali için Geant4 ve EGS4 programları ile elde edilen enerji çözünürlüğü değerlerinin karşılaştırması.

1 GeV enerjili elektron, 3x3' lük PbWO₄ kristal matrisinde ortadaki kristale gönderildiğinde, dokuz kristal tarafından depolanan enerjilerin dağılımları Şekil 3.13' de görülmektedir. Burada, 1 numaralı kristalde bırakılan enerji ile 9 numaralı kristale bırakılan enerjiler, kristallerin simetrik olması nedeni ile yaklaşık aynı değerdedir. Aynı şekilde, 3. kristal ile 7. kristalde, 2. kristal ile 8. kristalde ve 4. kristal ile 6. kristalde depolanan enerjiler de simetri nedeni ile benzer sonuçlar vermektedir.



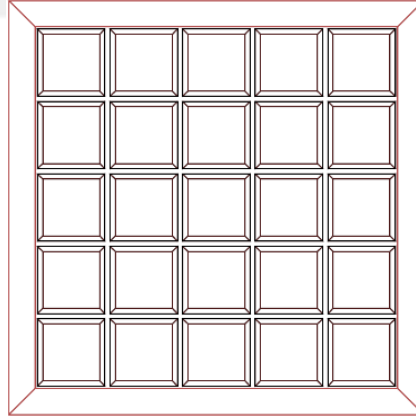
Şekil 3.13. Ortadaki kristale 1 GeV enerjili elektron gönderildiğinde, 3x3' lük PbWO₄ kristal matrisinde herbir kristalde depolanan enerjilerin dağılımı.

3x3' lük matrisin ortasında bulunan kristal tarafından gelen enerjinin yaklaşık % 78.6' sı depolanırken, dokuz kristal tarafından depolanan toplam enerji miktarı ise yaklaşık % 92.8 olmaktadır (Şekil 3.14). Eşitlik 1.29' da verilen enerji çözünürlüğü ifadesindeki stokastik terime katkıda bulunan a_{enine} terimi Şekil 3.14' deki veriler yardımı ile yaklaşık % 1.90 olarak hesaplanmıştır.



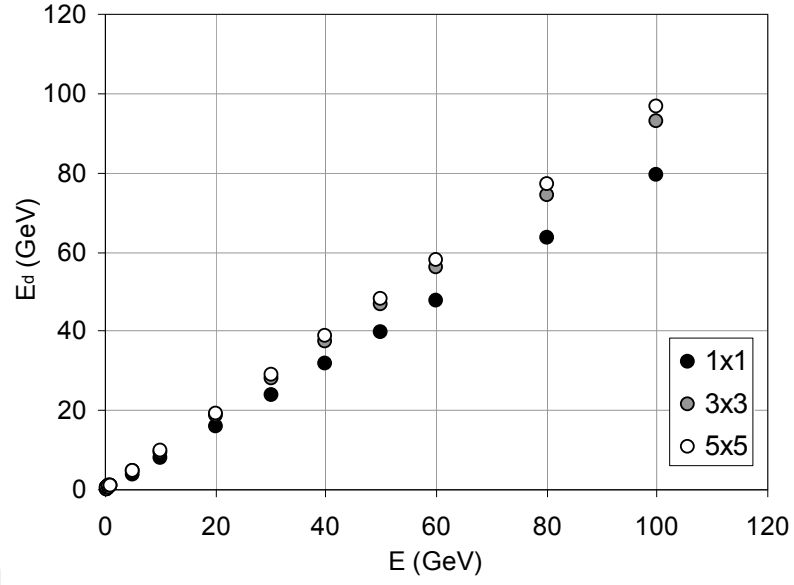
Şekil 3.14. 1 GeV enerjili elektron gönderildiğinde 3x3' lük $PbWO_4$ kristal matrisinde depolanan toplam enerjinin dağılımı.

Elektromagnetik sağanağın yanal genişlemesini daha detaylı bir şekilde incelemek amacı ile matristeki kristal sayısı 9' dan 25 arttırılmıştır. 25 kristal kullanılarak oluşturulmuş 5x5' lik bir $PbWO_4$ kristal matrisi Şekil 3.15' de görülmektedir.



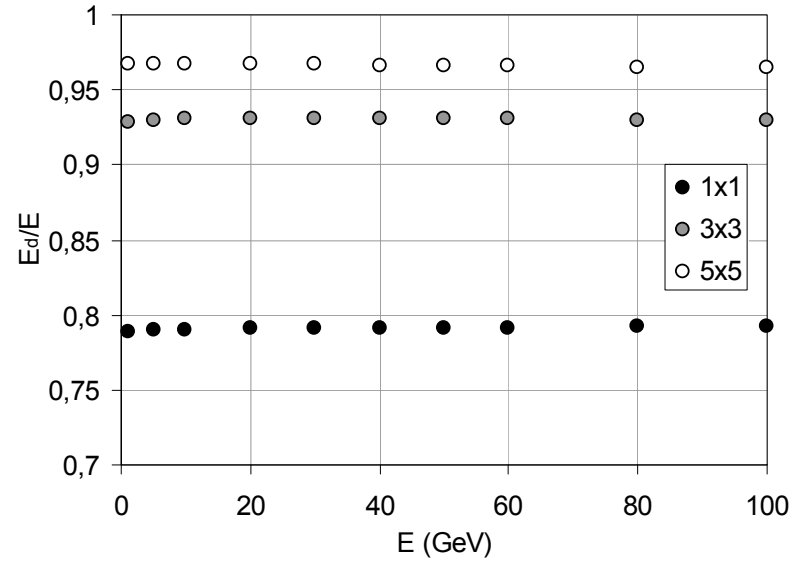
Şekil 3.15. 5x5' lik $PbWO_4$ kristal matrisi.

1x1, 3x3 ve 5x5' lik $PbWO_4$ kristal matrisleri oluşturulduğunda 1-100 GeV enerji aralığında herbir matrise gelen elektronlar tarafından kristallerde depolanan toplam enerji Şekil 3.16' da görülmektedir. Elektromagnetik sağanağın yanal genişleme yapması nedeni ile 5x5' lik kristal matrisinde daha fazla enerji depolandığı görülmektedir.



Şekil 3.16. 1x1, 3x3 ve 5x5' lik PbWO₄ kristal matrislerinde gelen elektronun enerjisine bağlı olarak içeride bırakılan toplam enerji değerlerinin karşılaştırılması.

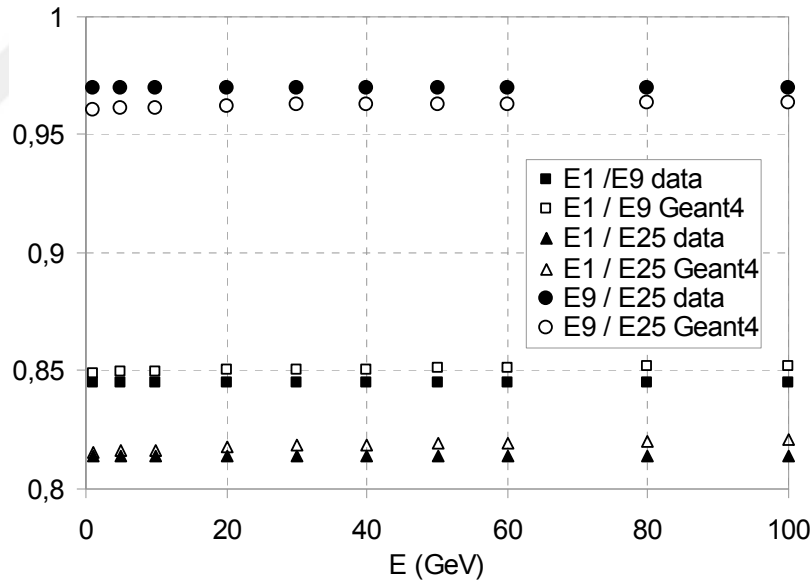
Şekil 3.17' de kristal içerisine giren elektronun enerjisini hangi oranda kristallerde bıraktığı görülmektedir. Her farklı kristal matrisi formunda, enerji depolanma oranları gelen elektronun enerjisine bağlı olmaksızın sabit kalmaktadır.



Şekil 3.17. Farklı kristal matrisleri için her bir matriste depolanan toplam enerji oranlarının giren elektronun enerjisine bağlı olarak değişimi.

1x1' lik kristal matrisinde elektronun enerjisinin yaklaşık % 79' u, 3x3' lük kristal matrisinde % 93 ve 5x5' lik kristal matrisinde % 97' si depolanmakta olup, bu oranların gelen elektronun enerjisine bağlı olarak fazla değişime uğramadığı görülmektedir.

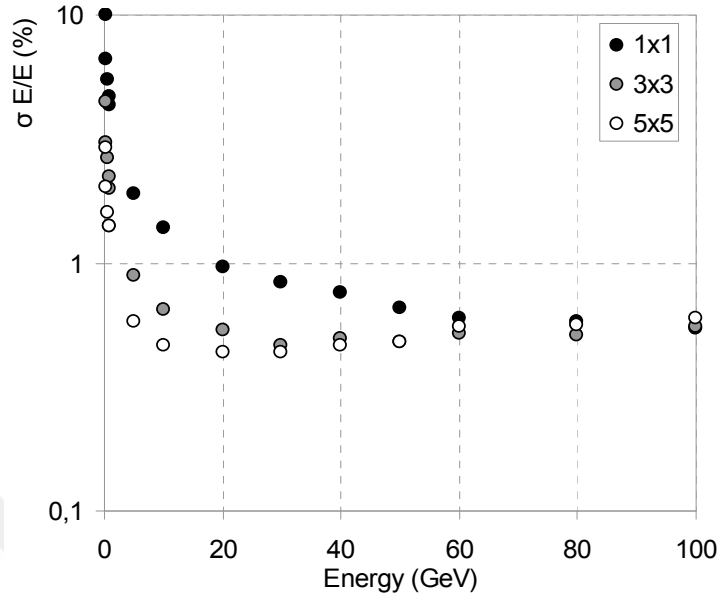
Şekil 3.18' de tek bir kristalde (E1), 3x3' lük kristal matrisinde (E9) ve 5x5' lik kristal matrisinde (E25) depolanan enerjiler karşılaştırılmıştır. E1 / E9 oranı bize, 3x3' lük matrisin ortasında bulunan kristalde depolanan enerjinin toplam 9 kristal tarafından depolanan enerjiye oranının yaklaşık % 85 olduğunu göstermektedir. E1 / E25 oranı ise, 5x5' lik matrisin ortasında bulunan kristalde depolanan enerjinin toplam 25 kristalde depolanan enerjiye oranının yaklaşık % 81.5 olduğunu göstermektedir. Son olarak E9 / E25 oranı 3x3' lük matriste depolanan enerjinin 5x5' lik matriste depolanan enerjiye oranının yaklaşık % 97' si olduğu görülmektedir. Bu sonuçların aynı zamanda Meridiani (2004) tarafından elde edilen deneysel veriler ile uyum içerisinde olduğu da görülmektedir.



Şekil 3.18. Deneysel veriler ile ve Geant4 programı kullanılarak elde edilen enerji depolanması oranlarının karşılaştırılması.

1x1, 3x3 ve 5x5' lik kristal matrisleri için enerji çözünürlüğü değerleri Şekil 3.19' da karşılaştırılmıştır. Görüldüğü gibi tek kristalde depolanan ortalama enerji miktarı az olmakla birlikte yüksek RMS değerlerine sahiptir. Kristal adedi arttırıldığında depolanan enerji miktarı artmakla birlikte RMS değerleri azalmaktadır.

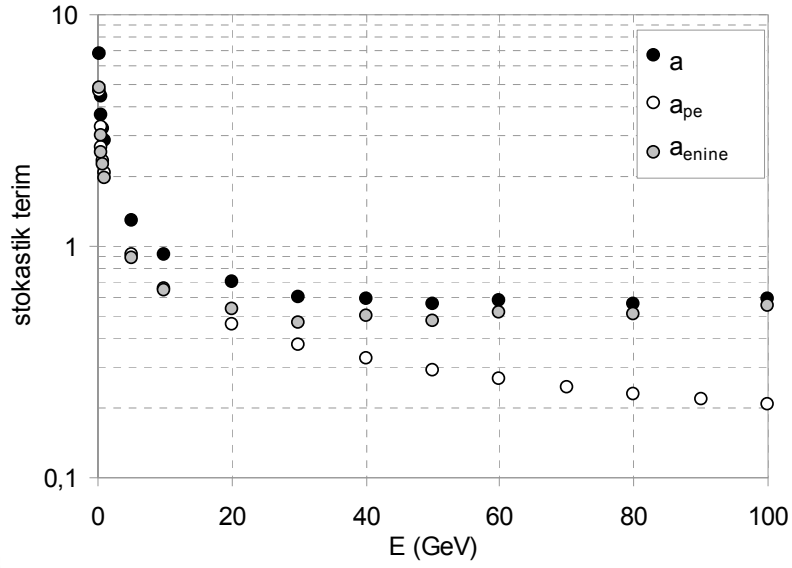
Bu nedenle, matris içerisindeki kristal miktarının artışı ile birlikte enerji çözünürlüğü iyileşmektedir.



Şekil 3.19. Gelen elektronun enerjisine bağlı olarak çeşitli kristal matrisleri için elde edilen enerji çözünürlüğü değerlerinin karşılaştırılması.

3.2. Stokastik Terim

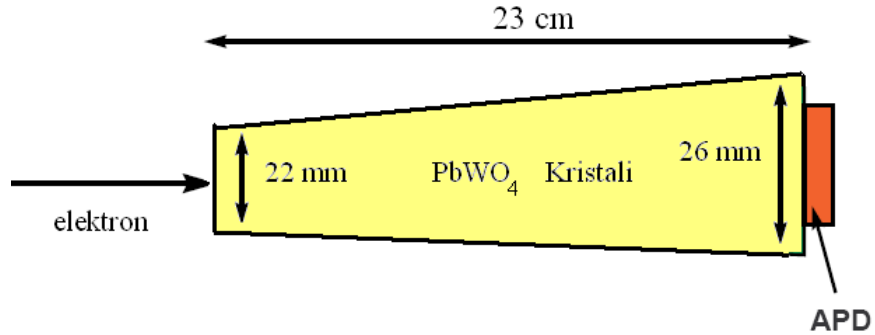
Buraya kadar Eşitlik 1.29' da verilen enerji çözünürlüğü ifadesindeki stokastik terime (a) etki eden APD' den gelen fotoistatistik katkı (a_{pe}) ve elektromagnetik sağanağın enine genişlemesinden dolayı oluşan dalgalanmaların katkısı (a_{enine}) incelenmiştir. Örneğin 1 GeV enerjili bir elektron için a_{pe} % 2.07 ve 3x3' lük kristalde a_{enine} % 1.90 olarak elde edilmiştir. Bu durumda 1 GeV enerjili elektronlar için stokastik terime gelen toplam katkı $\sqrt{a_{pe}^2 + a_{enine}^2} = \sqrt{2.07^2 + 1.90^2} = \% 2.81$ olarak elde edilmektedir. CMS Collaboration (2008) tarafından bu değer yaklaşık % 2.8 olarak verilmiştir. Elde edilen değer, bu değer ile uyumludur. 3x3' lük kristal matrisinde, stokastik terim ve ona etki eden fotoistatistik ile enine sağanaktaki dalgalanmaların, 0.2-100 GeV enerji aralığında Şekil 3.20' de görüldüğü gibi değişim göstermektedir.



Şekil 3.20. 3×3 ' lük kristale gelen elektronun enerjisine bağlı olarak stokastik terimin, fotoistatistik katkıının ve enine sağıanaktaki dalgalanmaların değişimi.

3.3. $PbWO_4$ Kristalinde Oluşan Fotonların APD Tarafından Soğurulması

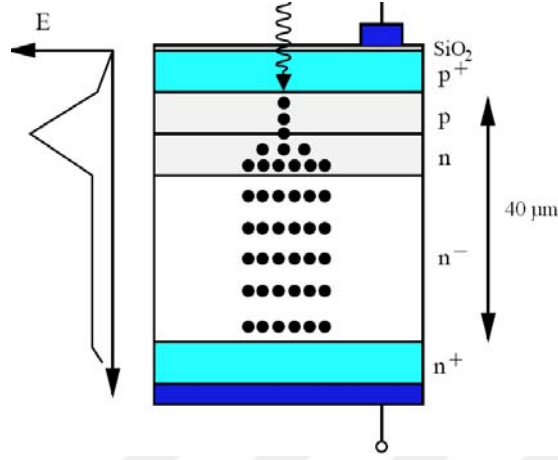
Şekil 3.21' de verilen $PbWO_4$ -APD sisteminin benzetişimi, Geant4 simülasyon programı kullanılarak yapılmış ve $PbWO_4$ kristalinden gelen fotonların APD içerisinde soğurulmaları incelenmiştir.



Şekil 3.21. $PbWO_4$ kristali ve APD sisteminin şematik gösterimi.

$PbWO_4$ kristalinde oluşun Cherenkov ve sintilasyon fotonlarını detekte etmek için fotodetektör olarak Hamamatsu S8148 APD yapısı kullanılmıştır. Bu APD yapısında yüzey 0.12 yansımaya katsayısına sahip SiO_2 ile kaplanmıştır, bu nedenle detektörün yüzeyine gelen fotonların % 12' si yansımaya sonucu kaybedilmektedir. APD'

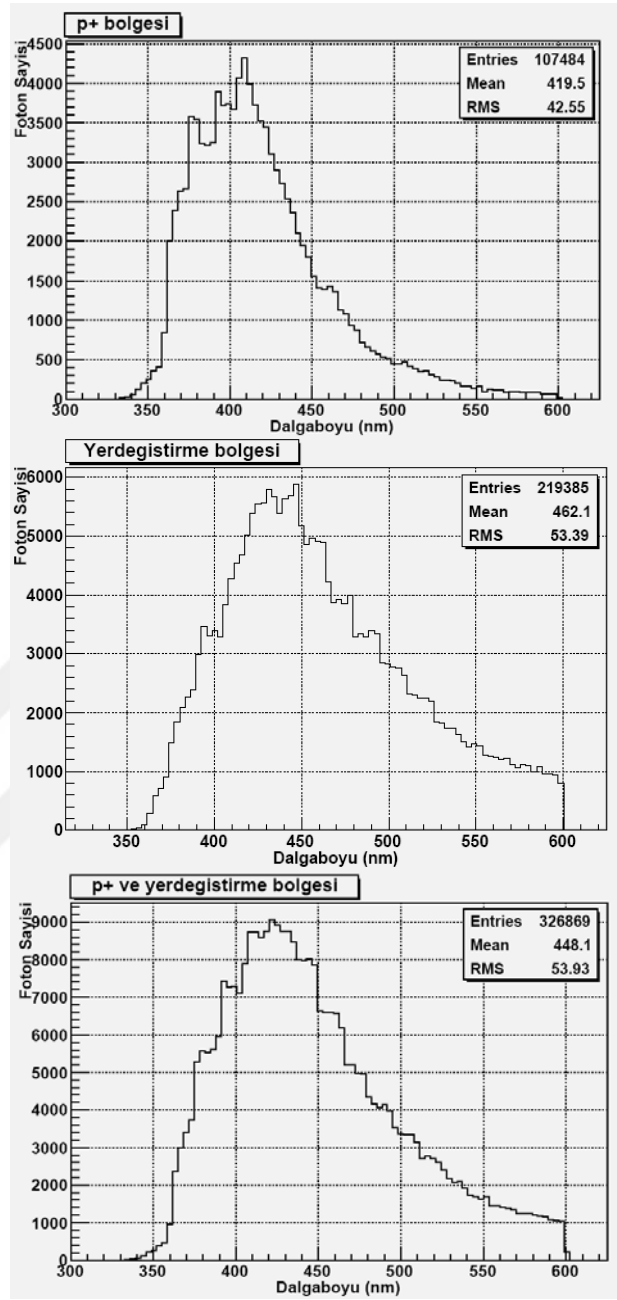
ye bir besleme voltajı uygulandığında, detektör içerisinde Şekil 3.22’ de görüldüğü gibi bir dağılıma sahip olan elektrik alan oluşmaktadır.



Şekil 3.22. Hamamatsu S8148 APD’ nin şematik gösterimi.

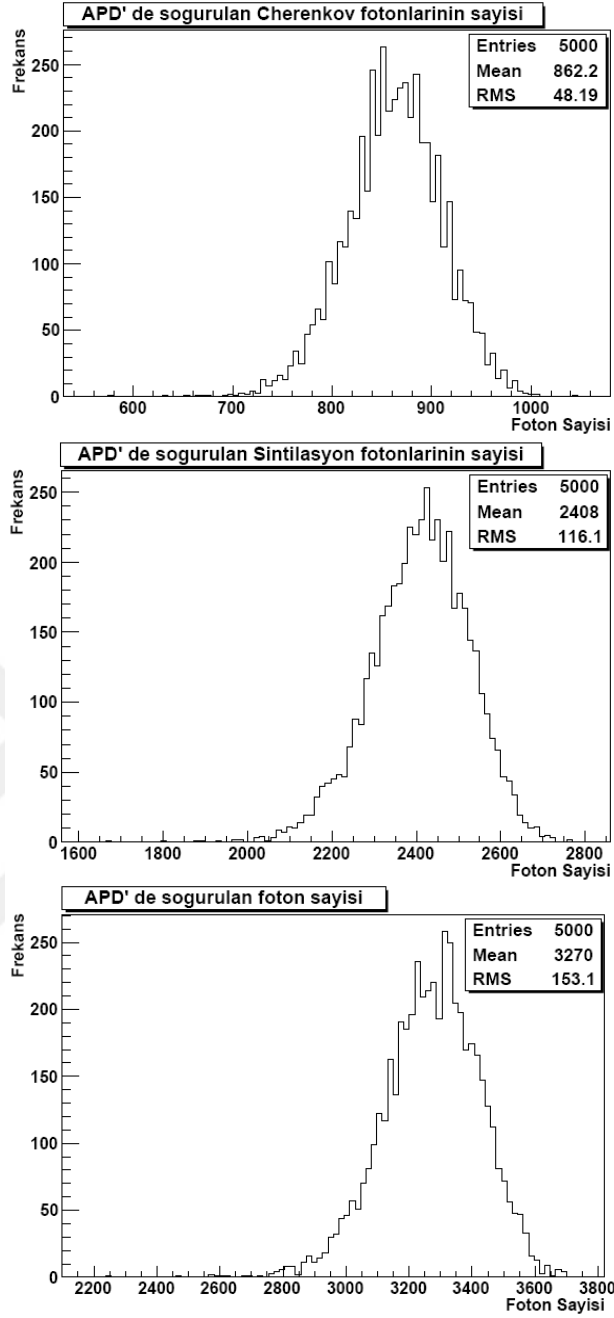
APD içerisine giren fotonlar ya yüksek konsantrasyona sahip olan p^+ bölgesinde yada doğrudan yerdeğiştirme bölgesinde soğurularak elektron-boşluk çiftleri oluştururlar. Düşük elektrik alana sahip p^+ bölgesinde soğurulan fotonların oluşturduğu elektron-boşluk çiftlerinden ancak difüzyonla yerdeğiştirme bölgesine geçebilen elektronlar, doğrudan yerdeğiştirme bölgesinde oluşmuş elektron-boşluk çiftleri ile birlikte sinyale katkıda bulunurlar.

Fotonların APD içerisinde soğurulmalarının benzetişimi, Şekil 2.14’ de verilen silikon için foton soğurma katsayısının dalgaboyuna bağlı değişim grafiğinden elde edilen değerler kullanılarak yapılmıştır. Kristale giren elektron tarafından oluşturulan ve kristalin ucuna ulaşan fotonların spektrum dağılımları Şekil 2.10’ da verilmiştir. APD’ ye giren bu fotonlardan kısa dalgaboyuna sahip olanları yüksek soğurma katsayısına sahip olmaları nedeni ile genellikle p^+ bölgesinde soğurulurken, daha uzun dalgaboyuna sahip fotonlar ise yerdeğiştirme bölgesi içerisinde soğurulmaktadır. Bu durum Şekil 3.23’ de görülmektedir. Şekilden 1 GeV enerjili elektron tarafından kristalde oluşturulan optik fotonların yaklaşık 1075 adedinin p^+ bölgesinde, 2194 adedi yerdeğiştirme bölgesinde soğurulduğu görülmektedir. p^+ bölgesinde soğurulan fotonların APD’ de soğurulan tüm fotonların sayısına oranı yaklaşık % 33’ tür. Bu durum, sinyal kaybına yol açmaktadır.



Şekil 3.23. APD içerisinde farklı bölgelerde soğurulan fotonların sayısının dalgaboyuna bağlı değişimi.

Şekil 3.2' de 1 GeV enerjili elektron tarafından oluşturulan ve kristalin ucuna ulaşan optik fotonların adet dağılımları verilmişti. APD tarafından soğurulan Cherenkov, sintilasyon ve toplam fotonların adet dağılımı ise Şekil 3.24' de görülmektedir.



Şekil 3.24. Kristale 1 GeV enerjili elektron gönderildiğinde, APD' de soğurulan Cherenkov, sintilasyon ve tüm soğurulan fotonların adet dağılımı.

Cherenkov fotonlarının ortalama 862 adedinin, sintilasyon fotonlarının ortalama 2408 adedinin ve toplamda 3270 adet fotonun APD içerisinde soğurulduğu görülmektedir. Oran olarak bakıldığında APD içerisinde soğurulan fotonların yaklaşık % 26' sı Cherenkov fotonlarıdır.

Cherenkov fotonları ile p^+ bölgesinde soğurulan fotonların APD sinyaline dolayısıyla kalorimetrik enerji çözünürlüğüne etkisi Tartışma ve Sonuç kısmında ele alınmıştır.



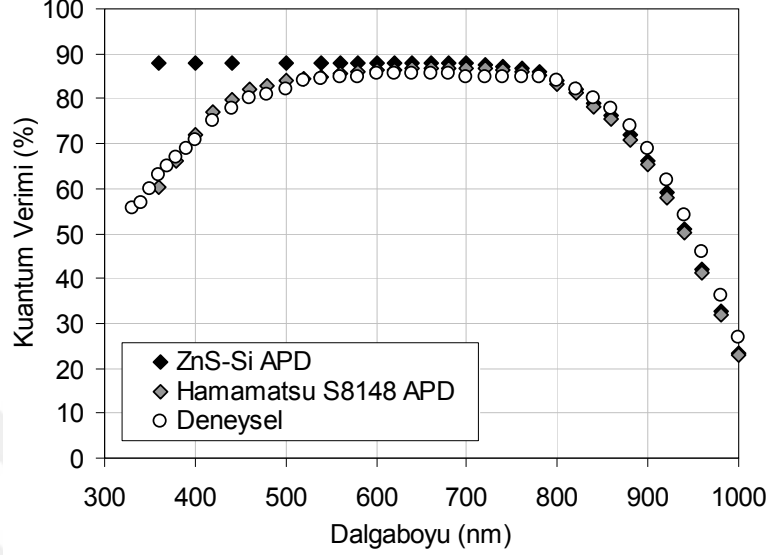
4. TARTIŞMA VE SONUÇ

Higgs bozonunun iki fotona bozunması sürecinde, fotonların detekte edileceği elektromagnetik kalorimetrede kullanılacak olan kristal-fotodetektör sisteminin iyi bir çözünürlüğe sahip olması için, detektörden alınan sinyaldeki dalgalanmanın mümkün olduğunca küçük olması gerekmektedir.

Enerji çözünürlüğüne üç önemli katkı vardır. Bunlar; stokastik terim, elektronik gürültü terimi ve sabit terimdir. Bu üç terim içinden enerji çözünürlüğüne en önemli katkı stokastik terimden gelmektedir. Stokastik terime ise; fotodetektör istatistiklerini içine alan fotoistatistik katkı ve enine elektromagnetik saçanak oluşumu sırasındaki dalgalanmalar etki eder. Geant4 programı ile yapılan simülasyonlar sonucunda, fotodetektör olarak kullanılan Hamamatsu S8148 APD' de oluşan fotoelektronların dalgalanmasından gelen katkı yaklaşık olarak % 2.1 olarak hesaplanmıştır. Enine elektromagnetik saçanak oluşumu sırasındaki dalgalanmalardan gelen katkı, tek kristal kullanıldığında % 4.32, 3x3 lük kristal kullanıldığında % 1.9 ve 5x5' lik kristal kullanıldığında % 1.4 olarak bulunmuştur. Sonuçta, 3x3' lük kristal kullanıldığında, enerji çözünürlüğü ifadesindeki stokastik terimin yaklaşık % 2.81 olduğu hesaplanmıştır. Bu değerin literatür ile uyumlu olduğu görülmüştür.

Fotodetektör olarak Hamamatsu S8148 APD kullanıldığında kristalden APD' ye gelen kısa dalgaboyuna sahip fotonların büyük bir kısmı p^+ difüzyon bölgesinde soğurulmakta ve oluşan yük taşıyıcıları bu bölgede varolan düşük elektrik alan sebebi ile yerdeğiştirme bölgesine ulaşmadan tekrar birleşme yaparak yokolmaktadır. Bu durumda kısa dalgaboylarında detektörün kuantum verimi azalmaktadır. Bu negatif etkiyi yoketmek için, yerdeğiştirme bölgesi öncesindeki bölge ışığa karşı geçirgen yapılmalıdır. Bu bölge için, yüksek enerji fiziği deneylerinde en fazla kullanılan ve silikona uygun bant genişliğine sahip yarıiletken çinko sülfür (ZnS) kullanılabilir. ZnS, 3.68 eV bant genişliğine ve 5.42 lik örgü sabitine sahiptir. Bu nedenle, $PbWO_4$ kristalinden gelen ışığın doğrudan yerdeğiştirme bölgesine girmesi için ZnS-Si APD yapısı tasarlanmıştır (Tapan 2003). Şekil 4.1' de Hamamatsu S8148 APD yapısı ile ZnS-Si APD yapısının dalgaboyuna bağlı olarak kuantum verimleri karşılaştırılmıştır.

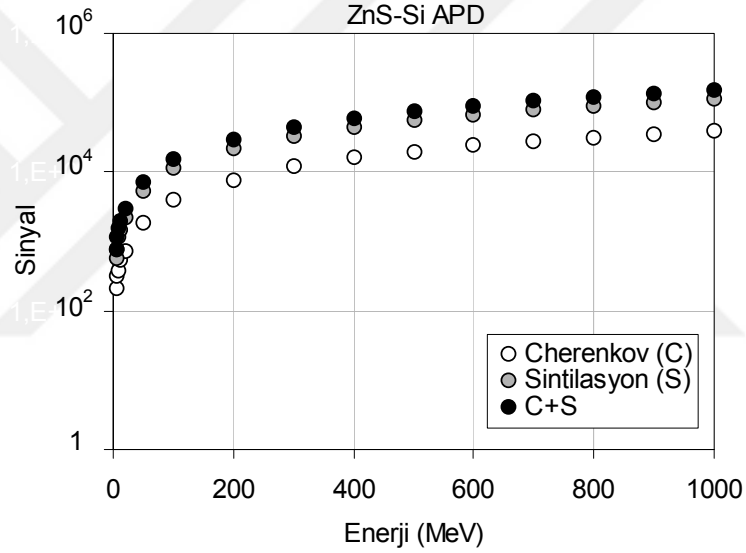
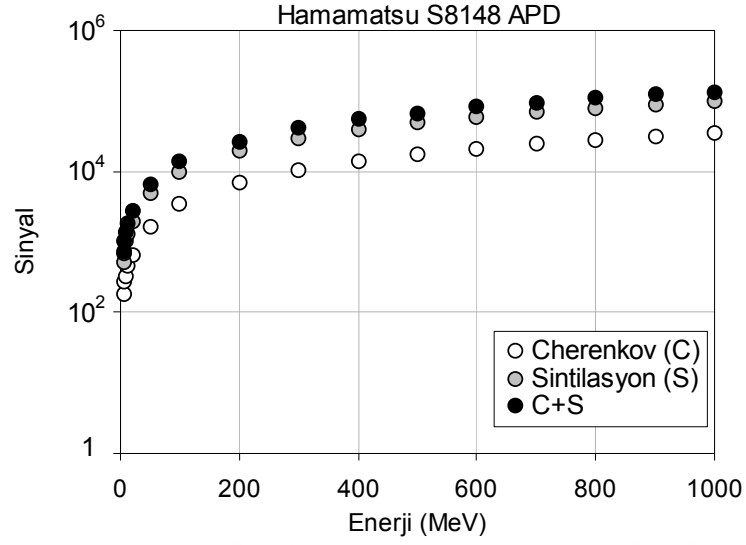
Görüldüğü gibi, kısa dalgaboylu fotonlar için ZnS-Si APD yapısı daha yüksek kuantum verimine sahiptir (Tapan 2006).



Şekil 4.1 Hamamatsu S8148 ve ZnS-Si APD yapılarının dalgaboyuna bağlı olarak kuantum verimlerinin değişimi.

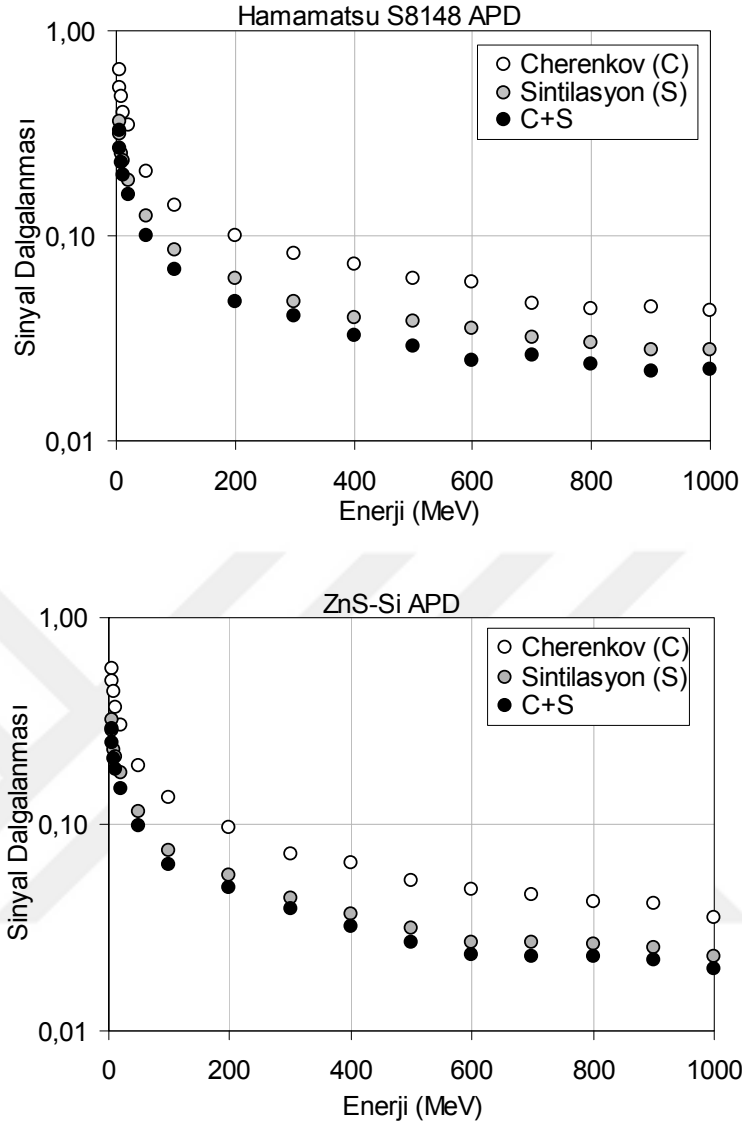
Fotodetektör olarak Hamamatsu S8148 APD yerine ZnS-Si APD kullanıldığında, Şekil 3.23' de görülen p^+ bölgesindeki kısa dalgaboyuna sahip fotonlar doğrudan yerdeğiştirme bölgesinde soğurulacağından, yerdeğiştirme bölgesinde soğurulan toplam foton sayısı yaklaşık olarak 2194' ten 3270' e çıkacaktır. Bu artış sebebi ile APD' den elde edilen sinyal değerleri artarken sinyaldeki dalgalanmalar azalacaktır.

ZnS-Si APD kullanıldığında, örneğin 1 GeV enerjili elektronun APD' de oluşturduğu sinyal değeri toplam Cherenkov ve sintilasyon fotonları için yaklaşık olarak 135800' den 151400' e yükselecektir. 1 MeV-1 GeV aralığındaki enerji değerlerine sahip elektronlar tarafından kristalde elektromagnetik sağanak sonucunda ortaya çıkan fotonların Hamamatsu S8148 APD ve ZnS-Si APD yapılarında oluşturdukları sinyal değişimleri Şekil 4.2' de görülmektedir.



Şekil 4.2. Kristale gelen elektronun enerjisine bağlı olarak, Hamamatsu S8148 APD ve ZnS-Si APD yapılarının sinyal değerlerinin değişimi.

1 GeV enerjili elektronlar tarafından APD' lerde elde edilen sinyal dalgalanmaları ($\frac{\sigma_s}{S}$) karşılaştırıldığında, toplam optik fotonlar için dalgalanmanın yaklaşık olarak 0.022' den 0.20' ye düştüğü Şekil 4.3' de görülmektedir.



Şekil 4.3. Kristale gelen elektronun enerjisine bağlı olarak, Hamamatsu S8148 APD ve ZnS-Si APD yapılarının sinyal dalgalanmalarının değişimi.

ZnS-Si APD kullanıldığında, kristalden gelen fotonlar yerdeğiştirme bölgesi içerisinde daha fazla fotoelektron (N_{pe}) oluşturacaktır. Stokastik terime fotoistatistik katkı

$a_{pe} = \sqrt{F/N_{pe}}$ şeklinde olduğundan dolayı, N_{pe} ' nin artması ile fotoistatistik katkı

azalacaktır. Böylece daha iyi bir enerji çözünürlüğü elde edilecektir.

Bu tez çalışması, farklı kristal yapıları içinde tekrarlanabilir. Bu yapılar için elde edilecek sonuçlar yüksek enerji detektörleri için elektromagnetik kalorimetre tasarımında kullanılabilir.



KAYNAKLAR

AGOSTINELLI, S. et al., 1 July 2003. Geant4 - a simulation toolkit, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 506, Issue 3, pp. 250-303.

AHRENS, J.H. and U. DIETER. 1974. Computing 12, p 223.

ALLIER, C.P. 2002. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 485 (1) : 547.

AMSLER, C., et al. 2008. Particle Data Group. Physics Letters B667, 1

ANNENKOV, A.A., et al. 2002. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 490, 30-50

ARGIRO, Stefano, 03 - 07 Sep 2007, Topical Workshop on Electronics for Particle Physics, Prague, Czech Republic, p.105-109.

AUFFRAY, E., et al. 1998. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 402 (1):75

BACCARO, S. 1999. IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol-46, No.3.

BARNEY, D., 1998. CMS Conference Report, A Pedagogical Introduction to the CMS Electromagnetic Calorimeter, CMS CR 1998/004

BEAULIEU, L. et al., 2003 Overview of Geant4 applications in medical physics, Proceedings of IEEE-NSS, Portland.

BRITTON, D., et al., 2003, Simulation of the HPMT/VPT Light Collection Ratio, CMS NOTE 2003/011.

BRITVITCH, I. et al., 2004. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 535 : 523-527.

CAVALLARI, F. 1998. Nuclear Physics B. 61B.p 449.

CHIPAUX, R. and F.-X. GENTIT. 2002. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 486, p.48-54.

CMS Collaboration, 1997. The Electromagnetic Calorimeter Project: Technical Design Report, CERN/LHCC 97-33.

CMS Collaboration, 2008. JINST 3 S08004, The CMS experiment at the LHC, p 90.

COUSINS, R., et al. 2000. Monte Carlo Techniques.

DASH, W.C. and R. NEWSMAN. 1995. Physical Review 99. p 1151.

DEITERS, K., et al. 2000. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 453 (1): 223.

DEVROYE, L., 1986. Non-Uniform Random Variate Generation. Springer-Verlag, New York.

DIEMOZ, M. 2001. IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol2, p 956-960.

DIEMOZ, M., et al. 2007. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 581, 380-383

EVERETT, C.J. and E.D. CASHWELL, 1983. A Third Monte Carlo Sampler. Los Alamos report LA-9721-MS.

GIVERNAUD, A. 1997. About the Electromagnetic Shower lateral Profile in the Lead Tungstate, CMS NOTE-1997/037.

GRUPEN, C., 1996. Particle Detectors, Cambridge University.

HELVACI (KOÇAK), F. and İ. TAPAN. 2003. Proceedings of the fifth General Conference of the Balkan Physical Union BPU-5, CD as electronic version, ISBN:86-902537-4-2, p 449.

HELVACI (KOÇAK), F. 2004. Çıĝ Fotodiyodun Kalorimetrede Kullanımı Yüksek Lisans Tezi. Uludaĝ Üniversitesi.

JAMES, F. 1994. Computational Physics Committiee. 79. p 111.

KOÇAK, F. and İ. TAPAN. 2007. Fluctuations in avalanche photodiode structure, AIP conference proceedings, CP899, 201-202

KOÇAK, F. and İ. TAPAN. April 2007. Excess noise in silicon avalanche photodiodes, Journal of optoelectronic and advanced materials, Vol.9, No.4, p.810-813

KIRN, TH. 1997. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 387 (1): 202.

LECOQ, P. and M. KORZHIK. 2000. IEEE Transections on Nuclear Science, Vol-47, No 4. p 1311.

LEO, WILLIAM R., 1987, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiment, Germany, p.109.

LEWIS, H. W. 1950. Multiple scattering in an infinite medium. Phys. Rev. 78, p526.

MARSAGLIA, G. 1985. A Current View of Random Number Generators, keynote address, Computer Science and Statistics: 16th Symposium on the Interface.

MARSAGLIA, G. And A. ZAMAN. 1994. Some Portable Very-Long-Period Pandom Number Generators, Comptational Physics. 8, 117.

MCINTYRE, R.J. 1966. IEEE Transcation on Electronic Devices, ED-13.p 164.

MCINTYRE, R.J. 1972. IEEE Transcation on Electronic Devices, ED-19, No.6.

MERIDIANI, P. Optimization of the discovery potential of the Higgs Boson in the decay channel $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 2e^+ 2e^-$ with the CMS detector. PhD Thesis. Universita Degli Studi Di Roma “La Sapienza”.

MIYAMOTO, J. and G.F. KNOLL. 1997. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 399 (1): 85-93.

ÖZMUTLU, E. 2001. Temel Parçacık Fiziği Ders Notları. Uludağ Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi. Bursa.

PAGANONI, M. 2003. FINUPHY Workshop on Advanced Electromagnetic Calorimetry and its Applications, Juelich.

PİLİÇER, E., 2008, Radyasyon Hasarının Yüksek Enerji Silikon Detektörlere Etkisi Doktora Tezi. Uludağ Üniversitesi.

PRESS, W.H., et al. 1986. Numerical Recipes. Cambridge University Press, New York.

RANG, T. 1985. Radioelectron and Common Systems. p.28.

RENKER, D., 2003, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 486 (1): 164.

RUBINSTEIN, R.Y. 1981. Simulation and the Monte Carlo Method. John Wiley and Sons, Inc., New York.

S. AGOSTINELLI, J. ALLISON, et al., july 2003. Geant4- a simulation toolkit," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 506, pp. 250-303.

SAH, C. T. 1993, Fundamentals os Solid-State Electronics. World Scientific Publication Co., Singapore.

SHIMIZU, H., et al. 2000. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 447, p.467

SZE, S.M. 1985. Semiconductor Devices Physics and Technology. Bell Telephone Laboratories.

TAPAN, İ. 1997. Avalanche Photodiodes as Proportional Photon Detector. PhD Thesis. H. H. Physics Laboratory University of Bristol.

TAPAN, İ. And M.A. AFRAILOV.2003. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 510 (1): 92-96.

TAPAN, İ. 2005. Yüksek Enerji Fiziği Ders Notları. Uludağ Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi. Bursa.

TAPAN, İ., M.A. AFRAILOV, F. KOCAK. 2006. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 567 (1): 268-271.

WALCK, CH., 1987. Random Number Generation, University of Stockholm Physics Department Report.

www.grid.org.tr, Erişim Tarihi: 2007. Konu: Ulusal Akademik Ağ ve Bilgi Merkezi TR-Grid.

<http://root.cern.ch/drupal/>, Erişim Tarihi: 2010. Konu: Root Programı.

TEŞEKKÜR

Bu tez çalıőmasının t¼m aőamalarında sabır ve özveri ile her türlü desteğini esirgemeyen çok kıymetli danışman hocam Doç. Dr. İlhan TAPAN' a ve tez izleme komitemde bulunup tezimin gelişiminde katkıları bulunan Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU ve Doç. Dr. Sibel YALÇIN hocalarıma sonsuz teşekkür ederim. Ayrıca tez süresince yapılan bilimsel çalıőmalarda bilgisini ve desteğini esirgemeyen değerli Araç. Gör. Dr. Ercan PİLİÇER, her türlü desteğini aldığı Araç. Gör. Mürőide HACİSMAİLOğLU, Araç. Gör. M. C¼neyt HACİSMAİLOğLU ve Araç. Gör. Adnan KILIÇ arkadaşlarıma da teşekkür¼ bir borç bilirim. Son olarak varlığı ile hayatıma anlam katan sevgili eőim Osman Nuri KOÇAK' a da sonsuz teşekkür ederim.

ÖZGEÇMİŞ

22.06.1980 tarihinde Balıkesir’ de doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimi burada tamamlayarak mezun oldu. 1997 yılında Uludağ Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümüne girdi. 2001 yılında mezun olarak Fizikçi ünvanını aldı ve aynı yıl içerisinde Uludağ Üniversitesi Fizik Bölümü Yüksek Enerji Fiziği Bilim Dalında Yüksek Lisans proramına başladı. 2004 yılında Yüksek Lisansını tamamlayarak, 2005 yılı Eylül ayında aynı Ana Bilim Dalında doktora programına başladı. 2002 yılı Ocak ayında Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik anabilim dalına Araştırma Görevlisi olarak göreve atandı ve halen bu görevi devam ettirmektedir.

