



**T.C.  
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**ÇİĞ FOTODİYODUN KALORİMETREDE KULLANIMI**

**Fatma HELVACI**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI**

**BURSA 2004**

T.C.  
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
FİZİK ANABİLİM DALI

ÇİĞ FOTODİYODUN KALORİMETREDE KULLANIMI

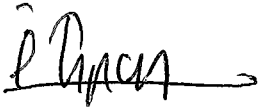
Fatma HELVACI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

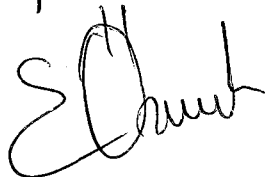
FİZİK ANABİLİM DALI

Bu Tez ~~23.07.2004~~ tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oybirliği/oy çokluğu ile kabul edilmiştir.

Yrd. Doç. Dr. İlhan Tapan  
(Danışman)



Prof. Dr. Emin Özmutlu



Yrd. Doç. Dr. Metin Öztürk



**ÖZET**

Bu çalışmada, LHC' de kurulmakta olan CMS detektörünün elektromagnetik kalorimetre ünitesinde  $PbWO_4$  kristalinden yayınlanan fotonların deteksiyonunda kullanılmak amacı ile Hamamatsu Photonics tarafından üretilen S8148 APD yapısı incelenmiştir. Monte Carlo tekniği kullanılarak fortran programlama dilinde hazırlanan benzetişim programı vasıtası ile,  $p^+n^-n^+$  tipi silikon tabakalardan oluşmuş  $\text{çığ}$  fotodiyota gönderilen 350 nm-1000 nm arasında dalgaboyuna sahip fotonlar için deteksiyon verimi,  $\text{çığ}$  kazancı, sinyal büyüklükleri ve bunların dalgalanmaları elde edilmiştir. Bu sonuçlara dayanılarak, S8148 APD yapısının CMS elektromagnetik kalorimetre ünitesine uygunluğu tartışılmıştır.

Anahtar kelimeler:  $\text{Çığ}$  fotodiyot (APD), Elektromagnetik kalorimetre, Sinyal oluşum mekanizması, Benzetişim, Monte Carlo tekniği

**ABSTRACT**

In this study we have investigated an APD structure, S8148 produced by Hamamatsu Photonics, for the readout device of  $\text{PbWO}_4$  crystals in the CMS electromagnetic calorimeter at LHC. A Monte Carlo simulation code has been performed in order to investigate photon detection efficiency, avalanche gain, signal values and their fluctuations of the  $\text{p}^+\text{-n-n}^+\text{-n}^+$  type silicon APD detector geometry as a function of the incident photons wavelength in the region from 350 nm to 1000 nm. According to the obtained results, the usefulness of the S8148 APD structure for CMS electromagnetic calorimeter have been discussed.

**Key words:** Avalanche photodiode (APD), Electromagnetic calorimeter, Signal generation mechanism, Simulation, Monte Carlo technique

<b>İÇİNDEKİLER</b>	<b><u>Sayfa</u></b>
SİMGELER DİZİNİ.....	V
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VI
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	VIII
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL BİLGİLER.....	3
2.1. Yüksek Enerji Fizikine (YEF) Genel Bakış.....	3
2.1.1. Temel Parçacıklar.....	3
2.1.2. Etkileşmeler.....	4
2.1.3. Standart Model.....	5
2.2. Yüksek Enerji Fiziki Detektörleri.....	6
2.2.1. Yüksek Enerji Detektörlerinin Bileşenleri.....	8
2.2.1.1. Vertex Detektör.....	8
2.2.1.2. İz Takip Ediciler.....	8
2.2.1.3. Kalorimetreler.....	9
2.2.1.3.1. Elektromagnetik Kalorimetre.....	9
2.2.1.3.2. Hadronik Kalorimetre.....	12
2.2.1.4. Muon Detektör Sistemi.....	13
2.2.2. YEF Deneplerinde Yarıiletken Yüklü Parçacık Detektörleri.....	13
2.2.2.1. Silikon Şerit Detektörleri.....	13
2.2.2.2. Silikon Sürüklenme Odaları.....	14
2.2.2.3. Yük Çıflenimli Aygıtlar.....	15
2.2.2.4. PIN Fotodiyot.....	16
3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	18
3.1. Hamamatsu S8148 APD Yapısı.....	19
3.2. APD Sinyal Oluşumu Mekanizması.....	21
3.2.1. Fotonun Soğurulma Süreci.....	21
3.2.2. Çığ Kazancı (Avalanche Gain).....	23
3.2.3. Çığ Bozunumu (Avalanche Breakdown).....	25
3.2.4. Tekrar Birleşme (Recombination).....	26
3.3. Sinyal Dalgalanması.....	26

3.4. ıg Fotodiyotun Kalorimetre İçerisinde Enerji Rezlasyonu.....	28
3.5. Sinyal Oluşum Mekanizmasının Benzetişimi.....	29
4. BENZETİŞİM SONUÇLARI.....	31
4.1. Birincil Parçacıkların Oluşumu.....	31
4.1.1. Birincil Parçacıkların Dalgalanması.....	34
4.2. ıg Kazancı.....	36
4.2.1. ıg Kazancı Dalgalanması.....	39
4.3. Sinyal.....	41
4.3.1. Sinyal Dalgalanması.....	42
5. TARTIŞMA.....	45
EK 1.....	47
KAYNAKLAR.....	56
TEŞEKKÜR.....	58
ÖZGEÇMİŞ.....	59

## SİMGELER DİZİNİ

$e$	: Elektron
$\nu_e$	: Elektron nötrino
$\mu$	: Muon
$\nu_\mu$	: Muon nötrino
$\tau$	: Tau
$\nu_\tau$	: Tau nötrino
$E_c$	: Kritik enerji
$X_0$	: Radyasyon uzunluğu
$V_0$	: Kontak potansiyeli
$V$	: Besleme voltajı
$Q$	: Kontakta ulaşan yük
$W$	: Yerdeğiştirme bölgesi kalınlığı
$E$	: Elektrik alan
$I$	: Duyar bölgeye giren fotonların şiddeti
$I'$	: Duyar bölgede soğurulan fotonların şiddeti
$\alpha$	: Soğurma katsayısı
$\gamma$	: Lorentz faktörü
$n_i$	: Silikon ortamda oluşan elektron-hol çifti sayısı
$\mu_e, \mu_h$	: Elektron ve holün mobilitesi
$\tau_e, \tau_h$	: Elektron ve holün yaşam süresi
$D_e, D_h$	: Elektron ve holün difüzyon katsayısı
$L_e, L_h$	: Elektron ve holün difüzyon uzunluğu
$v_e, v_h$	: Elektron ve holün sürüklenme hızı

**ŞEKİLLER DİZİNİ****Sayfa**

Şekil 2.1	LHC' de bulunan CMS (Compact Muon Solenoid) Detektör' ün yapısı.....	7
Şekil 2.2	Kurşun içerisinde elektron ve pozitronların enerji kaybı (sol), fotonların tesir kesiti (sağ).....	9
Şekil 2.3	Elektromagnetik sağanağın mekanizması.....	10
Şekil 2.4	Hadronik sağanağın oluşum mekanizması.....	12
Şekil 2.5	Bir mikro şerit detektörün şematik gösterimi.....	13
Şekil 2.6	Silikon sürüklenme odasının şematik gösterimi.....	14
Şekil 2.7	Üç fazlı yük çiftlenimli aygıtın yandan gösterimi.....	15
Şekil 2.8	PIN fotodiyot yapısı.....	16
Şekil 3.1	Hamamatsu S8148 APD yapısı.....	19
Şekil 3.2	Hamamatsu S8148 APD fotoğrafı ve yapının bazı önemli parametreleri.....	20
Şekil 3.3	Gelen fotonların elektron-hol çifti oluşturması.....	21
Şekil 3.4	Silikon için dalgaboyuna bağlı foton soğurma katsayısının değişimi.....	22
Şekil 3.5	Silikon içerisinde elektrik alana bağlı olarak iyonizasyon tesir kesitlerinin değişimi.....	24
Şekil 3.6	APD kullanımının şematik gösterimi.....	28
Şekil 4.1	Hamamatsu S8148 APD yapısının kuantum veriminin dalgaboyuna bağlı değişimi.....	31
Şekil 4.2	Toplam kuantum verimine $p^+$ bölgesinden gelen katkının dalgaboyuna bağlı değişimi.....	32
Şekil 4.3	M=50 durumunda birincil parçacıkların dağılım oranları.....	33
Şekil 4.4	Dalgaboyuna bağlı olarak birincil parçacıkların dalgalanma oranı.....	34
Şekil 4.5	Tek parçacık durumu için difüzyon bölgesi içerisinde oluşan yük taşıyıcılarının dalgalanma oranlarının; [a] hiç kayıp vermeden difüzyon vasıtasıyla yerdeğiştirme bölgesine ulaşması halinde, [b] difüzyon esnasında kayıp vererek yerdeğiştirme	



	bölgesine ulaşması halinde, [c] difüzyon kaybı sebebiyle meydana gelmesi.....	35
Şekil 4.6	Yerdeğiştirme bölgesi içerisinde derinliğe bağlı olarak kazanç değişimi.....	36
Şekil 4.7	Hamamatsu S8149 APD yapısı için kazancın dalgaboyuna bağlı olarak değişimi.....	37
Şekil 4.8	Farklı kazanç değerleri için yerdeğiştirme bölgesi içerisinde derinliğe bağlı kazanç değişimleri.....	38
Şekil 4.9	Yerdeğiştirme bölgesinin derinliğine bağlı olarak ilave gürültüdeki değişim.....	39
Şekil 4.10	Farklı kazanç değerleri için yerdeğiştirme bölgesinin derinliğine bağlı olarak ilave gürültüdeki değişim.....	40
Şekil 4.11	İlave gürültünün kazançla bağlı değişimi.....	40
Şekil 4.12	İlave gürültü faktörü ile $F^*$ gürültü faktörünün kazançla bağlı olarak değişimi.....	41
Şekil 4.13	Sinyal büyüklüğünün dalgaboyuna bağlı değişimi.....	42
Şekil 4.14	Üç farklı dalgaboyu için sinyal büyüklüğü dağılımları.....	43
Şekil 4.15	Dalgaboyuna bağlı olarak sinyal dalgalanma oranı.....	44
Şekil Ek 1.1	(a) $\vec{E}$ elektrik alanı etkisi altında serbest elektron ve holün hareketini gösteren diyagram, (b) n-tipi yarıiletkenin verici seviyesi, (c) p-tipi yarıiletkenin alıcı seviyesi.....	51
Şekil Ek 1.2	Ters beslenmiş bir p-n eklemi.....	52

**ÇİZELGELER DİZİNİ****Sayfa**

Çizelge 2.1	Standart Model.....	5
Çizelge 2.2	Kristallerin bazı özellikleri.....	11



## 1.GİRİŞ

Yüksek enerji fiziği deneylerinde kullanılan detektör sistemlerinin elektromagnetik kalorimetre ünitesinde foton detektörlerine ihtiyaç vardır. Elektromagnetik kalorimetrenin temel amacı, içerisine giren yüklü parçacığı tamamen soğurarak, enerjisini ölçülebilir bir niceliğe (ısı, ışık, yük) dönüştürmektir. Kalorimetre ünitesinde yüklü parçacıkların deteksiyonunda sintilasyon kristalleri kullanılır. Sintilasyon kristali içerisinden geçen yüklü bir parçacık, eksitasyon (uyarma) vasıtasıyla enerjisini kaybederek ışıldama meydana getirir. Bir sintilasyon kristali içerisine giren yüklü parçacığın ortalama 1 GeV' lik enerji kaybı sonucunda yaklaşık 10000 foton oluşur. Oluşan fotonlar fotoçoğaltıcı (PMT-Photomultiplier Tube), PIN fotodiyot veya çığ fotodiyot (APD-Avalanche Photodiode) gibi foton detektörleri vasıtasıyla detekte edilebilirler.

LHC (Large Hadron Collider) de kurulacak CMS (Compact Muon Solenoid) detektöründeki kalorimetre ünitesi içindeki fiziksel ortamda kullanılacak foton detektörleri; 4 Tesla'lık bir magnetik alan içerisinde çalışabilmeli, 400-550 nm arasındaki dalgalarda yüksek kuantum verimine sahip olmalı, besleme voltajındaki ve sıcaklıktaki değişimlerle kararlılığını kaybetmemeli, ihmal edilebilir nükleer sayma etkisi olmalı yani yüklü parçacıklara karşı az duyarlı olmalı ve en az 10 yıllık bir kullanım süresi düşünüldüğünde  $2.10^{13}$  nötron/cm<sup>2</sup> civarındaki hadron akı değerleri için yüksek radyasyon direncine sahip olmalıdır.

CMS detektöründeki kalorimetre ünitesinde PbWO<sub>4</sub> (kurşun tungstate) kristali kullanılmasına karar verilmiştir. Bu kristal, etkin maksimum dalgalarda 420 nm ve 450 nm olan, 360-580 nm arasında fotonlar yayınlar (Anonim 1994). Bu nedenle CMS detektöründeki elektromagnetik kalorimetrede kullanılmak üzere bu dalgalarda fotonlar için yüksek kuantum verimine sahip fotodetektörler üzerine çalışılmaya başlanmıştır. Kalorimetre ünitesindeki 4 Tesla'lık yüksek magnetik alan, fotoçoğaltıcı tüpün çalışma performansını etkilediğinden, yarıiletken fotodetektörlerin kullanılmasının gerekliliği ortaya çıkmıştır. Daha az nükleer sayma etkisi göstermesi ve iç kazancının olması sebebiyle foton detektörü olarak PIN fotodiyot yerine çığ fotodiyotların kullanılmasına karar verilmiştir (Kim a 1997, Anonim 1994).

Çığ fotodiyotlar genellikle haberleşmede, fiber optik kablodan gelen kızılötesi bölgedeki fotonların deteksiyonunda kullanılmaktadır. Sintilasyon kristallerinden yayınlanan daha kısa dalgaboylu fotonları etkin bir şekilde detekte edebilmesi için geliştirilen çeşitli çığ fotodiyot yapılarının, yüksek enerji fiziği deneylerine uygunluğu araştırılmaktadır (Karar 1999, Tapan 1999, Deiters 2000). Yapılan çalışmalar sonucu Hamamatsu Photonics tarafından üretilen S8148 APD yapısının foton detektörü olarak CMS elektromanyetik kalorimetresinde kullanılmasına karar verilmiş ve bu yapının seri üretimine başlanmıştır (Renker 2002).



## 2. KURAMSAL BİLGİLER

### 2.1. Yüksek Enerji Fizikine Genel Bakış

Temel parçacık fiziği maddeyi oluşturan temel parçacıkları ve bu parçacıklar arasındaki etkileşimleri inceler. Temel parçacıkların yapısını deneysel olarak incelemek için çok yüksek enerjilere ihtiyaç vardır. Bu enerji değeri bir proton ve içerisindeki kuarkları incelemek için 100 GeV civarında iken, bir elektronun incelenmesinde TeV mertebesine kadar ulaşabilir. Bu nedenle parçacık fiziği yüksek enerji fiziği olarak da adlandırılabilir. Yüksek enerji fiziği deneyleri, elektron ve proton gibi yüklü parçacıkların doğrusal yada dairesel formdaki hızlandırma makinelerinde hızlandırılarak yüksek enerjilere çıkarılması ve özel olarak tasarlanmış bir yüksek enerji detektörü içerisinde çarpıştırılması ile gerçekleştirilir. Bu deneylerin amacı, temel parçacıkları ve aralarındaki etkileşimleri incelemektir.

#### 2.1.1 Temel Parçacıklar

Maddeyi oluşturan temel yapı taşları hakkında somut bilgiler 19. yüzyılın sonuna doğru ortaya çıkmaya başlamıştır. İlk keşfedilen temel parçacık elektrondur. Elektron, elektronun daha ağır bir çeşidi olan muon, tau lepton ve nötral parçacıklar olan elektron, muon ve tau nötrinoları ile birlikte altı adet parçacıktan oluşan lepton ailesinin bir üyesidir. Bütün leptonlar yarım spin değerlerine sahip olduğu ve Fermi-Dirac istatistiğine uyduğu için fermion olarak adlandırılırlar.

Maddeyi oluşturan fermionlar, leptonlar ve hadronlar olmak üzere ikiye ayrılır. Leptonlar yalnızca zayıf ve elektromagnetik etkileşimlere katılırken, hadronlar zayıf ve elektromagnetik etkileşimlerin yanı sıra kuvvetli etkileşimlere de katılırlar.

Hadronlar temel olarak kuarklardan oluşur. Kuarklar doğada serbest halde bulunamazlar, ya mezon olarak adlandırılan bir kuark-antikuark çiftlerinden oluşmuş tam spin değerlerine ( $0, \hbar$ ) sahip hadronlar olarak yada baryon (veya anti baryon) olarak adlandırılan üç kuarktan (veya üç anti kuark) oluşmuş yarım spin değerlerine ( $\hbar/2, 3\hbar/2$ ) sahip hadronlar olarak bulunabilirler. Mezonlar tam spin değerlerine sahip tüm

parçacıklar gibi Bose-Einstein istatistiğine uyarlar ve bozondurlar. Bu durumda hadron ailesi içerisinde hem fermionlar hem de bozonlar bulunur (Tapan 1997, Gilmore 1992).

### 2.1.2 Etkileşmeler

Gravitasyonel, elektromagnetik, zayıf nükleer ve güçlü nükleer kuvvetler olmak üzere dört çeşit temel kuvvet etkileşmesi vardır. Parçacıklar arasındaki bu etkileşmeler sırasında momentum aktarımı kuvvet taşıyıcı ara parçacıklar tarafından gerçekleştirilir ve bu ara parçacıklara ayar bozonları adı verilir.

Gravitasyonel kuvvetin kaynağı kütledir ve bu nedenle tüm parçacıklar gravitasyonel etkileşmede bulunurlar. Etkileşme, parçacığın kütlesi dışında sahip olduğu spini, elektrik yükü, hareketi gibi diğer tüm özelliklerinden bağımsızdır. Gravitasyonel kuvvet dört temel kuvvetin en zayıfıdır ve atomaltı boyutlarda ihmal edilebilir bir etkiye sahiptir. Gravitasyonel etkileşmesinin ara parçacığı gravitondur. Gravitasyonel kuvvet sonsuz menzile sahip olduğu için gravitonun durgun kütlesi sıfır, kuvvet sadece çekim kuvveti olduğu için spini 2h olmalıdır (Dodd 1985).

Elektromagnetik etkileşmeler, yüklü tüm parçacıklar arasında ortaya çıkan ve yüklerin cinsine göre itme veya çekme şeklinde gerçekleşen etkileşmelerdir. Gravitasyonel kuvvetten farklı olarak, yüklü parçacığın hareketi etkileşmede değişikliğe sebep olur. Elektromagnetik etkileşmenin ara parçacığı fotonudur. Elektromagnetik etkileşmenin menzili sonsuz olup, fotonun kütlesi sıfırdır.

Zayıf nükleer kuvvet etkileşmeleri tüm parçacıklar tarafından gerçekleştirilebilir. Etkileşmenin ara parçacıkları  $W^+$ ,  $W^-$  ve  $Z^0$  (bu parçacıklar için kütleler;  $W^+$  ve  $W^-$  için  $82 \text{ GeV}/c^2$ ,  $Z^0$  için  $93 \text{ GeV}/c^2$ ) olup, etkileşmenin menzili atomik boyutlardadır. 1960 lı yıllarda Glashow, Weinberg ve Salam tarafından ortaya konulan teoriyle elektromagnetik ve zayıf kuvvetler elektrozayıf teori ile birleştirilmiştir (Perkins 2001). Bu teoriye göre, yüksek enerjilerde  $W^+$ ,  $W^-$  ve  $Z^0$  parçacıklarının kütlelerinin ihmal edilebilir olduğu gösterilmiştir.

Güçlü etkileşmeler, yalnızca kuarklar arası gerçekleşen ve kuarkları hadronlar içerisinde birarada tutan etkileşmelerdir. Yapılan deneyler güçlü etkileşmelerin ara parçacığının gluon denilen yüksüz ve durgun kütlesi sıfır olan bir ayar bozonu olduğunu

göstermiştir. Elektriksel olarak nötr olan fotonun aksine gluonlar kendi aralarında renk yükü alışverişi yaparak birbirleriyle etkileşebilirler.

### 2.1.3 Standart Model

Standart Model, temel parçacıkları ve birbirleri ile etkileşmelerini tanımlayan matematiksel bir yapıdır. Dört temel etkileşmeden elektromagnetik, zayıf nükleer ve güçlü nükleer etkileşmeleri tanımlamak için kuantumlu alanlar teorisini kullanır. Standart Model dört kuvvetten en çok bilinen yerçekimi kuvvetini içermez.

Higgs mekanizmasına göre, bozonlar düşük enerjilerde kütleye sahiptirler. Bu model ile kuarklar, leptonlar ve ayar bozonları kütle sahibi olurlar. Higgs mekanizması, Higgs bozonu olarak adlandırılan başka bir parçacığın varlığını öne sürmektedir. Higgs bozonu ile etkileşmenin şiddeti parçacıkların kütlelerini tayin eder. Fakat Higgs bozonu henüz gözlenememiştir. Çizelge 2.1 temel parçacıkların ve kuvvetlerin özelliklerini göstermektedir.

Çizelge 2.1 Standart Model

FERMİONLAR spin ½							
Elektrik Yükü	KUARKLAR			LEPTONLAR			Elektrik Yükü
+2/3	<b>u</b> ( $4 \cdot 10^{-3}$ ) up	<b>c</b> (1,5) charm	<b>t</b> (174) top	<b>e</b> ( $5,1 \cdot 10^{-4}$ ) elektron	<b><math>\mu</math></b> (0,106) muon	<b>T</b> (1,784) tau	-1
-1/3	<b>d</b> ( $7 \cdot 10^{-3}$ ) down	<b>s</b> (0,15) strange	<b>b</b> (5,1) bottom	<b><math>\nu_e</math></b> ( $< 2 \cdot 10^{-8}$ ) electron neutrino	<b><math>\nu_\mu</math></b> ( $< 3 \cdot 10^{-4}$ ) muon neutrino	<b><math>\nu_\tau</math></b> ( $< 4 \cdot 10^{-2}$ ) tau neutrino	0

AYAR BOZONLARI spin 1			
Em.	Zayıf	Güçlü	Higgs
Foton	$W^+, W^-, Z^0$	Gluon	

Parantez içindeki sayılar,  $\text{GeV}/c^2$  cinsinden parçacıkların kütlelerini gösterir.

## 2.2. Yüksek Enerji Fiziği Detektörleri

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 dizayn edilmiş detektör sistemine sahiptir. Böyle detektör sistemlerinin hepsinin gereksinimleri birbirine benzerdir. Detektörlerin, kuvvetli bir magnetik alan altında çarpışma sonucu ortaya çıkan bütün yüklü parçacıkları algılaması gerekir. Böylece oluşan parçacıkların sayısı ve saçılma yönü ile birlikte parçacıkların yükü ve momentumu da belirlenecektir.

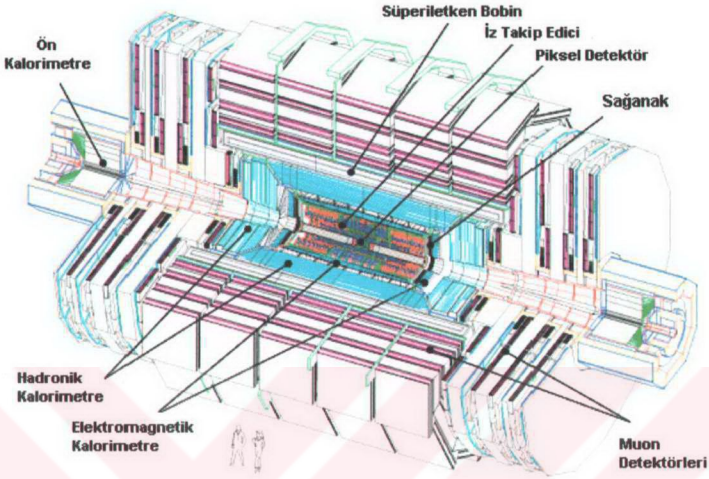
Bir YED, etkileşen parçacıkların detekte edilmeden kaçmalarını önlemek için etkileşme noktası etrafını çevreleyen alt detektör tabakalarından oluşur. Çarpışmadan sonra ortaya çıkan yüklü parçacıkların izlerini sürmek, momentum ve yük ölçümlerini yapabilmek için bu alt detektörlerde bir veya daha fazla magnet vardır ve bu magnetler alt detektörlerin içine yerleştirilirler.

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

YED arasında belirli farklılıklar olsa da birçok elemanları aynıdır. Şekil 2.1' den görüldüğü gibi detektörler alt detektör tabakalarından oluşur. Tipik bir YED' in alt detektörlerinin çarpışma noktasından itibaren dış katmanlara doğru sıralanışı aşağıdaki şekilde verilebilir:

İz takip edici detektörler (Tracking Detectors) oluşan yüklü parçacıkları takip ederler. Bunlar çarpışma noktasının hemen yakınında bulunan Vertex Detector, daha sonra merkezi sürüklenme odası (Central Drift Chamber), ön ve arka sürüklenme odaları (Forward and Backward Drift Chambers) ve ileri yönde yüksek enerjili elektronları belirlemek için bir radyasyon geçişi detektörü (Transition Radiation Detector) gibi alt detektörlerden oluşur. Bu alt detektörler ekseninde bir magnetik alan oluşturmak için ince bir süper iletken bobin tarafından çevrilir.





Şekil 2.1 LHC' de bulunan CMS (Compact Muon Solenoid) Detektör' ün yapısı.

İz takip edici detektörler sintilatör kalorimetre tabakaları ile çevrilir. İlk kısımda bir elektromagnetik kalorimetre daha sonra hadronik kalorimetre vardır. Kalorimetrelerde tamamen soğurulamayan parçacıklar demir halkalarla çevrili orantılı tüp odaları kullanan en dıştaki kalorimetrelerde ölçülür. Kalorimetrelerde ölçülemeyen parçacıklar muonlar olarak bilinir. Muonların izleri demir halkadan önce ve sonra flama tüp odalarında (Streamer Tube Chamber) ölçülür.

YED' lerin her biri deneyin yapılma gayesine uygun olarak inşa edilmiş bir deteksiyon sistemine sahip olsa da genel olarak YED şu özelliklere sahip olmalıdır;

- Parçacığın yükünü, yönünü ve momentumunu ölçmeli,
- Çarpışmada herbir yöndeki elektronların ve fotonların taşıdıkları enerjiyi ölçmeli,
- Çarpışmada herbir 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 tehlikelerine karşılık güvenilir olmalıdır.

### **2.2.1. Yüksek Enerji Detektörlerinin Bileşenleri**

Demet ekseninden başlayıp dış tabakalara doğru detektör bileşenleri sırasıyla aşağıdaki şekilde birbirini izlemektedir.

#### **2.2.1.1. Vertex Detektör**

Vertex, çarpışmadan sonra ortaya çıkan kısa ömürlü parçacıkları detekte edebilmek için çarpışma noktası etrafını çevreleyen detektörlere verilen isimdir. Vertex detektör, kısa ömürlü parçacıkların bozunmasını detekte etmek için iz takip edici detektörün içerisine yerleştirilen ve yüksek konum çözünürlüğüne sahip bir detektördür.

#### **2.2.1.2. İz Takip Ediciler**

Çarpışmadan sonra oluşan yüklü parçacıkların enerjilerinin bir kısmını iyonizasyon vasıtasıyla kaybettirerek parçacıkların yükünü, momentumunu ve yörüngesini belirleyen sistemlerdir. Bu detektörler güçlü magnetik alan içerisinde bulunurlar (örnek olarak CMS detektörü için bu değer 4 T' dir). Magnetik alan parçacıkların yörüngelerinin dairesel olarak bükülmesine sebep olur. Herbir yörüngenin yarıçapı parçacığın momentumunun, bükülme yönü ise parçacığın yükünün işaretinin belirlenmesine yardımcı olur.

Genel olarak büyük hacimli gaz sürüklenme odaları (Drift Chambers) iz detektörü olarak kullanılır. Detektör içerisine giren yüklü parçacıklar gaz atomlarını iyonize ederek elektron-iyon çiftleri oluşturur. Elektronlar pozitif yüklü sinyal teline hareket ederlerken iyonlar negatif yüklü katoda doğru hareket ederler. Oluşan elektron-iyon çiftlerinin tele varış zamanları ölçülerek, giren yüklü parçacığın izlediği yol belirlenir. İz takip ediciler, silikon şeritlerden oluşan bir tabaka da (Silicon Strip Detector) olabilir. Silikon şerit kullanmak çok kısa mesafede daha büyük sinyal

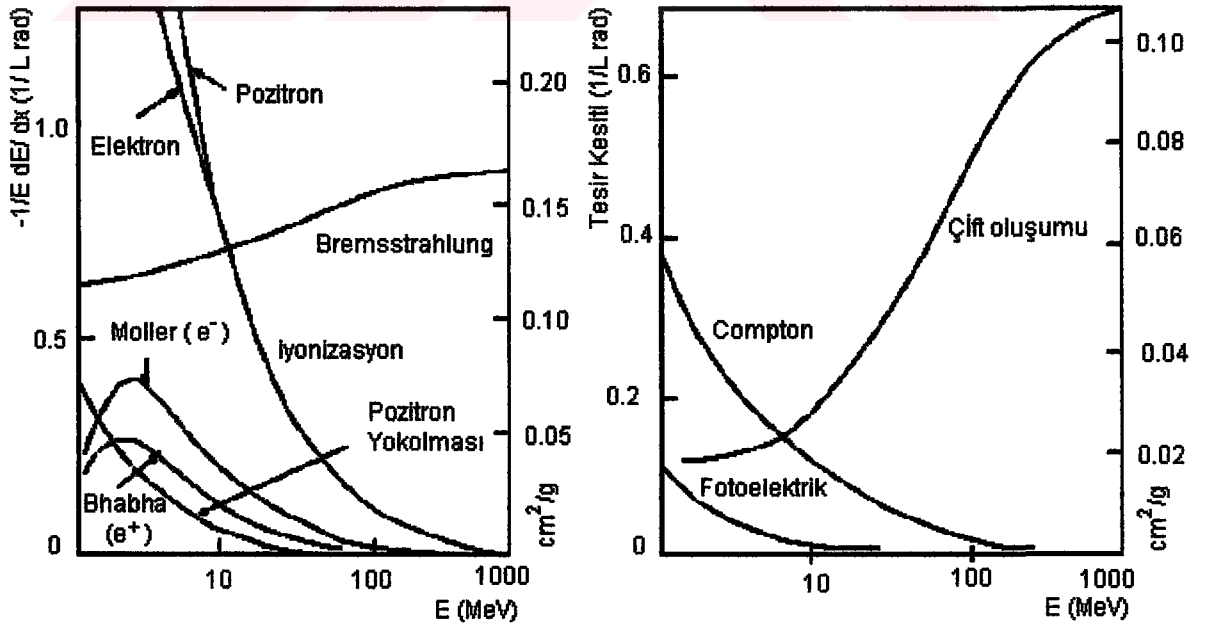
oluşturduğu için gaz detektörlere nazaran daha avantajlıdır, çünkü silikonda 3.6 eV ve germanyumda 2.85 eV' luk ortalama enerji bir elektron-hol çifti oluşturmak için yeterli iken, gazlarda bu değer yaklaşık 30 eV kadardır (Grupeu 1996).

### 2.2.1.3. Kalorimetreler

Kalorimetreler yüksek yoğunluklu maddelerden yapılıır. Kalorimetre sisteminin amacı, giren parçacığı tamamen soğururarak enerji ölçümünü yapmaktır. Parçacıkların kalorimetre tarafından durdurulması sırasında bir parçacık sağanağı "shower" oluşur. Elektromagnetik ve hadronik olmak üzere iki çeşit kalorimetre vardır. Elektromagnetik ve hadronik sağanağın esas süreci aşağıdaki bölümlerde tanımlanmıştır.

#### 2.2.1.3.1. Elektromagnetik Kalorimetre

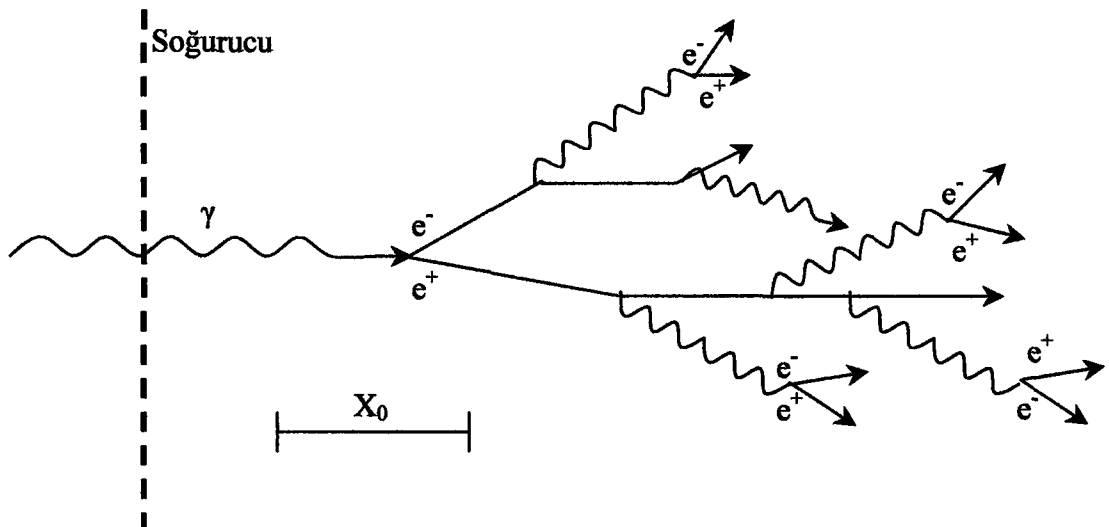
Elektron ve fotonların madde ile etkileşmesi parçacıkların enerjisine bağlı olarak çeşitli şekillerde gerçekleşir. Şekil 2.2' de kurşun içerisinde elektron ve pozitronların enerjisinin fonksiyonu olarak enerji kayıpları ile fotonların enerjisine bağlı olarak etkileşme tesir kesiti görülmektedir (Montanet ve Gieselmann 1994).



Şekil 2.2 Kurşun içerisinde elektron ve pozitronların enerji kaybı (sol), fotonların tesir kesiti (sağ)

Elektromagnetik kalorimetre içerisine giren elektron, pozitron ve fotonları tamamen soğurarak onların enerjisini ölçer. Bu parçacıklar elektromagnetik olarak etkileştiği için sistem elektromagnetik kalorimetre (EMC) adını alır. Elektromagnetik kalorimetre ince (yaklaşık olarak 15 mm) kurşun levhalar ve aralarına yerleştirilmiş sintilasyon kristallerden oluşur.

Elektromagnetik kalorimetreye genellikle çok yüksek enerjili parçacıklar girer. 1 GeV mertebesindeki enerji değerlerinde kalorimetreye giren elektronlar Bremsstrahlung, fotonlar ise çift oluşumu gerçekleştirir. Fotonlar ortamın atom çekirdeğinin Coulomb alanından etkilenecek şekilde elektron ve pozitron çiftleri oluşturur. 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. Bu durum, oluşan ikincil parçacıkların enerji kayıplarının iyonizasyon ile enerji kaybı yapacakları enerji değerlerine düşmesine kadar devam eder. Elektron ve fotonların oluşturduğu elektromagnetik sağanak şematik olarak Şekil 2.3' de görülmektedir. Oluşan sağanak içerisindeki düşük enerjili elektronlar ve pozitronlar kristal içerisinde ışıdamalar meydana getirir. Oluşan bu fotonlar fotodetektörler tarafından detekte edilirler. Kalorimetre ortamında enerjilerini tamamen kaybetmemiş yüklü parçacıklar fotodetektörler tarafından algılanabilir ve bunlarda fotonlarla birlikte sinyal oluşturabilir. Bu olaya nükleer sayma etkisi adı verilir.



Şekil 2.3 Elektromagnetik sağanağın mekanizması

Elektromagnetik kalorimetreleri, yapıldığı malzemelerden bağımsız olarak ifade edebilmek için iki kavramı açıklamak yerinde olacaktır.

- Kritik enerji ( $E_C$ ); Bremsstrahlung ile enerji kaybının, iyonizasyon ile enerji kaybına eşit olduğu enerji değeri olarak tanımlanır. Bu değer, kullanılan maddenin atom numarasına bağlı olarak,  $E_C=800/(Z+1.2)$ MeV ile ifade edilir.
- Radyasyon uzunluğu ( $X_0$ ); Elektronun enerjisini sadece Bremsstrahlung enerji kaybı vasıtasıyla  $1/e$  faktörü kadar azaltması için alması gereken yol olup aşağıdaki şekilde ifade edilir;

$$X_0 = 716.4A \left[ Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z}) \right] \text{ g.cm}^{-2} \quad (2.1)$$

burada  $Z$  ve  $A$  sırasıyla ortamın atom numarası ve atom ağırlığıdır.

Yüksek enerji fiziği deneylerinde kullanılan ve kullanılması düşüncülen kristallerin temel özellikleri Çizelge 2.2' de görülmektedir (Ellis ve Neubert 1995). Bir deney için kullanılacak kristal seçimi için aşağıdaki özellikler göz önüne alınır.

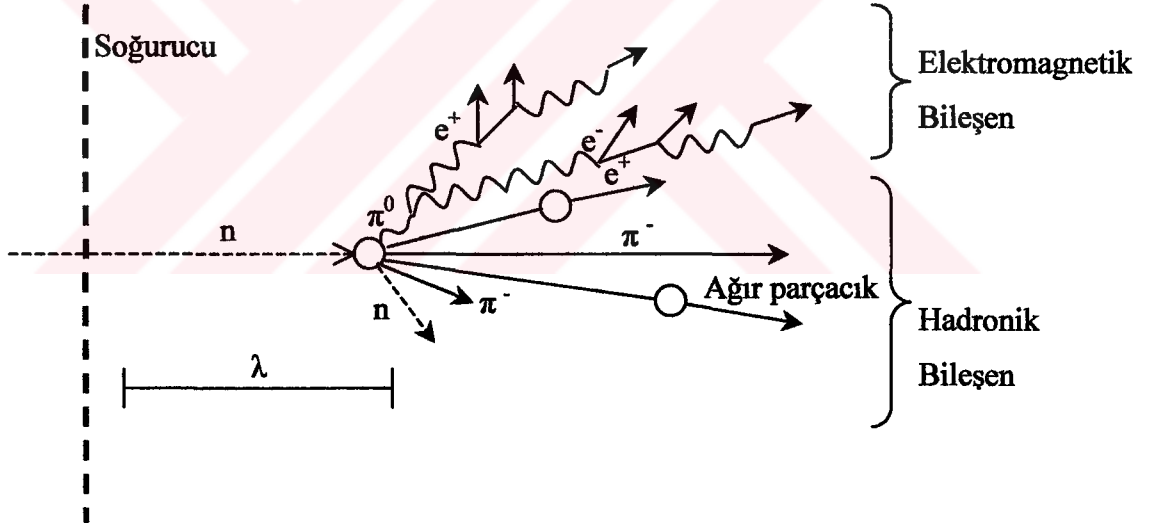
- Maliyet.
- Kararlılık, yoğunluk, sıcaklık bağımlılığı.
- Cevap verme hızı.
- Radyasyona karşı gösterdiği direnç.
- Çıkan ışığın dalgaboyu ile fotodetektör arasındaki uyuma.
- Çıkan ışığı algılayan aygıtların (fotoçoğaltıcı veya fotodiyotlar) verimi.

Çizelge 2.2 Kristallerin bazı özellikleri

Özellikler	<i>NaI(Tl)</i>	<i>CsI(Tl)</i>	<i>CsI</i>	<i>CeF<sub>3</sub></i>	<i>BGO</i>	<i>BaF<sub>2</sub></i>	<i>PbWO<sub>4</sub></i>
Yoğunluk (g.cm)	3,67	4,51	4,51	6,16	7,13	4,89	8,28
Radyasyon uzunluğu (cm)	2,59	1,85	1,85	1,68	1,12	2,06	0,85
Moliere yarıçapı (cm)	4,8	3,5	3,5	2,63	2,3	3,39	2,2
Emisyon piki (nm)	410	560	420 310	340 300	480	300 220	450 420
Bozunma süresi (ns)	230	1250	35 6	30 9	300	620 0,9	36 <10
Işık vermesi (foton/MeV)	$4 \times 10^4$	$5 \times 10^4$	$4 \times 10^4$	$2 \times 10^3$	$8 \times 10^3$	$1 \times 10^4$	$1,5 \times 10^2$
Radyasyona direnci (rad)	$10^2$	$10^3$	$10^5$	$10^7$	$10^2$	$10^3$	$10^7$

### 2.2.1.3.2. Hadronik Kalorimetre

Proton, nötron, pion ve diğer mezonların enerjileri hadronik kalorimetreler tarafından ölçülür. Hadronik kalorimetreler bakır ve çelik gibi metal tabakalardan oluşur. Bu tabakaların görevi, hadronları inelastik çarpışma vasıtasıyla düşük enerjili ikincil parçacıklara dönüştürmektir. Elektromagnetik kalorimetrede oluşan sağanakla kıyaslandığında hadronik kalorimetredeki sağnak daha karmaşıktır. Bu durum, Şekil 2.4’ de görüldüğü gibi inelastik hadronik etkileşmeler sonucu farklı yapıdaki parçacıkların sağanak oluşturmasından dolayıdır. Hadronik kalorimetre içerisine giren 10 GeV enerjili hadronlar, inelastik çarpışma vasıtasıyla kaybettiği enerjinin yaklaşık olarak %30’ unu elektromagnetik enerji olarak yayınlamaktadır. Bu oran 150 GeV enerjili pionlar için %60’ a kadar çıkabilir (Livan 1995). Tabakalar arasındaki algılayıcılar düşük enerjili parçacıklarla orantılı olarak sinyaller üretirler.



Şekil 2.4 Hadronik sağanağın oluşum mekanizması

Hadronik kalorimetreler çarpışma noktasından itibaren elektromagnetik kalorimetrelerin dışında yer alır. Bu nedenle, elektronlar ve fotonlar elektromagnetik kalorimetrede soğurularak hadronik kalorimetrede oluşan sinyale katkıda bulunmaz.

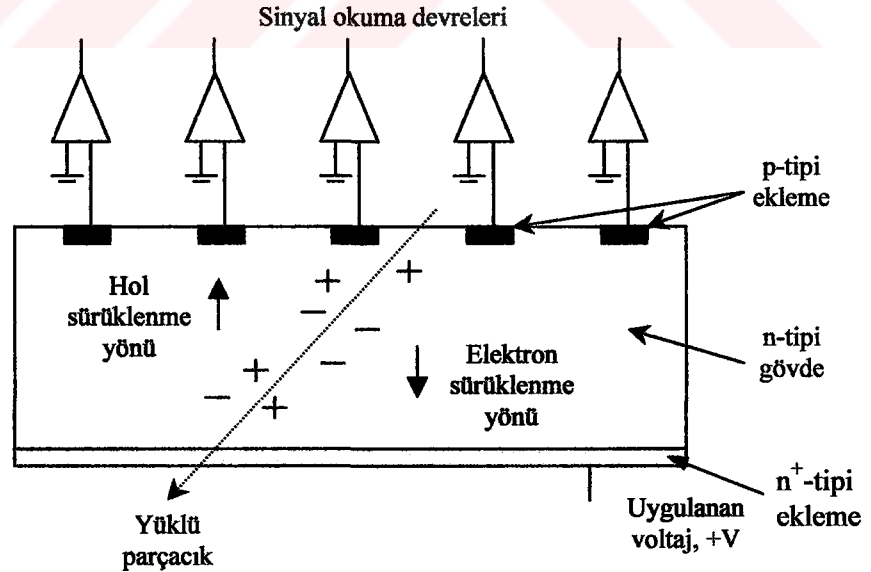
#### 2.2.1.4. Muon Detektör Sistemi

Çarpışmadan sonra oluşan yüklü parçacıklardan muonlar, detektörün en dış kısmında bulunan muon detektörleri tarafından algılanırlar. Muonlar, kütlesi elektrondan yaklaşık 200 kat fazla olması sebebiyle atomlarla elektriksel bir etkileşmeye girmez. Bu nedenle elektromagnetik kalorimetre içerisinde sağanak oluşturmaz. Enerjileri 5 GeV civarında olan muonlar, bakır, çelik gibi metallerin her milimetresinde yaklaşık 1 MeV enerji kaybına uğradıkları için çok fazla enerji kaybetmeden kalorimetreleri geçebilir. YED' lerde değişik şekilde tasarlanmış muon deteksiyon sistemleri kullanılmaktadır ( Ellis ve Neubert 1995).

#### 2.2.2. Yüksek Enerji Fiziki Deneylerinde Yarıiletken Yüklü Parçacık Detektörleri

##### 2.2.2.1. Silikon Şerit Detektörleri

Silikon şerit detektör çok telli orantılı gaz sayaçlarına benzeyen bir yarıiletken detektördür ve ilk olarak CERN-Munich gurubu tarafından kısa ömürlü parçacıkların deteksiyonunda kullanılmıştır (Hams 1983).



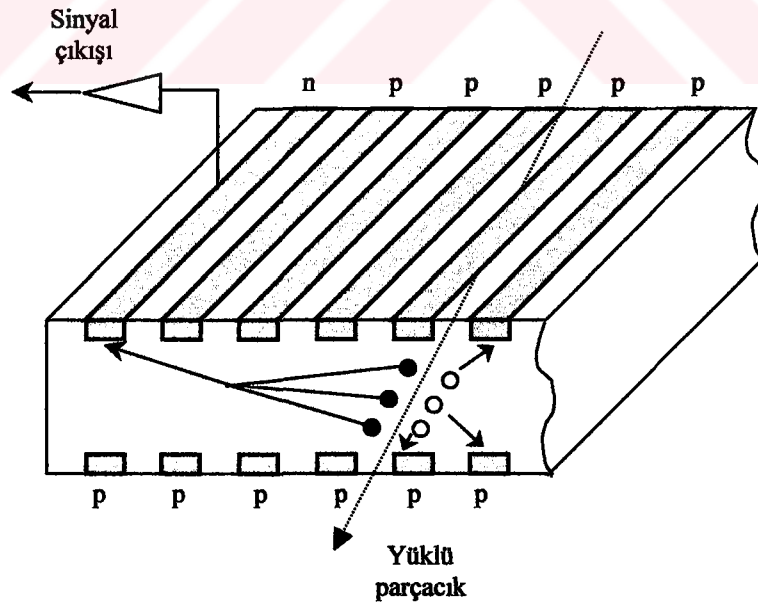
Şekil 2.5 Bir mikro şerit detektörün şematik gösterimi

Silikon şerit detektör ince bir n-tipi silikon tabakanın bir yüzeyine p-tipi silikon şeritlerin, diğer yüzeyine ise alüminyum ile kaplanmış  $n^+$  tabakasının eklenmesiyle oluşur. Bir ters besleme voltajı uygulandığında detektör içerisinde düzgün bir elektrik alan oluşur. Detektör içerisinden bir iyonize edici parçacığın geçişi esnasında n tabakası içerisinde oluşan holler elektrik alan vasıtasıyla kendisine en yakın olan p-tipi şeride sürüklenerek o şerit üzerinde sinyal oluşturur. Bir mikro şeritli aygıtın şematik gösterimi Şekil 2.5' de görülmektedir. Bu aygıt tek boyutta bir çıkış verir. İkinci boyut silikon tabakasının diğer kenarındaki şeritlerden elde edilebilir. Böyle detektörler üretilmiş ve başarı ile test edilmiştir (Lutz 1987).

### 2.2.2.2. Silikon Sürüklenme Odaları

Silikon sürüklenme odası (Gatti ve Rehak 1984) gaz sürüklenme odasına benzer. Böyle bir detektörün fiziksel yapısı Şekil 2.6' da gösterilmektedir. Bu yapı, bir n-tipi silikon şerit ve her iki yüzeyde bulunan p-tipi şeritlerden oluşur.

Bir ters besleme voltajı detektörün her iki ucuna uygulandığında yerdeğiştirme bölgesi içerisinde detektörün yüzeyine paralel düzgün bir elektrik alan oluşur. Yüklü bir parçacık detektör içerisinden geçtiği zaman elektron-hol çiftlerini oluşturur.



Şekil 2.6 Silikon sürüklenme odasının şematik gösterimi

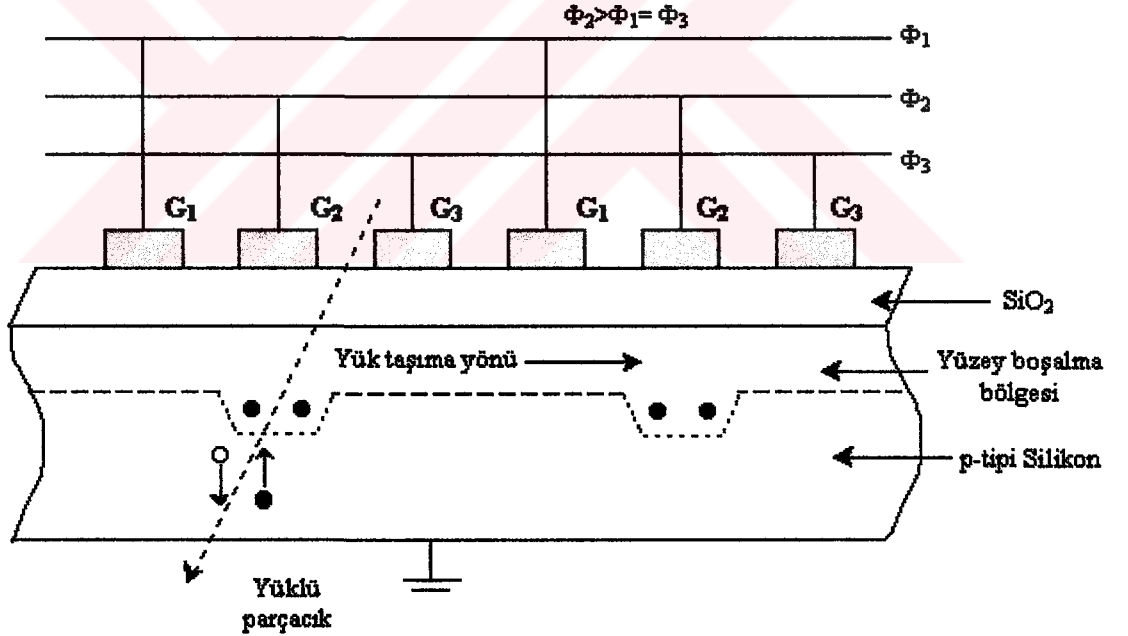


Yerdeğiştirme bölgesi içerisinde açığa çıkan elektronlar n-tipi kontağa doğru elektrik alan boyunca sürüklenirken, holler p-tipi şeritler tarafından toplanır. Geçen parçacığın konumu, iyonizasyon sonucu oluşturduğu elektronların n-tipi kontak elektroduna sürüklenmesi için geçen zamanın hesaplanması sonucu belirlenir.

Mikro şerit detektörler gibi silikon sürüklenme odaları da tek boyutlu detektördür. İki boyutlu ölçümler yapabilmek için n-tipi silikon şeridin parçalara ayrılması gerekmektedir.

### 2.2.2.3. Yük Çiftlenimli Aygıtlar (Charge Couple Device)

Yük çiftlenimli aygıtlar (CCD) ilk kez 1970 yılında Bell laboratuvarında geliştirildi (Boyle ve Smith 1970). Bu detektör yapısı, kare şeklinde küçük piksellerden oluşur. Üç fazlı bir aygıtın yandan görünümü Şekil 2.7' de verilmiştir. Bu aygıtlar ilk başta bir foton detektörü olarak dizayn edilmiştir. Bununla birlikte silikon içerisine giren bir iyonize edici parçacık tarafından oluşturulmuş e-h çiftlerini de algılar.



Şekil 2.7 Üç fazlı yük çiftlenimli aygıtın yandan gösterimi

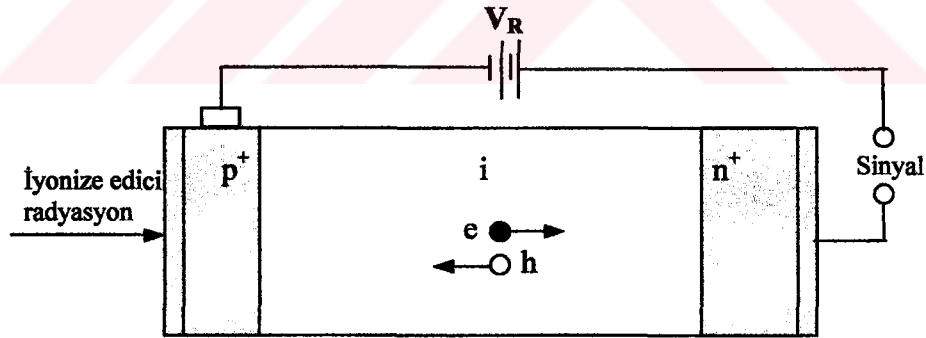
Dışarıdan detektör içerisine giren radyasyonun oluşturduğu yük, pikselin hemen altında oluşan bir potansiyel kuyusunda tutulur ve sinyal depo edilen bu yüklerin bir

pikselden diğerine sırasıyla kaydırılmasıyla elde edilir. Detektör çıkışından alınan bu sinyalin bir yükselteç devresi tarafından yükseltilmesi gerekir, fakat büyük bir CCD yaklaşık olarak çeyrek milyon pikselden oluştuğu için sinyal okuma zamanı oldukça büyük olup milisaniyeler civarındadır (Cova 1987). CCD' ler CERN' deki yüksek enerji fiziği deneylerinde kullanılmaktadır (Damerell 1990).

#### 2.2.2.4 PIN Fotodiyot

PIN fotodiyot bir katkısız (intrinsic) i bölgesiyle birbirlerinden ayrılmış, p ve n katkılanmış bölgelerden oluşur. Ters besleme voltajı diyot uçlarına uygulandığında, katkısız bölge içerisinde bir elektrik alan oluşur. Bu durumdaki katkısız bölge yerdeğiştirme bölgesi olarak adlandırılır.

İyonize edici radyasyon diyot içerisinde, etkileşme sonucu enerji kaybederek elektron-hol çiftleri oluşturur. Şekil 2.8' den görüldüğü gibi yerdeğiştirme bölgesi içerisinde oluşturulan elektron-hol çifti elektrik alan etkisiyle kontak elektrotlarına doğru sürüklenecektir.



Şekil 2.8 PIN fotodiyot yapısı

Elektron-hol çiftleri tarafından oluşturulan sinyalin büyüklüğü gelen iyonize edici radyasyonun şiddeti, enerjisi ve besleme voltajına bağlıdır. Besleme voltajı uygulanmadığı zaman oluşan elektron-hol çiftleri sürüklenmeyecekleri için tekrar birleşme yaparak birbirlerini nötrleştirir ve bir sinyal görülmez. Fakat voltaj uygulanmaya başlandığı zaman kontak elektrotlarına ulaşabilen yük taşıyıcıları sinyal

oluşturur. Bir i amplifikasyon olmaması nedeniyle yüksek duyarlı bir sinyal için PIN fotodiyot çıkışında genellikle bir yükseltici kullanılır (Sjöström 1998).



### 3. MATERYAL VE YÖNTEM

Bu çalışmada, Hamamatsu S8148 APD yapısı için sinyal oluşum mekanizmasının Tek parçacık Monte Carlo (SPMC-Single Particle Monte Carlo) tekniği kullanılarak fortran programlama dilinde benzetimi yapılmıştır. Monte Carlo tekniği gelişi-güzel sayılar kullanarak problem çözme yöntemidir (Lorenz 1994). Bu teknikte APD' de sinyal, Bölüm 3.2' de anlatılacağı üzere detektöre gönderilen fotonların tek tek takibi vasıtasıyla oluşur. Silikon kristali içerisinde oluşan yük taşıyıcılarının hareketi standart transport mekanizması ile tariflenir. Prensipinde bu mekanizma sürüklenme, difüzyon, oluşum-yokolma (generation-recombination) ve kuantum mekaniksel saçılma, tünelleme ve geçiş mekanizmalarını içerir. Kristal içerisindeki yük taşıyıcıları, serbest uzaydaki elektronlar gibi davranır. Tek farklılık kristal içerisinde yük taşıyıcılarının farklı kütleyle sahip olmalarıdır. Bu nedenle, elektronlar ve hollerin kristal içerisindeki hareketleri kuantum mekaniksel olaylar ihmal edildiğinde klasik hareket denklemleriyle tanımlanabilir (Sze 1985).

Yarıiletkenler ve APD' ler için standart transport ve iyonizasyon mekanizması Tek Parçacık Monte Carlo Yöntemi kullanılarak çeşitli gruplar tarafından incelenmiştir (Pansart 1997, Martin 1993, Kim ve Hess 1986). Gerçekte bir yarıiletken içerisindeki yük taşıyıcılarının transport mekanizması çok sayıda yük taşıyıcısının birbirleriyle etkileştiği çok parçacıklı (many-body) bir sistemdir. Çok parçacıklı sistemin birbirinden bağımsız parçacıklardan oluştuğu düşünüldüğünde, sistemdeki herbir parçacığın transport sürecinin ayrı ayrı incelenmesi, parçacıklar topluluğunun transport mekanizmasının incelenmesinde bir yaklaşım yöntemidir. Bu yaklaşım Tek Parçacık Monte Carlo tekniği' nin temelini oluşturur ve dağılım fonksiyonunun şekline bağlı olmaksızın bir çok gelişi-güzel sayının üretilmesiyle yapılır.

Tek Parçacık Monte Carlo tekniği ile detektörde sinyal oluşum mekanizması benzetiminde yük taşıyıcılarının hareketi detektörün sınırlarına bağlı olarak kısıtlanmıştır. Detektör içerisinde bölgelerin sınırları uygulanan voltaja, katkı konsantrasyonuna ve sıcaklığa göre değişim gösterir. Benzetimde detektörü oluşturan yarıiletken kristalin hasarsız olduğu kabul edilmiştir. Gerçekte detektör yapımı esnasında yarıiletkende birçok kusurlar meydana gelebilir, bu durum uygulamada

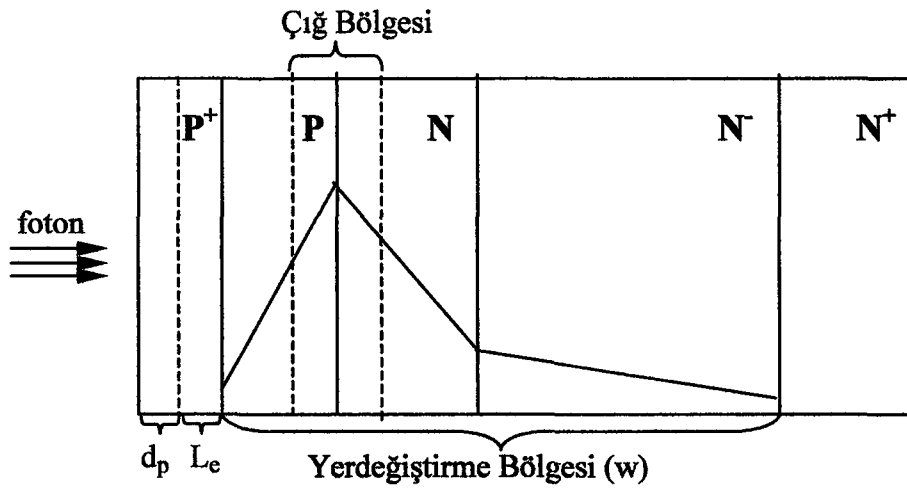
oluşum-yokolma akımının artmasına sebep olur. Sonuç olarak, detektör içerisindeki kristal ortamında hareket eden yük taşıyıcılarının;

- birbirlerinden bağımsız olduğu ve klasik hareket denklemlerine uyduğu,
- foton tarafından veya iyonizasyon sonucu oluşan yük taşıyıcılarının uygulanan voltajın oluşturduğu elektrik alanı etkilemediği,
- kristalin hasarsız olduğu kabul edilmiştir.

Böylece difüzyon, sürüklenme ve çarpışma iyonizasyonu süreçlerinin alt programlar olarak hazırlanıp birleştirilmesiyle Hamamatsu S8148 APD yapısı için sinyal oluşum mekanizmasının benzetimi yapılmıştır.

### 3.1. Hamamatsu S8148 APD Yapısı

Temel olarak bir APD, p ve n tipi yarıiletkenlerin birleştirilmesiyle oluşmuş ters besleme voltajı ile çalışan yarıiletken bir detektördür. Yarıiletken p-n eklemlerinin fiziksel özellikleri Ek.1’ de verilmiştir. Genellikle detektör kapasitansını düşürmek için bir saf (intrinsic) bölge eklenir. Hamamatsu S8148 reach-through APD yapısı da böyle bir yapıya sahip olup, Şekil 3.1’ de görüldüğü gibi aşağıdaki sırada silikon tabakalarının yan yana gelmesiyle oluşur; yüksek oranda katkılanmış bir  $p^+$  tabakası, az katkılanmış bir p tabakası, az katkılanmış bir n tabakası, bir iç saf silikon  $\pi$  tabakası ve son olarak yüksek oranda katkılanmış  $n^+$  tabakası.

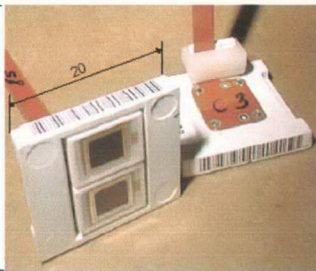


Şekil 3.1 Hamamatsu S8148 APD yapısı

Bu yapıda,  $p^+$  bölgesi ölü bölge ( $d_p$ ) ve difüzyon bölgesi ( $L_e$ ) olarak iki kısma ayrılır. Ölü bölgede soğurulan fotonların oluşturduğu elektron-hol çiftleri tekrar birleşme yaparak yok olurken, difüzyon bölgesinde soğurulan fotonların oluşturduğu yük taşıyıcılarından azınlık taşıyıcıları, yani elektronlar yerdeğiştirme bölgesine sürüklenerek sinyale katkıda bulunurlar. Difüzyon yolu ile yerdeğiştirme bölgesine ulaşan elektronların kısa dalgaboylu fotonlar için 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 voltajı ile hem yerdeğiştirme bölgesinin boyutları artacak, hem de elektrik alanın büyüklüğü 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 artırarak, çarpışma vasıtasıyla çığ bölgesi içerisinde iyonizasyon yapıp yeni elektron-hol 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 3.2' de verilmektedir.

Aktif yüzey alanı	$5 \times 5 \text{ mm}^2$	
Çalışma voltajı	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	
Excess Noise faktör	2	
Etkin kalınlık	$\sim 5 \mu\text{m}$	

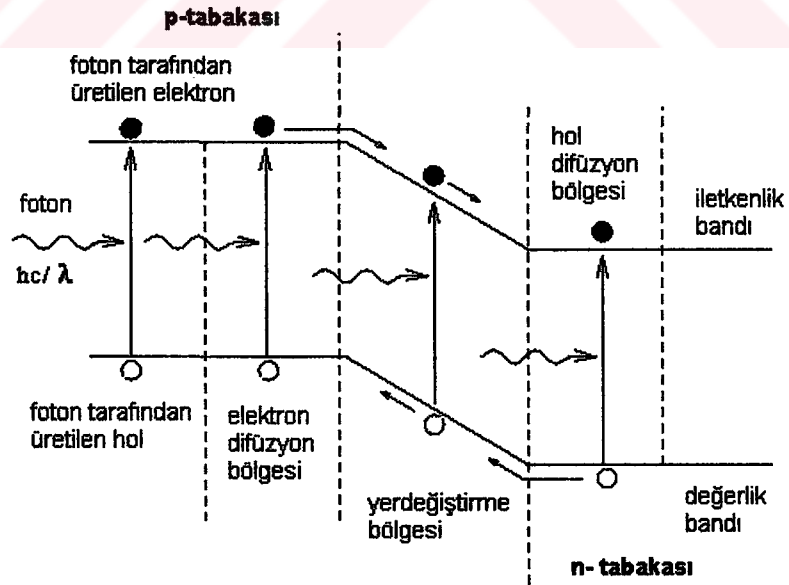
Şekil 3.2 Hamamatsu S8148 APD fotoğrafı ve yapının bazı önemli parametreleri

### 3.2 APD Sinyal Oluşumu Mekanizması

Bir APD' nin foton deteksiyonu veya sinyal oluşum mekanizması dört adımda özetlenebilir;

1. Gelen fotonların soğurulmasıyla elektron-hol çiftleri üretilir.
2. Elektrik alan etkisinde elektron ve holler ayrılarak zıt yönlerde sürüklenirler. Yük taşıyıcılarının çığ bölgesi dışında olduğu durumda, azınlık taşıyıcıları çığ bölgesine sürüklenirlerken çoğunluk taşıyıcıları tekrar birleşme yaparak yok olacaktırlar.
3. Yüksek elektrik alana sahip çığ bölgesi içerisine giren yük taşıyıcıları enerjilerini arttırarak, çarpışma vasıtasıyla iyonizasyon yapıp yeni elektron-hol çiftleri oluşturabilirler. Diğer taraftan sürüklenme esnasında yük taşıyıcıları tekrar birleşme yaparak yok olabilirler.
4. Başlangıçta foton tarafından veya çığ bölgesi içerisinde iyonizasyon vasıtasıyla oluşturulan yükler kontak elektrotları tarafından toplanacaktır.

#### 3.2.1 Fotonun Soğurulma Süreci



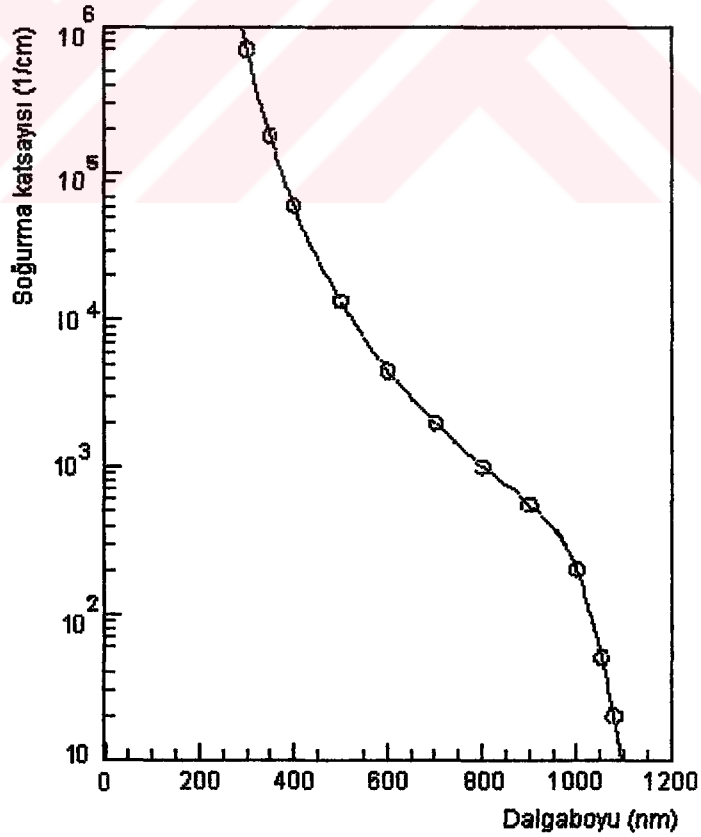
Şekil 3.3 Gelen fotonların elektron-hol çifti oluşturması

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 3.3' ten görüldüğü gibi hol kalır. Bu durumda iç kuantum verimi, gelen foton başına bir elektron-hol 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 e-h çifti oluşumu gerçekleşmemesi anlamına gelir. APD içerisine giren fotonun soğurulmasının konuma bağlı değişimi aşağıdaki şekilde ifade edilir;

$$N(x) = N_0 e^{-\sigma x} \quad (3.1)$$

Burada  $x$  alınan yol ve  $\sigma$  foton soğurma katsayısıdır.

Oda sıcaklığında gelen fotonun dalgaboyuna bağlı olarak silikon içerisinde foton soğurma katsayısının değişimi Şekil 3.4' de görülmektedir (Dash ve Newsman 1955). Buradan  $PbWO_4$  sentilasyon kristalinden yayınlanan fotonların silikon APD içerisinde yaklaşık  $3 \mu m$  yol aldıktan sonra hemen hemen tamamının soğurulacağı hesaplanır.



Şekil 3.4 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.

$$\eta = (1 - r) (e^{-\sigma dp}) (1 - e^{-\sigma(Le+w)}) \quad (3.2)$$

Burada r giriş yüzeyinin yansımaya katsayısı,  $\sigma$  soğurma katsayısı ve uzunluklar Şekil 3.1 de görüldüğü gibidir. Bu ifadeye  $p^+$  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.

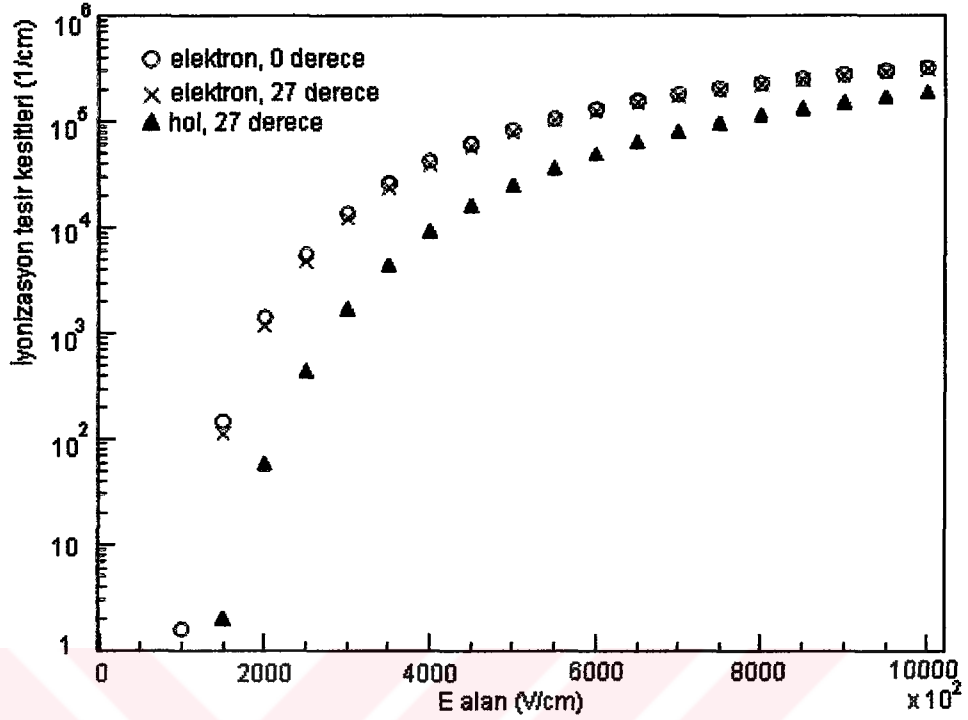
### 3.2.2 Çığ Kazancı (Avalanche Gain)

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 (impact ionisation) yapabilecek yeterli bir enerjiye sahip olması sonucu iyonizasyon ile ikincil yük taşıyıcılarını oluşturması şeklinde gerçekleşir.  $\alpha_e$  ve  $\alpha_h$ , elektron ve hol için iyonizasyon tesir kesitleri olmak üzere, bir tek elektron yada holün elektrik alan doğrultusunda yol alırken birim uzunluk başına ürettiği elektron-hol çifti sayısı olarak tanımlanır. İyonizasyon tesir kesitleri elektrik alan şiddetine ve sıcaklığa bağlı olup şu şekilde verilirler (Rang 1985);

$$\alpha_e = 1,3 \cdot 10^6 [1 + 4,9 \cdot 10^{-4} (T - 300)] \exp[-1,4 \cdot 10^6 \frac{(1 + 6,2 \cdot 10^{-4} (T - 300))}{E}] \quad (3.3)$$

$$\alpha_h = 1,4 \cdot 10^6 [1 + 5,1 \cdot 10^{-4} (T - 300)] \exp[-2,0 \cdot 10^6 \frac{(1 + 6,2 \cdot 10^{-4} (T - 300))}{E}] \quad (3.4)$$

Burada T Kelvin derecesinde sıcaklık, E V/cm biriminde elektrik alan olmak üzere iyonizasyon tesir kesitleri  $\text{cm}^{-1}$  biriminde olup, bağıntı E alanın  $5 \cdot 10^4 - 1 \cdot 10^6$  V/cm arasındaki değerleri için geçerlidir. Elektron ve hol için iyonizasyon tesir kesitleri elektrik alanla birlikte artarken sıcaklıkla birlikte azalır (Şekil 3.5). Elektrik alanın değeri bir APD yapısında değişken olduğu için çığ bölgesindeki çarpışma iyonizasyonu tesir kesitleri de konumla beraber değişecektir.



Şekil 3.5 Silikon içerisinde elektrik alana bağlı olarak iyonizasyon tesir kesitlerinin değişimi

Fotonun soğurulmasıyla oluşan birincil e-h çiftleri elektrik alanın yüksek olduğu ( $>1.10^5$  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 holler kalır (Sze 1985, Sah 1993). Her bir yük taşıyıcısı, iyonizasyonun başlaması için gereken eşik enerjisine ulaşmadan önce elektrik alan doğrultusunda belli bir  $d_i$  mesafesi katetmelidir. Bu mesafe çarpışma iyonizasyonu için ölü mesafe (impact ionisation dead space) olarak adlandırılır ve aşağıdaki ifade ile verilir,

$$d_i = \frac{E_i}{qE} \quad (3.5)$$

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  $0.35 \mu\text{m}$ , holler için  $0.50 \mu\text{m}$  civarındadır. Bu

durumda 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 voltajı arttırıldığında, bir yük taşıyıcısının sebep olduğu arka arkaya çarpışma iyonizasyonları sayısı da artacaktır. Çoğalma süreci tekrar birleşme yapmayan tüm yük taşıyıcılarının çığ bölgesinden çıkmasına kadar sürer.

Şekil 3.5' den görüldüğü gibi, düşük elektrik alan değerlerinde holün iyonizasyon tesir kesiti 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 holün iyonizasyon katsayısındaki artış yani  $k = \alpha_h / \alpha_e$  oranındaki artışla birlikte kazançta holler tarafından yapılan iyonizasyonlarda katkıda bulunacaktır. Kazanç içerisinde hollerin yaptığı iyonizasyon katkısının artışı yük kazancındaki dalgalanma oranını arttıracaktır. Çığ bölgesine sürüklenen holler tarafından başlatılan iyonizasyon sonucu oluşan yük kazancının dalgalanma oranında da bir artış olacaktır (Tapan 1997).

### 3.2.3 Çığ Bozunumu (Avalanche Breakdown)

Yeterince yüksek elektrik alanlarda çığ bölgesi içerisine giren veya çarpışma iyonizasyonu sonucu oluşan hollerin 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 e-h çifti kazancın sonsuz olmasına sebep olacaktır.  $w_a$  çığ bölgesinin genişliği olmak üzere, elektron tarafından başlatılan iyonizasyon sonucu çığ bozunumu ifadesi şu şekilde verilir;

$$\int_0^{w_a} \alpha_e \exp\left(-\int_0^{w_a} (\alpha_e - \alpha_h) dx'\right) dx = 1 \quad (3.6)$$

Elektron ve hol için iyonizasyon tesir kesitlerinin eşit olduğu durumda çığ bozunumu ifadesi aşağıdaki Şekli alır;

$$\int_0^{w_e} \alpha_e dx = 1 \quad (3.7)$$

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

### 3.2.4 Tekrar Birleşme (Recombination)

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

$$n(t) = n(0) \exp(-t/\tau) \quad (3.8)$$

Burada  $n(t)$  yük taşıyıcılarının herhangi bir  $t$  anındaki sayısı,  $n(0)$  baŐlangıçtaki yük taşıyıcısı sayısı ve  $\tau$  yük taşıyıcılarının yaşam süresidir. Ek.1' den görülebileceği gibi 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 ulaŐamazlar ve böylece sinyale bir katkıları olmaz.

### 3.3 Sinyal Dalgalanması

ığ fotodiyotlar elektromagnetik kalorimetre ünitelerinde elektromagnetik etkileşme yapan parçacıkların enerji kaybı sonucu sintilasyon kristalleri içerisinde oluşan fotonların deteksiyonunda kullanılırlar. ığ fotodiyotlardan alınan sinyal elektromagnetik kalorimetre içerisindeki enerji kaybının bir ls olmalıdır. Bu da, çığ fotodiyotların orantılı bölgede çalıŐtırılmasını gerektirir. Yani, ığ fotodiyotta alınan sinyal byklĞu ile fotodiyot üzerine düŐen foton adedi orantılı olmalıdır. Bu orantılılık, detektörün kuantum verimi ile i kazancına bağlıdır.

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

$$\left(\frac{\sigma_S}{S}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{N_i}}{N_i}\right)^2 + \left(\frac{1}{N_i}\right)\left(\frac{\sigma_M}{M}\right)^2 \quad (3.9)$$

burada S kontağa ulaşan yük taşıyıcıları tarafından oluşturulan sinyalin ortalama değeri,  $\sigma_S$  ortalama sinyal değerindeki standart sapma,  $N_i$  sinyale katkıda bulunan birincil yük taşıyıcı (parçacık) sayısı yani yerdeğiştirme bölgesi içerisinde doğrudan doğruya gelen fotonlar tarafından oluşturulan yük taşıyıcıları ile difüzyon bölgesi içerisinde oluşturulup yerdeğiştirme bölgesi içerisine giren elektronların toplam sayısı,  $\sigma_{N_i}$  ortalama birincil parçacık adedindeki standart sapma, M ortalama kazanç değeri ve  $\sigma_M$  M' deki standart sapmadır.

Görüldüğü üzere, sinyaldeki dalgalanma veya rezülasyon yerdeğiştirme bölgesi içerisindeki birincil parçacık sayısındaki dalgalanmaya ve kazanç dalgalanmasına bağlıdır. Çığ kazancı esnasında yük taşıyıcılarının iyonizasyon çarpışmalarının gelişigüzel 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 excess noise (ilave gürültü) olarak adlandırılan bir kavramla verilir ve aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$F=1+\frac{\sigma_M^2}{M^2} \quad (3.10)$$

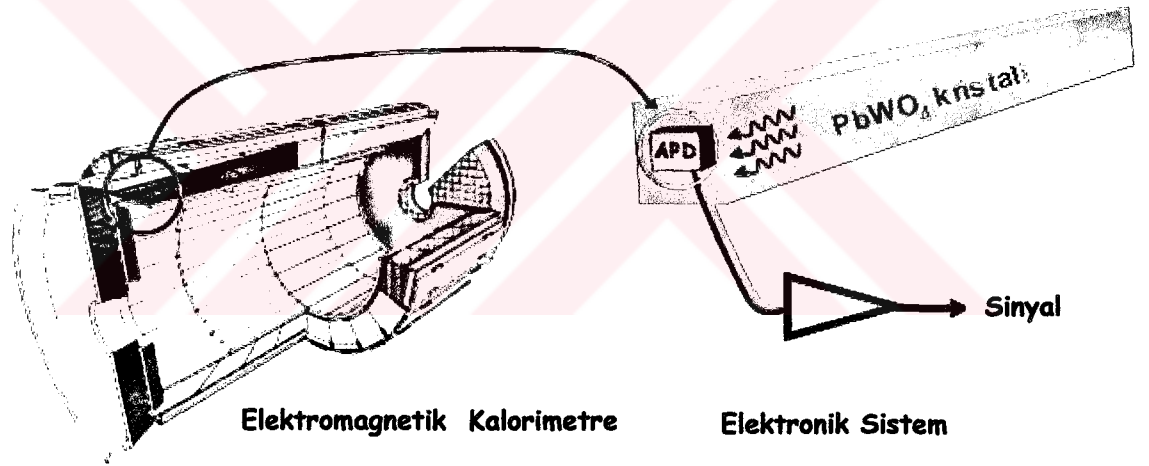
İlave gürültü faktörü, çığ bölgesinin dışında oluşan herhangi bir birincil parçacık için aynı değerdedir. Çığ bölgesi içerisinde oluşan birincil parçacıklarının oluşturduğu kazanç, yüksek elektrik alanlı çığ bölgesi içerisinde daha az yol katedilerek elde edildiğinden dolayı daha düşük olur. Kazançtaki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

$$F^*=1+\frac{\sum M^2}{M^2} \quad (3.11)$$

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

### 3.4 Çığ Fotodiyotun Kalorimetre İçerisinde Enerji Rezülasyonu

Çığ fotodiyotlar ya doğrudan doğruya yada bir dalgaboyu kaydırıcısından (wavelength shifter) sonra sintilasyon kristalinin uç kısımlarına yerleştirilir. Burada dalgaboyu kaydırıcısının görevi, kristalden gelen sintilasyon ışığının dalgaboyunu detektörün duyarlı olduğu dalgaboyuna dönüştürmektir. Fakat bu durum foton şiddetinde bir azalmaya neden olmaktadır. CMS detektöründeki elektromagnetik kalorimetre ünitesinde yaklaşık 120000 adet Hamamatsu S8148 APD (Deiters 2000),  $PbWO_4$  sintilasyon kristali içerisinde oluşan fotonları doğrudan detekte edebilmek için kristalin uç kısmına yerleştirilmektedir (Şekil 3.6).



Şekil 3.6 APD kullanımının şematik gösterimi

$PbWO_4$  kristalinin foton veriminin düşük olması nedeniyle (Çizelge 2.2) dalgaboyu kaydırıcı yerine kristalden yayınlanan fotonların dalgaboyuna duyarlı olan çığ fotodiyot yapısı kullanılmaktadır. Orantılı bölgede çalıştırılan çığ fotodiyot için enerji veya sinyal rezülasyonu Eşitlik 3.9 ile verilebilir. Foton deteksiyonu durumunda oluşan birincil parçacık adedindeki dalgalanma oranının rezülasyona etkisi;

$$\frac{\sigma_{Ni}}{N_i} = \frac{1}{\sqrt{N_i}} \quad (3.12)$$

şeklinde olur. Eşitlik 3.12, Eşitlik 3.9' da yerine yazıldığında ifade aşağıdaki şekli alır;

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)^2 = \frac{1}{N_i} \left(1 + \frac{\sigma_M^2}{M^2}\right) \quad (3.13)$$

Burada parantez içerisindeki terim Eşitlik 3.10 ile verilen ilave gürültü faktörüne karşılık geldiğinden, bir APD' nin enerji rezülasyonu aşağıdaki şekilde ifade edilir (Cavallari 1998).

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{F}{N_i}} \quad (3.14)$$

APD' nin elektromagnetik kalorimetre içerisinde kullanılması durumunda Eşitlik 3.14 ile verilen rezülasyona elektronik gürültü ve sintilasyon kristalinden gelen fotonların adedindeki dalgalanma gibi dış faktörler de etki edeceğinden ifade aşağıdaki şekli alır (Allier 2002);

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{F}{N_i} + \left(\frac{N_e}{N_i M}\right)^2 + R_S^2} \quad (3.15)$$

Burada,  $\left(\frac{N_e}{N_i M}\right)$  kullanılan elektronik devreden gelen gürültünün rezülasyona katkısı olup,  $N_e$  elektronik devrede oluşan gürültüye karşılık gelen yük (equivalent noise charge) miktarıdır.  $R_S$  ise sintilasyon kristalinin rezülasyonu olarak tanımlanır.

### 3.5 Sinyal Oluşum Mekanizmasının Benzetişimi

Benzetişimde APD' ye  $p^+$  yüzeyinden gönderilen fotonlar tek tek takip edilir. Fotonlardan bazıları yüzey tarafından yansıtılırken içeri giren fotonlar Eşitlik 3.1' de verildiği gibi detektör ortamının foton soğurma katsayısına bağlı olarak belli bir  $x$  mesafesi sonunda soğurulurlar. Bu  $x$  mesafesi, benzetişimde gelişi-güzel sayılar yardımıyla belirlenir. Yerdeğiştirme bölgesinde veya  $p^+$  bölgesi içerisinde soğurulan fotonlar e-h çiftleri oluşturur.  $p^+$  bölgesi içerisindeki difüzyon bölgesi içerisinde oluşturulan elektronların difüzyon vasıtasıyla yerdeğiştirme bölgesine ulaşım sağlayamayacakları Eşitlik Ek 1.14' den örneklenerek belirlenir. Yerdeğiştirme bölgesi içerisindeki elektronların yük çoğalmasının gerçekleştiği  $çığ$  bölgesine doğru sürüklenmeleri izlenir.

Çığ kazancı, çığ bölgesi içerisinde yük taşıyıcılarının ard arda yaptıkları çarpışma iyonizasyonları ile elde edilir. Benzetişim programında çığ bölgesi küçük dilimlere ayrılmıştır. Herbir dilimin genişliği  $dx$ , dilimler içerisindeki elektrik alan değerinin buna bağlı olarak yük taşıyıcılarının iyonizasyon katsayılarının sabit kabul edilebileceği kalınlıktadır. Herbir elektron ve holün iyonizasyon yapması gelişi-güzel bir süreç olup, yük taşıyıcılarının çığ bölgesi içerisindeki davranışı kazanç değerini belirler. Çığ bölgesi içerisine giren bir yük taşıyıcısı çarpışma iyonizasyonu için gerekli eşik enerjisine ( $E_i$ ) ulaşmadan önce iyonizasyon yapmadan belli bir  $d_i$  mesafesi yol alır. Eşik enerjisine ulaşan yük bulunduğu dilim içerisinde  $\alpha dx$  olasılığı ile iyonizasyon yapabilir, burada  $\alpha$ , yük taşıyıcıları için iyonizasyon katsayısı olup Eşitlik 3.3 ve Eşitlik 3.4' ten elde edilir. Böylece her yük taşıyıcısı ve her dilim için gelişi-güzel bir sayı üretilir ve bu sayı yük taşıyıcısının iyonizasyon yapıp yeni bir e-h çifti oluşturma olasılığı ile kıyaslanır. Eğer yük taşıyıcısı iyonizasyon yaparsa yeni e-h çiftleri oluşturarak o dilim içerisinde her iki tip yük taşıyıcısının sayısı bir artırılır.

Çarpışma iyonizasyonu ile oluşan herbir yük taşıyıcısı çığ bölgesi boyunca izlenir ve başka iyonizasyonlar yapıp yapmayacağı kontrol edilir. Çığ bölgesinden ayrılan yük taşıyıcılarının, oluştuktan kontak elektrotlarına ulaşana kadar harcadıkları süre, yaşam sürelerinden daha düşükse yük taşıyıcıları kontak elektrotları tarafından toplanır ve sinyale katkıda bulunur. Yük taşıyıcılarının kontakta ulaşma süreleri sıcaklığa ve detektöre uygulanan besleme voltajına bağlı olarak değişir. Bu sürenin  $10^{-9}$  s' den daha kısa olduğu durumlarda, detektör içerisinde oluşan yük taşıyıcıları kontak elektrotlarına tekrar birleşme yapmadan ulaşabilir (Sah 1993).

S8148 çığ fotodiyot geometrisi için benzetişim programı, daha önce farklı çığ fotodiyot geometrileri için geliştirilmiş (Tapan 1997) benzetişim programları üzerinde değişiklik yapılarak hazırlanmıştır.

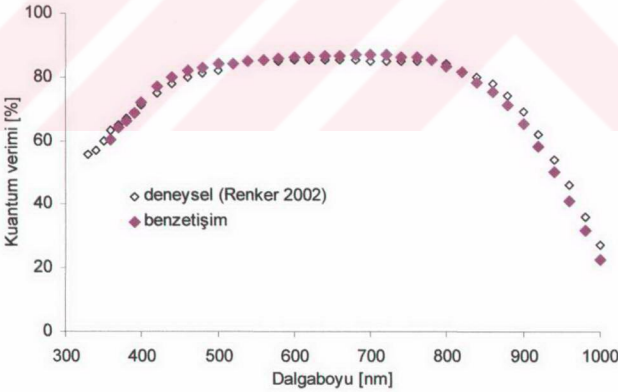


#### 4. BENZETİŞİM SONUÇLARI

CMS detektörü içerisindeki kalorimetre ünitesinde orantılı bölgede çalıştırılacak olan Hamamatsu S8148 çığ fotodiyodun enerji rezülasyonuna etki eden iç faktörler olan birincil parçacık oluşumu ve kazancın, sinyale ve sinyal dalgalanmasına etkisi benzetişim yöntemi ile incelenmiştir. Bu amaçla Şekil 3.1' de görülen APD yapısı için sinyal oluşum benzetişimi Bölüm 3.5' de açıklandığı şekilde yapılmıştır.

##### 4.1 Birincil Parçacıkların Oluşumu

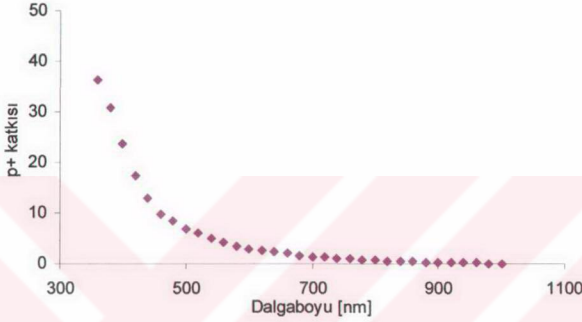
Hamamatsu S8148 çığ fotodiyot yapısına  $p^+$  yüzeyinden gönderilen fotonların soğurulması sonucu fotodiyot içerisinde birincil parçacıklar oluşmaktadır. İç kazancın olmadığı durumda detektör yüzeyine gelen foton başına kontağa ulaşan birincil parçacık adedi toplam kuantum verimini vermektedir. Dalgaboyuna bağlı olarak toplam kuantum verimindeki değişim elde edilmiş olup, deneysel ölçüm sonucunu sağladığı Şekil 4.1'de görülmektedir.



Şekil 4.1 Hamamatsu S8148 APD yapısının kuantum veriminin dalgaboyuna bağlı değişimi

Fotonların yerdeğiştirme bölgesinin dışında soğurulması kuantum veriminde bir azalmaya yol açar. Kısa dalgaboyuna sahip fotonlar çoğunlukla  $p^+$  bölgesi içerisinde

soğurularak e-h çifti oluştururlar.  $p^+$  bölgesi içerisinde difüzyon bölgesinde oluşan elektronlar difüzyon vasıtasıyla yerdeğiştirme bölgesine girerek toplam kuantum verimine katkıda bulunabilirler. Şekil 4.2' den görüldüğü gibi bu katkı, gelen fotonun dalgaboyuna bağlı olarak azalmakta olup 460 nm' ye kadar ani bir düşüş göstermektedir.

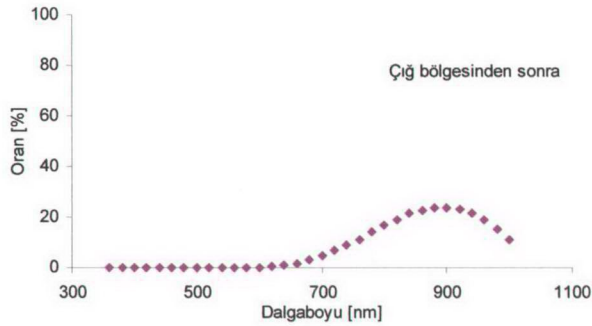
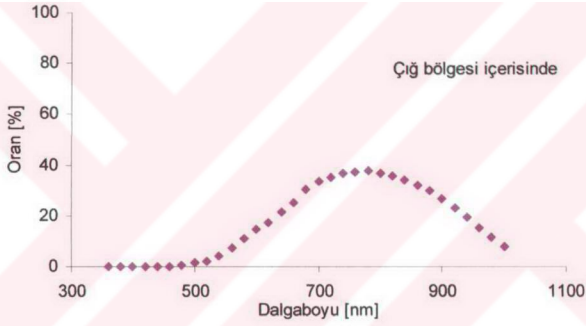
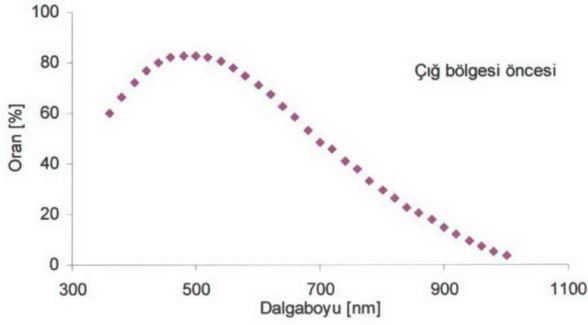


Şekil 4.2 Toplam kuantum verimine  $p^+$  bölgesinden gelen katkının dalgaboyuna bağlı değişimi

740 nm' den daha uzun dalgaboyuna sahip fotonların yerdeğiştirme bölgesini de geçerek  $n^+$  bölgesi içerisinde soğurulmaya başlaması bu dalgaboyundan sonra toplam kuantum veriminde azalmaya sebep olmaktadır.

460-740 nm arasında dalgaboyuna sahip fotonların büyük bir çoğunluğu doğrudan yerdeğiştirme bölgesi içerisinde soğurulduğu için bu dalgaboyu aralığında fotodiyot maksimum kuantum verimine sahiptir.

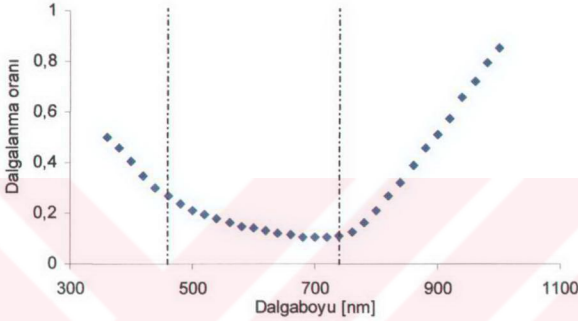
APD' nin iç kazancının en yüksek değerinin  $M=50$  olduğu orantılı bölgedeki çalışma voltajında gelen fotonların dalgaboyuna bağlı olarak oluşturdukları birincil parçacıkların yerdeğiştirme bölgesi içerisindeki dağılım oranları Şekil 4.3' de verilmektedir. Görüldüğü gibi ancak 500 nm' den daha uzun dalgaboyuna sahip fotonlar yerdeğiştirme bölgesi içerisindeki yüksek elektrik alanına sahip çıkış bölgesi içerisine girerek birincil parçacık oluşturabilmektedir.



Şekil 4.3  $M=50$  durumunda birincil parçacıkların dağılım oranları

#### 4.1.1 Birincil Parçacıkların Dalgalanması

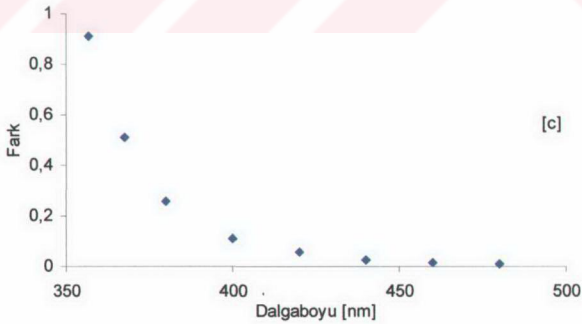
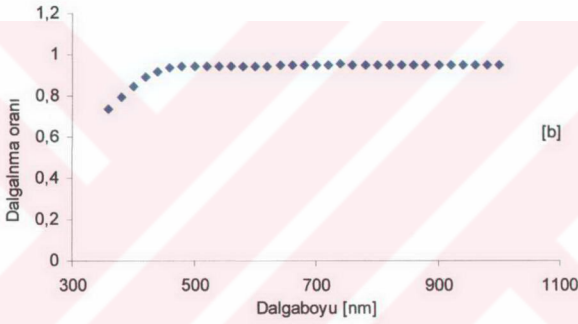
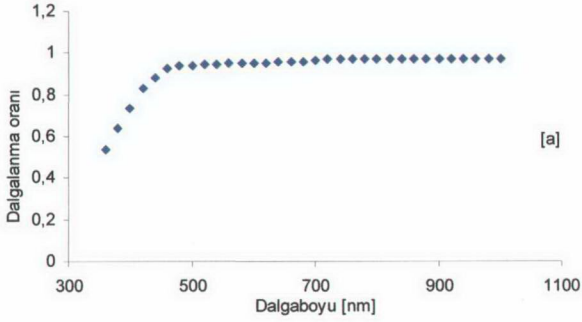
Gelen fotonların dalgaboyuna bağlı olarak APD içerisinde oluşturduğu birincil parçacıkların dalgalanma oranı elde edilmiştir ve tek parçacık durumu için çizilerek Şekil 4.4' de verilmiştir.



Şekil 4.4 Dalgaboyuna bağlı olarak birincil parçacıkların dalgalanma oranı

Fotodiyot içerisinde soğurulan fotonların oluşturdukları yük taşıyıcılarının birincil parçacık haline gelemeden tekrar birleşme nedeni ile kaybı oluşan birincil parçacık sayısında dalgalanmaya sebep olur. 460 nm' den daha kısa dalgaboyuna sahip fotonlar genellikle  $p^+$  bölgesinde soğurulmaktadır.  $p^+$  içerisindeki ölü bölgede ve difüzyon bölgesinde oluşan yük taşıyıcılarının kayıpları dalgalanma oranında bir artışa neden olur.  $p^+$  ölü bölgesi içerisinde oluşan yük taşıyıcılarının tümü tekrar birleşme sonucu yok olurken  $p^+$  difüzyon bölgesi içerisinde oluşan yük taşıyıcılarının bir kısmı difüzyon vasıtasıyla yerdışı bölgesine girerek birincil parçacık halini alabilir.

$p^+$  bölgesi içerisinde oluşan yük taşıyıcılarının adedi dalgaboyuna bağlı olarak değişir. Bunun sonucu,  $p^+$  ölü bölgesindeki kayıplar nedeni ile dalgaboyuna bağlı olarak grafikte görülen dalgaboyu aralığında birincil parçacıkların dalgalanma oranı üstel bir azalma gösterirken,  $p^+$  difüzyon bölgesi içerisinde oluşan yük taşıyıcılarının difüzyonu nedeniyle meydana gelen birincil parçacıkların dalgalanma oranı Şekil 4.5' den görüldüğü gibi 460 nm' de hemen hemen etkisini kaybeder. Bu nedenle 460 nm' ye kadar birincil parçacık dalgalanması ani bir düşüş gösterir.

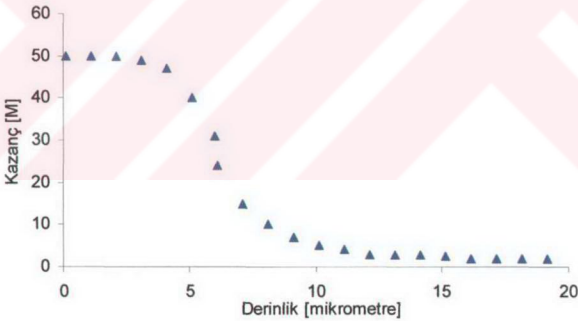


Şekil 4.5 Tek parçacık durumu için difüzyon bölgesi içerisinde oluşan yük taşıyıcılarının dalgatlanma oranlarının; [a] hiç kayıp vermeden difüzyon vasıtasıyla yerdeğiştirme bölgesine ulaşması halinde, [b] difüzyon esnasında kayıp vererek yerdeğiştirme bölgesine ulaşması halinde, [c] difüzyon kaybı sebebiyle meydana gelmesi

460-740 nm arasında  $p^+$  bölgesindeki difüzyondan dolayı meydana gelen dalgalanma etkisini kaybettiği için, sadece  $p^+$  ölü bölgesindeki kayıplar sebebiyle oluşan dalgalanma etkilidir. 740 nm'den sonra ise fotonlar yerdeğiştirme bölgesini de geçerek  $n^+$  bölgesi içerisinde soğurulmaya başlar. Bu bölgede oluşan yük taşıyıcılarının tekrar birleşme yaparak yok olmaları sonucunda meydana gelen kayıplar dalgaboyuna bağlı olarak artacağından dalgalanma oranı da artacaktır.

#### 4.2 Çıg Kazancı

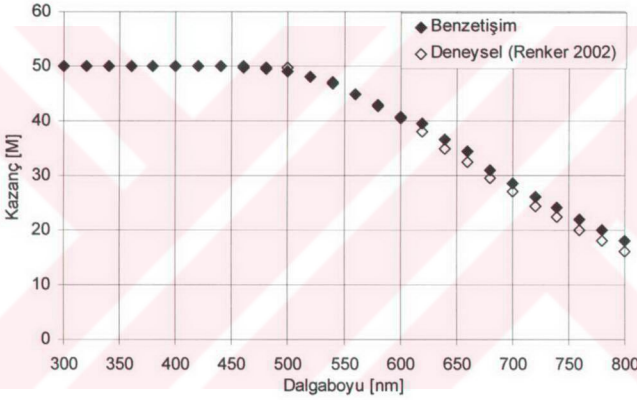
Yerdeğiştirme bölgesi içerisinde fotonlar tarafından oluşturulan her birincil parçacık, olduğu konuma bağlı olarak kontağa doğru sürüklenirken yapacağı farklı çoğalma sonucu toplam çıg kazancına farklı oranda katkıda bulunur. İç kazancın en yüksek değerinin  $M=50$  olduğu durumda, birincil parçacıkların yerdeğiştirme bölgesi içerisinde oluşum konumlarına göre verebileceği kazanç değerindeki değişim elde edilerek Şekil 4.6' da gösterilmiştir.



Şekil 4.6 Yerdeğiştirme bölgesi içerisinde derinliğe bağlı olarak kazanç değişimi

Görüldüğü gibi, yerdeğiştirme bölgesinin içerisinde  $3 \mu m$ ' den sonra birincil parçacıklar daha düşük kazanç değerlerine sahiptir. Kazançtaki düşüş, bu derinlikten itibaren çıg bölgesinin başlamasından dolayıdır. Bölüm 3.3' de belirtildiği gibi çıg bölgesi içerisinde oluşan birincil parçacıkların oluşturduğu kazanç değeri düşmektedir. Kazanç değerindeki bu düşüş çıg bölgesinin bittiği  $12 \mu m$ ' ye kadar devam eder.

12  $\mu\text{m}$ ' den sonra  $\text{çığ}$  bölgesinin dışında kazanç yeniden sabit bir değer alır.  $\text{Çığ}$  bölgesinden sonraki sabit kazanç değerinin  $\text{çığ}$  bölgesinden önceki kazanç değerinden daha düşük olmasının nedeni ise, artık bu bölge içerisinde oluşan birincil parçacıklardan yalnızca hollerin  $\text{çığ}$  bölgesine girerek iyonizasyonu başlatmasıdır. Holün iyonizasyon tesir kesiti elektrona göre daha düşük olduğundan, iyonizasyonu başlatma ihtimali daha düşüktür. Şekil 4.7, en yüksek kazanç değerinin  $M=50$  olduğu durum için dalgaboyuna bağlı olarak kazanç değerlerindeki değişimi göstermektedir. Görüldüğü gibi 500 nm' ye kadar sabit olan kazanç değeri bu dalgaboyundan sonra 740 nm' ye kadar lineer bir düşüş göstermektedir.

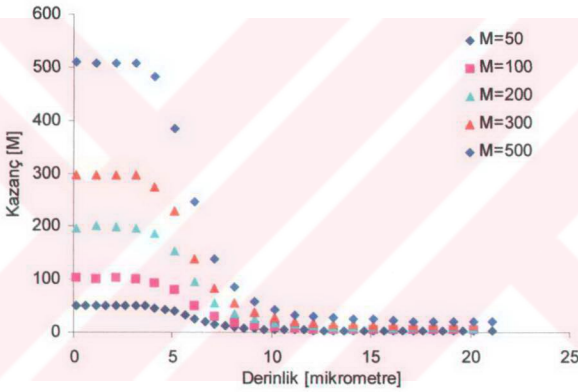


Şekil 4.7 Hamamatsu S8149 APD yapısı için kazancın dalgaboyuna bağlı olarak değişimi

Şekil 4.3' den ancak 500 nm' den daha büyük dalgaboyuna sahip fotonların  $\text{çığ}$  bölgesi içerisinde birincil parçacık oluşturmaya başladıkları görülmektedir. Bu nedenle 500 nm' den daha küçük dalgaboyuna sahip fotonların  $\text{çığ}$  bölgesinden önce oluşturdukları birincil parçacıklar en yüksek kazanç değerini vermektedir. 500 nm' den sonra dalgaboyuna bağlı olarak,  $\text{çığ}$  bölgesi içerisinde ve sonrasında oluşan birincil parçacık oranındaki artış kazanç değerinde azalmaya neden olur. 740 nm' den sonra, yerdeğiştirme bölgesini geçen fotonlar  $n^+$  bölgesi içerisinde soğurulmaya başlamaktadır. Bu dalgaboyundan sonra yerdeğiştirme bölgesi içerisindeki  $\text{çığ}$  bölgesi ve sonrasında

oluşan birincil parçacık oranındaki artışta bir yavaşlama görülmektedir. Bu durum, 740 nm' den sonra kazanç değişimine yansımaktadır.

Çiğ bölgesinin genişliği ve içerisindeki elektrik alan şiddeti, uygulanan besleme voltajına bağlı olarak değişmektedir. Şekil 3.5' den görüldüğü gibi elektron ve holün iyonizasyon tesir kesitleri elektrik alan şiddetine bağlı olarak değişmektedir. Bu nedenle elektrik alan şiddeti kazanç değerini doğrudan etkiler. Şekil 4.8 farklı besleme voltajlarına karşılık gelen en yüksek kazanç değerlerinde, birincil parçacıkların yerdeğiştirme bölgesi içerisinde oluşum konumlarına göre sahip oldukları kazanç değerlerindeki değişimi göstermektedir.



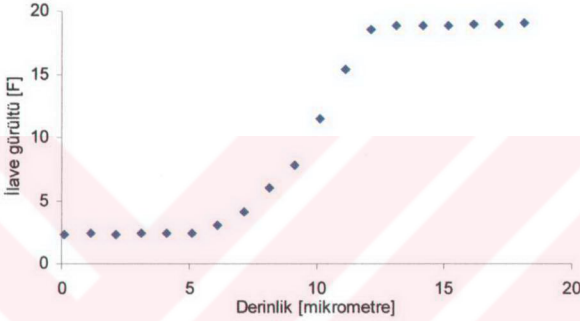
Şekil 4.8 Farklı kazanç değerleri için yerdeğiştirme bölgesi içerisinde derinliğe bağlı kazanç değişimleri

Görüldüğü gibi yüksek besleme voltajlarına karşılık gelen yüksek kazanç değerlerinde çiğ bölgesinin genişleyerek yüzeye daha yakın başlaması, kazanç değerlerinin daha kısa mesafede azalmaya başlamasına neden olmaktadır. Yukarıda verilen en yüksek kazanç değerleri, çiğ bozunumu için gerekli besleme voltajı değerinin oldukça altındaki voltaj değerlerinde elde edilmişlerdir. Bu voltaj değerlerinde yerdeğiştirme bölgesi içerisinde oluşan elektrik alan şiddetlerinde holler henüz yeterince iyonizasyon yapamadıklarından dolayı çiğ bölgesinden sonra oluşan birincil parçacıkların yaptıkları kazanç değerlerinin düşük olduğu görülmektedir.



#### 4.2.1 Çığ Kazancı Dalgalanması

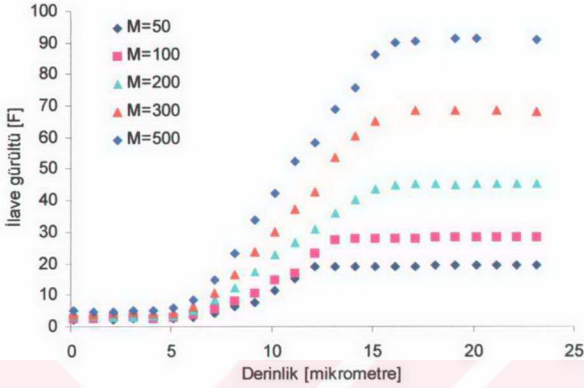
APD' ler için çığ kazancı dalgalanması, genellikle Bölüm 3.3' de tanımlanan ilave gürültü faktörü ile verilir. İç kazancın en yüksek değerinin  $M=50$  olduğu durum için birincil parçacıkların yerdeğiştirme bölgesi içerisinde oluşum konumlarına göre oluşturdukları kazançtan kaynaklanan ilave gürültü faktörü Şekil 4.9' da verilmiştir.



Şekil 4.9 Yerdeğiştirme bölgesinin derinliğine bağlı olarak ilave gürültüdeki değişim

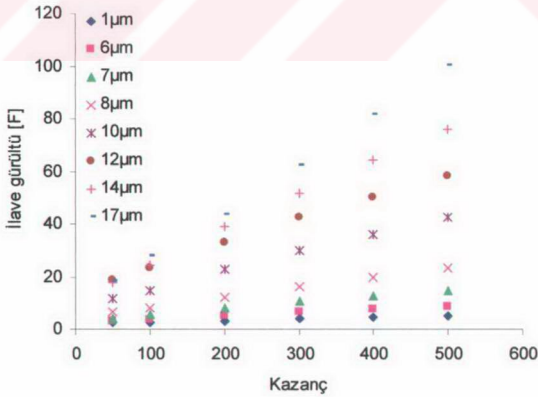
Grafikten görüldüğü gibi, çığ bölgesi içerisinde başlayan çoğalma sonucunda kazanç değerindeki düşüşe karşılık kazanç dalgalanmasında meydana gelen artış ilave gürültüde bir artışa neden olmaktadır.

Farklı besleme voltaj değerlerine karşılık gelen en yüksek kazanç değerleri için birincil parçacıkların yerdeğiştirme bölgesi içerisinde oluşum konumlarına bağlı olarak ilave gürültüdeki değişim Şekil 4.10' da verilmiştir. Düşük besleme voltajlarına karşılık gelen düşük şiddete sahip elektrik alanlarda, çoğunlukla elektronlar tarafından gerçekleştirilen iyonizasyon sonucu oluşan kazançlar daha düşük dalgalanmaya sahip olduğu için daha az ilave gürültü vardır. Besleme voltajındaki artış ile birlikte elektrik alan şiddetindeki artışa bağlı olarak hollerin iyonizasyon katsayısındaki artış yani  $k = \alpha_h / \alpha_e$  oranındaki artışla birlikte kazanç holler tarafından yapılan iyonizasyonlarda katkıda bulunmaktadır. Kazanç içerisinde hollerin yaptığı iyonizasyon katkısının artışı yük kazancındaki dalgalanmayı arttırarak ilave gürültüde artışa neden olur.



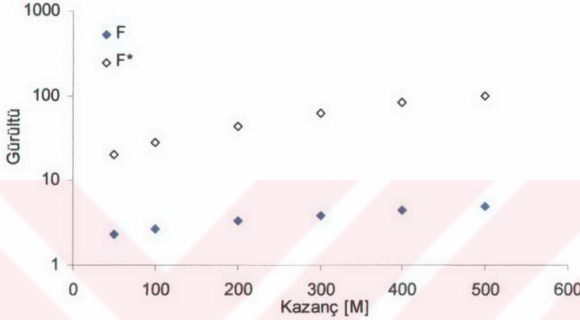
Şekil 4.10 Farklı kazanç değerleri için yerdeğiştirme bölgesinin derinliğine bağlı olarak ilave gürültüdeki değişim

Kazanç arttıkça, yerdeğiştirme bölgesi içerisinde çoğalmayı başlatan birincil parçacıkların konumuna bağlı olarak ilave gürültüdeki artış oranında değişmektedir. Bu durum Şekil 4.11’de açıkça görülmektedir. Yüksek kazanç değerlerinde, çığ bölgesinin daha geniş olması nedeniyle ilave gürültü daha yüksek değerleri almaktadır.



Şekil 4.11 İlave gürültünün kazanca bağlı değişimi

Aynı kazanç değerinde ilave gürültünün, birincil parçacığın oluşup çoğalma yapmaya başladığı konumdan dolayı artması Eşitlik 3.11 ile verilen bir  $F^*$  gürültü faktörü ile tanımlanmıştır. Sonuç olarak incelediğimiz Hamamatsu S8148 APD yapısı için ilave gürültü faktörü  $F$  ve ilave gürültünün alabileceği en yüksek değer olan  $F^*$  gürültü faktörünün kazançla bağlı değişimi Şekil 4.12’de verilmiştir.



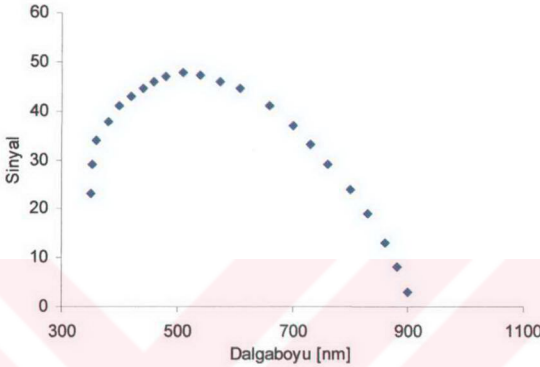
Şekil 4.12 İlave gürültü faktörü ile  $F^*$  gürültü faktörünün kazançla bağlı olarak değişimi

### 4.3 Sinyal

Gelen fotonların dalgaboyuna bağlı olarak, yerdeğiştirme bölgesi içerisinde farklı oranlarda birincil parçacık oluşturması ve birincil parçacıkların oluşum konumlarına göre farklı çoğalmaya sahip olmaları nedeni ile kontağa ulaşan yük taşıyıcılarının adedi yani sinyalin büyüklüğü dalgaboyuna bağlı olarak değişir. Şekil 4.13 gelen fotonun dalgaboyuna bağlı olarak sinyal büyüklüğündeki değişimi göstermektedir. Orantılı bölgede çalıştırılan bir çıkış fotodiyoda gönderilen herhangi bir dalgaboyuna sahip bir foton için sinyal büyüklüğü, o dalgaboyunda fotodiyodun sahip olduğu kuantum verimi ile kazanç değerinin çarpımıdır. Bu durum Şekil 4.1, Şekil 4.7 ve Şekil 4.13’den açıkça görülmektedir.

Dalgaboyu 500 nm’ye kadar olan fotonlar için, kazanç değerinin sabit olması nedeniyle sinyal büyüklüğü kuantum veriminin artışına bağlı olarak artmaktadır. 500 nm’den sonra kuantum verimindeki artışa rağmen kazanç değerinde düşüşün başlaması

nedeniyle sinyal büyüklüğünde düşme başlamaktadır. Bu düşüşün şiddeti, kuantum verimindeki düşüşün kendini iyice hissettirmeye başladığı 800 nm' den sonra daha da artmaktadır.

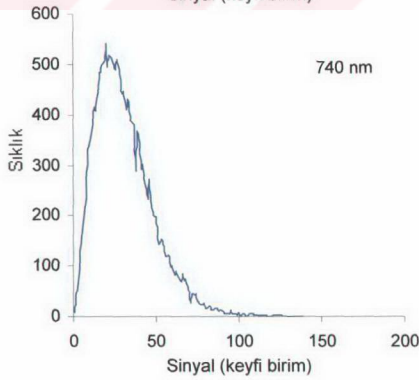
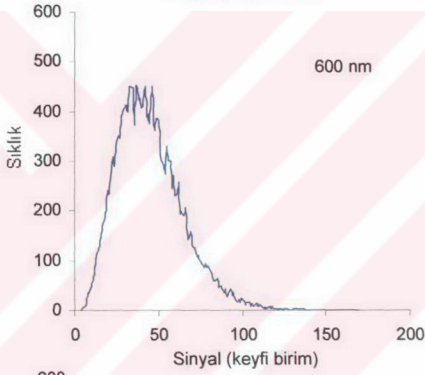
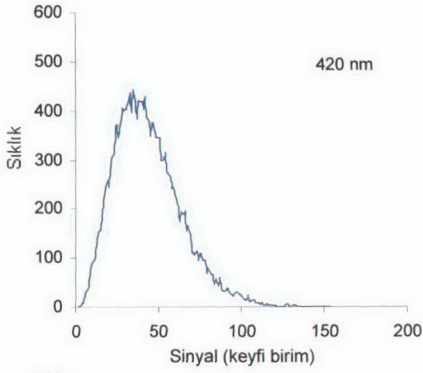


Şekil 4.13 Sinyal büyüklüğünün dalgaboyuna bağlı değişimi

#### 4.3.1 Sinyal Dalgalanması

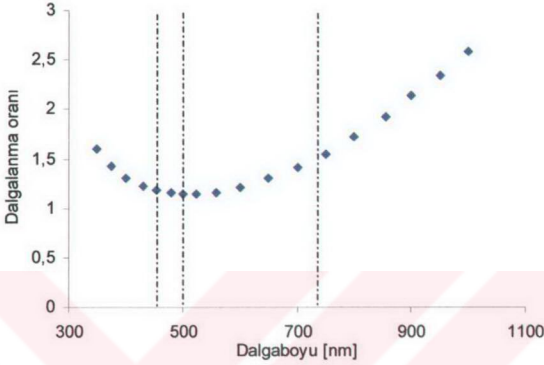
Orantılı bölgede çalıştırılan detektörler için sinyal büyüklüğündeki dalgalanmanın oluşan birincil parçacık adedindeki dalgalanma ile kazanç dalgalanmasına bağlı olarak değiştiği Eşitlik 3.9' da verilmiştir. Sinyal büyüklüğündeki dalgalanmaları gözleyebilmek için, gelen fotonların dalgaboylarına bağlı olarak oluşturdukları sinyal büyüklüğü dağılımları elde edilmiştir. Örnek olarak Şekil 4.13' de en yüksek kazanç değerinin  $M=50$  olduğu durum için üç farklı dalgaboyuna sahip foton için ortalama sinyal büyüklüğü etrafındaki dalgalanma görülmektedir.

Dalgaboyu 420 nm olan fotonlar için kuantum verimi 600 nm olan fotonlardan daha düşük olmasına rağmen, 420 nm dalgaboyuna sahip fotonlar tarafından oluşturulan birincil parçacıklar daha yüksek kazanç değerine sahip oldukları için her iki dalgaboylu fotonlar için de yaklaşık olarak aynı sinyal büyüklüğü değeri elde edilmiştir. Fakat 420 nm' de kazanç dalgalanması (ilave gürültü) en düşük değerine sahip olduğu halde,  $p^+$  difüzyon bölgesinden gelen birincil parçacık adedindeki dalgalanma etkisi nedeniyle bu dalgaboyu için sinyal 600 nm' den daha fazla dalgalanma göstermektedir.



Şekil 4.14 Üç farklı dalgaboyu için sinyal büyüklüğü dağılımları

Hamamatsu S8148 çıkış fotodiyot yapısının duyarlı olduğu dalgaboyu aralığında sinyal büyüklüğündeki dalgalanma oranları elde edilerek Şekil 4.15’ de verilmiştir.



Şekil 4.15 Dalgaboyuna bağlı olarak sinyal dalgalanma oranı

500 nm’ ye kadar ilave gürültüde herhangi bir değişim olmadığı halde, sinyal dalgalanma oranında bir azalma görülmektedir. Bu azalma 460 nm’ ye kadar Şekil 4.4’ de görülen birincil parçacık dalgalanma oranındaki hızlı düşüşe bağlı olarak hızlı bir düşüş gösterir. Her ne kadar ilave gürültü sabit olsa da bu düşüş kuantum veriminin artışı, yani oluşan birincil parçacık adedindeki artış nedeni ile  $1/N_i$  faktörüne bağlı olarak devam eder. 500-740 nm arasında oluşan birincil parçacık adedindeki dalgalanmanın düşüşünü sürdürmesine rağmen, 500 nm’ den sonra ilave gürültüdeki artışın başlaması nedeni ile sinyal dalgalanma oranında artış başlamaktadır. 740 nm’ den sonra birincil parçacık adedindeki dalgalanmanın da artış göstermeye başlaması nedeni ile sinyal dalgalanmasındaki artış hızlanarak devam eder.

## 5. TARTIŞMA

S8148 ığ fotodiyot yapısının kalorimetre ünitesi içerisinde PbWO<sub>4</sub> kristalinden yayınlanan fotonların, özellikle 420 nm ve 450 nm dalgaboyuna sahip fotonlar için iyi bir sinyal rezülasyonuna sahip olması gerekmektedir. Sinyal rezülasyonuna kullanılan çığ fotodiyodun yapısından kaynaklanan iç faktörlerin büyük etkisi vardır. Bu faktörler gelen fotonlar tarafından oluşturulan birincil parçacık adedi ve dalgalanması ile oluşan birincil parçacıkların yapacakları kazanç ve kazanç dalgalanmalarıdır.

S8148 ığ fotodiyot yapısı için p<sup>+</sup> difüzyon bölgesinde soğurulan kısa dalgaboyuna sahip fotonlar tarafından oluşturulan elektronların difüzyon vasıtasıyla yerdeğiştirme bölgesine ulaşarak birincil parçacık haline gelmesi, birincil parçacık adedinde yani kuantum veriminde bir artışa neden olmaktadır. Fakat, difüzyondan dolayı kısa dalgaboylu fotonların oluşturacağı birincil parçacık adedinde bir dalgalanma meydana gelmektedir. Bu dalgalanma 460 nm' ye kadar tamamen yokolur. Her ne kadar birincil parçacık adedindeki dalgalanmanın 420 nm ve 450 nm' de etkisi az olsa da PbWO<sub>4</sub> kristalinden 360 nm' den itibaren fotonların yayınlandığı düşünöldüğünde birincil parçacık adedindeki dalgalanmanın bu kristalden yayınlanan fotonların oluşturduğu sinyal rezülasyonuna etkisinin olduğu söylenebilir.

ığ fotodiyot içerisindeki birincil parçacıkların vereceği kazanç ve dalgalanmaları bu parçacıkların yerdeğiştirme bölgesi içerisinde oluşma konumlarına bağlıdır. ığ bölgesi öncesinde oluşan birincil parçacıklar çığ bölgesi içerisinde ve sonrasında oluşan birincil parçacıklardan daha yüksek kazanç ve daha düşük kazanç dalgalanması değerine sahiptir. S8148 ığ fotodiyot yapısında kazancın en yüksek değerinin M=50 olduğu çalışma voltajında gelen fotonlardan dalgaboyu 500 nm' ye kadar olanlar çığ bölgesi öncesinde birincil parçacık oluşturacakları için daha iyi rezülasyona sahip sinyal oluşmasını sağlar. Bu nedenle S8148 ığ fotodiyodun M=50 olduğu çalışma voltajında 420 nm ve 450 nm dalgaboyuna sahip fotonlar için iyi rezülasyona sahip sinyaller elde edilir. Fakat PbWO<sub>4</sub> kristalinden yayınlanan foton spektrumunun 560 nm' ye kadar olduğu düşünöldüğünde kazançtaki azalmanın ve ilave güröltüdeki artışın sinyal rezülasyonunda bir bozulmaya yol açtığı göröür.

İç kazanca sahip detektörler için kazanç dalgalanmasından ve bu dalgalanmanın sinyal rezülasyonuna olumsuz etkisinden kaçınılamaz. S8148 ığ fotodiyot yapısı için

PbWO<sub>4</sub> kristalinden yayınlanan fotonların büyük bir çoğunluğunun çığ bölgesi öncesinde birincil parçacık oluşturması nedeni ile bu yapı için kazanç dalgalanması en düşük değere sahiptir. Fakat kısa dalgaboyuna sahip fotonların p<sup>+</sup>- tipi silikon yüzey bölgesi içerisinde soğurulması sonucu oluşan birincil parçacık dalgalanması, bu bölge yerine p<sup>+</sup>- tipi ZnS yüzey bölgesi kullanılması ile nlenebilir. ZnS, 340 nm ile 10000 nm arasında dalgaboyuna sahip fotonlar için geçirgen olduğundan bu dalgaboyu aralığında gelen fotonlar doğrudan doğruya yerdeğiştirme bölgesi içerisinde soğurulup birincil parçacık oluştururlar. Bu şekilde, elde edilen birincil parçacık adedindeki artış ile birlikte birincil parçacık adedindeki dalgalanmanın azalışı sinyal rezlasyonunu olumlu yönde etkileyecektir. Benzetilişim programı önerilen bu yapı için geliştirilerek incelenecektir.

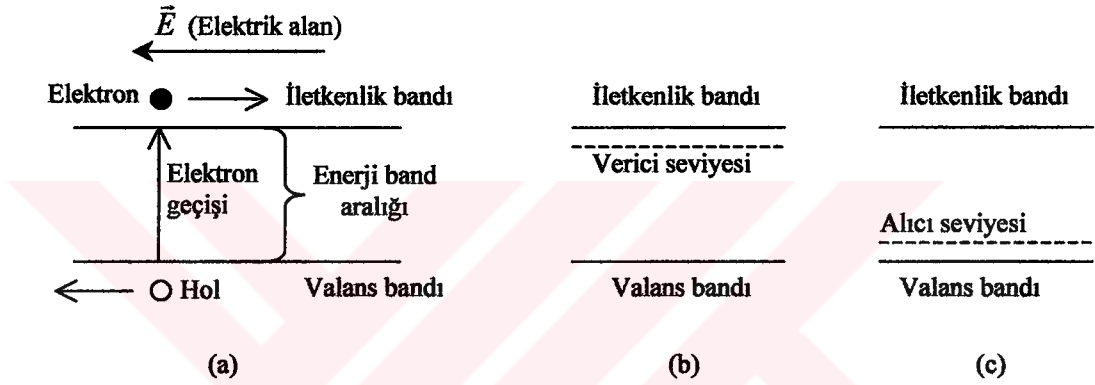




## Ek 1 YARIİLETKENLER VE PN EKLEMLERİNİN FİZİĞİ

### Ek 1.1. Enerji Bandları

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



Şekil Ek 1.1: (a)  $\vec{E}$  elektrik alanı etkisi altında serbest elektron ve holün hareketini gösteren diyagram, (b) n-tipi yarıiletkende verici seviyesi, (c) p-tipi yarıiletkende alıcı seviyesi.

İletkenlik özellikleri Şekil Ek 1.1' de gösterilen enerji band diyagramı yardımı ile açıklanabilir. Saf bir yarıiletkende iletkenlik bandında hiç elektron yok iken valans bandı tamamen elektronlarla doludur. Bu iki band, aralarında başka bir enerji seviyesinin olmadığı *yasak band* veya *enerji band aralığı* adı verilen bir bölge ile birbirinden ayrılır. Si için sıcaklığa bağlı olarak band aralığının değişimi şu şekilde verilir;

$$E_g(T) = 1.17 - \frac{(4.73 * 10^{-4})T^2}{T + 636} \quad (\text{Ek 1.1})$$

burada T Kelvin cinsinden sıcaklık,  $E_g$  eV cinsinden enerji band aralığıdır. Eğer elektronlar optik veya termal uyarılma ile valans bandından iletkenlik bandına çıkartılırsa uygulanan elektrik alanının etkisi ile kristal içerisinde bir akım oluşacaktır. Bu

uyarma enerjisi Si için oda sıcaklığındaki band aralığı enerjisi olan 1,12 eV' dan daha büyük olmalıdır. Uyarılarak iletkenlik bandına çıkartılan herbir elektron valans bandında bir boşluk bırakır. Bu boşluk *hol* olarak isimlendirilir. Hem elektronlar hem de holler Şekil Ek 1.1' de görüldüğü gibi akıma katkıda bulunur. Holün hareketi valans bandındaki elektronların boşlukları doldurması ile gerçekleşir ve hareketin yönü iletkenlik bandındaki elektron akışına zıt yöndedir.

Yarıiletken maddelerin iletkenliği P, As, Sb gibi V. grup elementlerden eklenerek büyük ölçüde arttırılabilir. Bu olay *katkılama* (doping) olarak isimlendirilir. Bu elementler dış yörüngelerinde beş elektrona sahiptir ve bir Si atomunun yerine geçtiği zaman dört elektron kovalent bağlanma için, zayıf olarak bağlanan beşinci elektron ise iletkenlik için kullanılır. Şekil Ek 1.1b' de gösterildiği gibi iletkenlik bandının hemen altındaki *donor seviyesi* olarak isimlendirilen işgal edilmiş bir seviyeye yükselir. Bu katkılar iletkenlik bandına bir elektron bırakabilecekleri için *donor* olarak isimlendirilir. Bu tip maddelerde akım, elektronlar tarafından taşındığından *n-tipi* yarıiletken maddeler olarak bilinir.

İletkenlik, dış yörüngelerinde üç elektrona sahip III. grup elementlerinin eklenmesiyle de arttırılabilir. Bu durumda üç elektron kovalent bağ yapar ve bir hol oluşur. Şekil Ek 1.1c' de gösterildiği gibi bu, valans bandının hemen üzerindeki işgal edilmemiş bir bölgeye yükseliş gösterir. Katkı atomlarının (acceptor) valans bandındaki elektronları alması ile alıcı seviyeye uyarılması durumunda iletkenlik başlar. Bu tip maddeler iletkenliğin hol akışı ile gerçekleşmesinden dolayı *p-tipi* yarıiletken maddeler olarak adlandırılır.

Katkılanmış yarıiletkenlerde yük taşıyıcıları iki türlü tanımlanır. n-tipi yarıiletken içerisindeki elektronlar ve p-tipi yarıiletken içerisindeki holler çoğunluk taşıyıcıları olarak isimlendirilirken, n-tipi yarıiletken içerisindeki holler ve p-tipi yarıiletken içerisindeki elektronlar azınlık taşıyıcıları olarak isimlendirilir.

Uygulamadaki kristallerde katkıların varlığı ve örgüdeki eksik veya yanlış yerleşmiş atomlar yüzünden homojen olmayan yapıların bulunduğu bölgeler vardır. Bu bölgeler *kristal kusurlarının* bulunduğu bölgelerdir.

Kristal içerisinde katkı konsantrasyonunun  $3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$  değerinden daha düşük olduğu durumlarda enerji band aralığında herhangi bir değişim olmaz. Katkı

konsantrasyonunun Si içerisinde, oda sıcaklığında  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , den daha büyük olduğu durumlarda band yapısının değişimi kristalin optik ve elektrik özelliklerini etkiler.

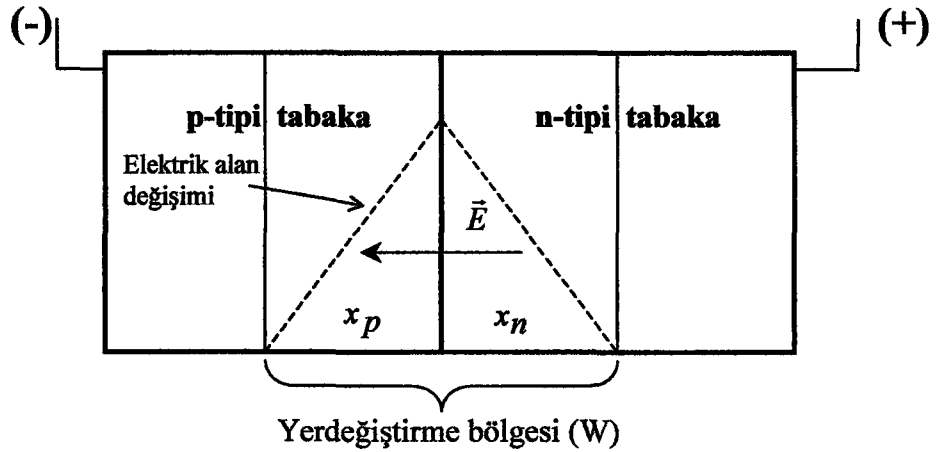
### Ek 1.2. p-n Eklemleri

Katkılanmış n veya p tipi yarıiletkenler birer iletken gibi davranır. Bu yarıiletkenlerden bir detektör yapmak için iki yarıiletkeni de kullanmak gerekir. *p-n eklemi* olarak bilinen iki yarıiletken arasındaki bölge, bir yarıiletken detektörün elektriksel özelliklere sahip olmasını sağlar.

Bir p-n eklemi oluşturulduğu zaman çoğunluk taşıyıcıları eklem içerisinde sürüklenir. Bunun sonucunda elektron eklemin p tabakasındaki holleri doldururken geride bıraktığı n tabakasındaki hollerin belirmesine sebep olur. Bu durum, p-n ekleminde bir E elektrik alanının oluşmasına sebep olur ve bu alandan dolayı p ve n bölgeleri arasında bir potansiyel oluşur. Bu potansiyel sıcaklığın ve katkı konsantrasyonunun bir fonksiyonu olarak aşağıdaki şekilde verilir;

$$V_0 = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (\text{Ek 1.2})$$

Burada  $k$  Boltzman sabiti,  $q$  elektronun yükü,  $N_A$  ve  $N_D$  alıcı ve verici konsantrasyonları,  $n_i$  saf bölgedeki taşıyıcı konsantrasyonudur.



Şekil Ek 1.2 : Ters beslenmiş bir p-n eklemi

Eklemdaki elektrik alan bölgeler arasındaki karşılıklı e-h geçişlerini engeller. Bu bölgeye *yerdeğiştirme bölgesi* (depletion region) veya *uzay yük bölgesi* (space charge

region) adı verilir. n eklemi tarafından pozitif, p tarafından negatif gerilim uygulandığında bu eklem ters beslendiği söylenir. Şekil Ek 1.2' de ters beslenmiş bir p-n eklemi görülmektedir.

$V_b$  ters besleme voltajı altında oluşan  $E_b$  elektrik alanı, yerdeğiştirme bölgesindeki elektrik alan değeri  $E+E_b$  büyüklüğüne artırır. Böylece yerdeğiştirme bölgesinin genişliği  $W$ , ters besleme voltajına bağlı olarak artacaktır. Şekil Ek 2.1'de görülen p ve n bölgelerindeki uzunluğu aşağıdaki bağıntı ile verilir.

$$x_n = \left( \frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 V_t}{q} \frac{N_A}{N_D(N_A + N_D)} \right)^{1/2} \quad (\text{Ek 1.3})$$

$$x_p = \left( \frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 V_t}{q} \frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)} \right)^{1/2} \quad (\text{Ek 1.4})$$

burada  $V_t=V_0+V_b$ , yerdeğiştirme bölgesindeki toplam potansiyel farkı,  $\varepsilon_s$  yarıiletkenin dielektrik sabiti ve  $\varepsilon_0$  boşluğun geçirgenliğidir.

Yerdeğiştirme bölgesindeki elektrik alanın büyüklüğü eklem olan uzaklığın bir fonksiyonudur ve Poisson denklemini kullanarak hesaplanabilir.

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} \equiv \frac{dE}{dx} = -\frac{q}{\varepsilon_s \varepsilon_0} (N_A - N_D) \quad (\text{Ek 1.5})$$

burada  $\psi$  elektrostatik potansiyeldir.

Yerdeğiştirme bölgesinde  $-x_p \leq x \leq 0$  p tabakasındaki ve  $0 \leq x \leq x_n$  n tabakasındaki elektrik alan değişimi aşağıdaki ifadeyle verilir;

$$E_n = -\frac{q N_D}{\varepsilon_s \varepsilon_0} (x - x_n) \quad (\text{Ek 1.6})$$

$$E_p = \frac{q N_A}{\varepsilon_s \varepsilon_0} (x_p + x) \quad (\text{Ek 1.7})$$

Yerdeğiştirme bölgesindeki elektrik alanın artışı çoğunluk taşıyıcılarının eklem boyunca karşılıklı geçişlerini engeller. Fakat, elektrik alan azınlık taşıyıcılarının eklem içerisinde hareketlerini sağlar. Detektörün oda sıcaklığında ve çalışma voltajında, yerdeğiştirme bölgesi içerisinde bulunan azınlık taşıyıcılarının adedi oldukça düşüktür. Sıcaklığın artırılması veya detektör üzerine ışık düşürülmesi ile yerdeğiştirme bölgesi içerisindeki azınlık taşıyıcılarının adedi artırılabilir.

### **Ek 1.3. Yarıiletkenlerde Yük Taşınması**

Yarıiletken kristallerde yüklerin taşınması ya elektrik alanın etkisinde yük taşıyıcılarının hareketinden yada farklı yük taşıyıcı konsantrasyonu nedeniyle yüklerin az yoğun olduğu bölgeye hareketinden kaynaklanır. Yük taşıyıcılarının yarıiletken içerisindeki hareketi saçılmalar nedeniyle karmaşık bir yapıya sahiptir.

#### **Ek 1.3.1. Saçılma**

Yarıiletken kristaller içerisindeki saçılmalar *örgü saçılması* ve *katkı saçılması* olarak iki şekilde gerçekleşir. Titreşen atom çekirdekleri veya iyonların oluşturduğu saçılma ısısal saçılma, foton saçılması veya örgü saçılması olarak bilinir. Örgü saçılması mutlak sıcaklığın üzerinde herhangi bir sıcaklıkta örgü atomlarının ısısal titreşiminden kaynaklanır. Bu titreşimler periyodik örgü potansiyelinin düzenini bozar ve enerjinin örgü ve taşıyıcılar arasında taşınmasına izin verir. Örgü titreşimleri artan sıcaklıkla yükseleceğinden örgü saçılması yüksek sıcaklıklarda ve enerjilerde önemli olmaya başlar.

Katkı iyonları tarafından saçılma katkı saçılması olarak bilinir. Katkı saçılmasının olasılığı iyonize eden katkının toplam konsantrasyonuna bağlıdır. Örgü saçılmasından farklı olarak katkı saçılması daha düşük sıcaklıklarda daha az öneme sahiptir. Daha yüksek sıcaklıklarda taşıyıcılar daha hızlı hareket eder. Böylece daha kısa bir süre için katkı atomlarının yanında kalır ve daha az etkili olarak saçılır. Böylece katkı saçılması, düşük enerjili taşıyıcılar durumunda daha baskın olduğundan düşük alanlarda veya düşük sıcaklıklarda yük taşınması için önemlidir.

#### **Ek 1.3.2. Difüzyon**

Yarıiletken madde içerisinde fazlalık yük taşıyıcı konsantrasyonunun konuma bağlı değişim göstermesi durumunda yük taşıyıcıları yüksek konsantrasyonlu konumdan düşük konsantrasyonlu konuma doğru bir harekette bulunacaklardır. Bu olay yüklerin *difüzyonu* olarak tanımlanır. Difüzyon sebebiyle birim alan başına elektronların veya hollerin net akış oranı yoğunluk değişimi (gradyent) ile orantılıdır.

$$\text{elektron akışı} = -D_e \frac{dn(x)}{dx} \quad (\text{Ek 1.8})$$

$$\text{hol akışı} = -D_h \frac{dp(x)}{dx} \quad (\text{Ek 1.9})$$

Burada  $D_e$  ve  $D_h$  elektron ve hol için difüzyon katsayılarıdır. Bu parametreler kristal boyunca yük hareketinin bir ölçüsü olan *mobilité* ile ilişkilidir. Einstein bağıntıları difüzyon katsayısını mobiliteler cinsinden aşağıdaki şekilde tanımlar;

$$D_e = \mu_e \frac{kT}{e} \quad ; \quad D_h = \mu_h \frac{kT}{e} \quad (\text{Ek 1.10})$$

burada  $\mu_e$  ve  $\mu_h$  azınlık taşıyıcı elektron ve hollerin  $\text{cm}^2/\text{Volt}$  cinsinden mobilitelerdir. Mobilité değerleri katkı konsantrasyonuna ve sıcaklığa bağlı olarak değişim gösterir.

Katkı konsantrasyonu  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  değerinden daha düşük yarıiletkenler için azınlık taşıyıcılarının mobiliteleri katkı konsantrasyonundan bağımsız olup, o konsantrasyon değerine ait çoğunluk taşıyıcıları ile aynı değerdedir.  $300 \text{ }^0\text{K}$ ' de katkılanmış bir silikonda artan safsızlık konsantrasyonu ile mobilitenin azalması deney sonuçlarını sağlayan aşağıdaki bağıntı ile formülize edilebilir (Muller ve Kamins 1977);

$$\mu_e = 1350 \left[ 1 - \frac{0.93 N^{0.91}}{N^{0.91} + 3.75 * 10^{15}} \right] \quad (\text{Ek 1.11})$$

$$\mu_h = 480 \left[ 1 - \frac{0.90 N^{0.76}}{N^{0.76} + 5.85 * 10^{12}} \right] \quad (\text{Ek 1.12})$$

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

Difüzyona uğrayan taşıyıcılar er geç tekrar birleşerek yok olacaklardır. Tekrar birleşmeden önce yük taşıyıcıları difüzyon uzunluğu olarak adlandırılan karakteristik bir mesafe boyunca hareket eder ve azınlık taşıyıcısı durumunda olan elektron ve hol için bu ifade şu şekilde verilir;

$$L_e = \sqrt{D_e \tau_e} \quad ; \quad L_h = \sqrt{D_h \tau_h} \quad (\text{Ek 1.13})$$

burada  $\tau_e$  ve  $\tau_h$  sırasıyla elektron ve hol için azınlık taşıyıcılarının yaşam süresidir.

Difüzyon uzunluğu konsantrasyonun denge durumuna gelmesi için yüklerin alması gereken yolun bir ölçüsüdür.  $p(x_0)$ , bir  $x_0$  konumunda azınlık taşıyıcılarının

yoğunluğu ise herhangi bir  $x$  noktası için azınlık taşıyıcılarının yoğunluğu aşağıdaki şekilde verilir;

$$p(x) = p(x_0) \exp(-(x - x_0)/L) \quad (\text{Ek 1.14})$$

Azınlık taşıyıcıların yaşam süresi taşıyıcıların oluşma ile tekrar birleşme yapması arasında harcadığı zaman olarak tanımlanabilir ve aşağıdaki şekilde ifade edilir;

$$\tau_e = \frac{1}{\sigma V_{the} N_{TT}} \quad ; \quad \tau_h = \frac{1}{\sigma V_{thh} N_{TT}} \quad (\text{Ek 1.15})$$

burada  $\sigma$  yakalama tesir kesiti olup, kabaca  $\mu\alpha^2$  ile verilebilir. Burada  $a$ , tuzak merkezinin yarıçapıdır. Elektron ve holün termal hızları;

$$V_{the} = V_{thh} = \sqrt{\frac{3kT}{m^*}} \quad (\text{Ek 1.16})$$

şeklinde verilir. Burada  $m^*$  iletkenlik için etkin kütle olup,  $m_0$  elektronun durgun kütlesi olmak üzere elektron için  $0.44m_0$  iken hol için  $0.37m_0$  değerine eşittir.  $N_{TT}$  tekrar birleşme-oluşma tuzak merkezinin konsantrasyonudur. Çoğunluk taşıyıcı konsantrasyonu  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  değerinden daha düşük olduğu zaman azınlık taşıyıcılarının yaşam süresi yaklaşık olarak katkılanmamış silikon içerisindeki değere eşit olmalıdır. Katkı konsantrasyonunun  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  den büyük olduğu durumlarda azınlık taşıyıcıları için yaşam süresi, yaklaşık olarak çoğunluk taşıyıcı konsantrasyonun karekökünün tersi ile orantılıdır. Azınlık taşıyıcı difüzyonu nispeten yavaş bir süreçtir. Azınlık taşıyıcılarının bir  $d$  mesafesini difüzyon mesafesiyle kat etmesi için geçen süre şu şekilde verilir;

$$t_{difüzyon} = \frac{d^2}{2D} \quad (\text{Ek 1.17})$$

### Ek 1.3.3. Sürüklenme ve İyonizasyon

Yarıiletken içerisindeki yük taşıyıcıları termik bir harekete sahiptir ve bu yüzden yarıiletkendeki elektronlar hızla ve gelişi-güzel bir şekilde bütün yönlerde hareket eder. Gelişi-güzel hareketler sonucunda yük taşıyıcıları net olarak yerdeğiştirme yapmazlar. Düşük elektrik alan değerleri ( $\geq 2 \times 10^2 \text{ V/cm}$ ) yarıiletken maddeye uygulandığı zaman her bir elektron  $-qE$  kuvveti etkisi altında kalarak termal hareketinin üzerine ilave olarak

elektrik alan doğrultusunda bir hız bileşeni kazanacaktır. Bu ilave bileşen *sürüklenme hızı* olarak adlandırılır.

Belli bir kritik alan ( $E_{krit}$ ) değerinden daha düşük alan değerinde sürüklenme hızı elektrik alanla doğru orantılı olarak değişir. Silikon içerisinde bu kritik alan değeri elektronlar için  $2 \times 10^3$  V/cm, holler için  $4.5 \times 10^3$  V/cm' dir. Orantı faktörü azınlık taşıyıcılarının mobilitesi olup,  $\text{cm}^2/\text{V.s}$  birimindedir.

$$V_e = \mu_e E; V_h = \mu_h E \quad (\text{Ek 1.18})$$

Kritik alan değerinin altında katkı konsantrasyonu mobiliteye bağlı olduğu için sürüklenme hızı katkı konsantrasyonuna bağlıdır. Yeterince yüksek alanlarda ( $E > E_K$ ) orantılılık artık geçerli değildir ve yük taşıyıcılarının sürüklenme hızı katkı konsantrasyonundan bağımsız olup, bir doyum hızına ulaşır.

$$V_e, V_h = \frac{V_s}{\left[1 + \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_s}\right)^\gamma\right]^{\frac{1}{\gamma}}} \quad (\text{Ek 1.19})$$

Burada  $V_s$  doyum hızı,  $\epsilon_0$  sırasıyla elektronlar için  $7.10^7$  V/cm, holler için  $2.10^4$  V/cm ve  $\gamma$  elektron için 2, hol için 1 değerine sahiptir.

Yerdeğiştirme bölgesindeki yük taşıyıcılarının sürüklenme zamanı aşağıdaki şekilde verilir;

$$t_{sürüklenme} = \frac{W}{V} \quad (\text{Ek 1.20})$$

Uygulamada detektör içerisindeki yerdeğiştirme bölgesinde elektrik alan sabit değildir, bu yüzden sürüklenme hızı da sabit olmamaktadır. Elektrik alan artırıldığında buna bağlı olarak elektronların sürüklenme hızı da artacaktır.

Eğer elektrik alan değeri yeterince yüksek ise, elektron  $E_i$  çarpışma iyonizasyonu eşik enerjisinden (impact ionization threshold) daha büyük bir kinetik değerine ulaşabilir. Silikon içerisinde eşik enerji değeri elektronlar için 3.6 eV ( $3.2 E_g$ ) ve holler için 5.0 eV ( $4.4 E_g$ ) dur. Elektronun örgü ile çarpışması sırasında, elektron kinetik enerjisinin büyük bir kısmını bir valans elektronunu iletkenlik bandına iyonize etmek için verir ve böylece elektron-hol çiftleri oluşur.



#### Ek 1.4. p-n Eklemlerinin Bozunumu

p-n eklemine küçük bir besleme voltajı dahi uygulandığında (Si için 0.6 eV) eklem iyi bir iletken olarak davranır. Fakat çok büyük ters besleme voltajları uygulandığında eklem kötü bir iletken olarak davranır. Ters besleme uygulanan bir p-n eklemi iki iletkenin birbirinden bir yalıtkan bölge (yerdeğiştirme bölgesi) ile ayrılmış durumuna benzer.

Ters besleme voltajı artırıldığında yerdeğiştirme bölgesi boyunca elektrik potansiyeli artar. Yerdeğiştirme bölgesi boyunca elektrik potansiyeli belli bir kritik alan değerine kadar artırılabilir. Bu alan değerinden sonra eklem yalıtlanlık kapasitesi bozulur ve oldukça yüksek akım geçişine neden olur. Kritik alan ( $E_k$ ) belirlendiğinde yerdeğiştirme bölgesindeki bozunum voltajı Poisson denklemlerinin çözümü ile şu şekilde hesaplanabilir;

$$V_{br} = \frac{E_k w}{2} \quad (\text{Ek 1.21})$$

Bir p-n eklemindeki bozunma; termal kararsızlık, tünelleme veya çığ kazancından kaynaklanabilir. Genellikle APD' de bozunum çığ kazancı sebebiyledir.

**KAYNAKLAR**

- ALLIER, C.P. 2002. Nucl. Instr. and Meth., A485, p.547.
- ANONİM.1994. Technical Proposal of CMS, CERN/ LHCC, p.38-94.
- BOYLE, W.S., G.E. SMITH. 1970. Bell System Technical Journal, 49, p.587.
- CAVALLARI, F. 1998. Nuclear Physics B, 61B, p.449.
- COVA, S. 1987. Nucl. Instr. and Meth., A253, p.482.
- DAMERELL, C.J.S. 1990. Nucl. Instr. and Meth., A288, 236.
- DASH, W.C., R. NEWSMAN. 1955. Phys. Rev. 99, p.1151.
- DEITERS, K. 2000. Nucl. Instr. and Meth., A442, p.193
- DODD, J. 1985. The Ideas of Particle Physics. Cambridge University press.
- ELLIS, N., M. NEUBERT. 1995. Proceedings, European School of High-Energy Physics, p.305.
- GATTI, E., P. REHAK. 1984. Nucl. Instr. and Meth., 225, p.608.
- GRUPEN, C. 1996. Particle Detectors. Cambridge University.
- HAMS, B. 1983. Nucl. Instr. and Meth., 205, p.99.
- HELVACI, F.,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
- KARAR, A. 1999. Nucl. Instr. and Meth., A428, p.413
- KIM, K., K. HESS. 1986. J. Appl. Phys. 60, p.2626.
- KIRN a, TH. 1997. Nucl. Instr. and Meth., A387, p.199.
- KIRN b, TH. 1997. Nucl. Instr. and Meth., A387, p.202.
- LIVAN, M. 1995. CERN Report, CERN 95-02.
- LORENZ, E. 1994. Nucl. Instr. and Meth., A344, p.64.
- LUTZ, G. 1987. MPI-PAE/ Exp. El. p.175.
- MARTIN, M.J. 1993. Semicond. Sci. Technol. 8, p.1291.
- MCINTYRE, R.J. 1966. IEEE Trans. Electron Devices, ED-13, p.164.
- MIYAMOTO, J., G.F. KNOLL. 1997. Nucl. Instr. and Meth., A399, p.85-93
- MONTANET, L., K. GIESELMANN. 1994. Review of Particle Properties, Phy. Rev. D50, No.3,p.1260.
- PANSART, J.P., 1997. Avalanche Photodiodes for Particle Detection, Nuclear Inst. Anad Meth., A387, p.186.

- PERKINS, D.H. 2001. Introduction to High Energy Physics.
- RANG, T. 1985. Radioelectron & Commun. Syst., p.28.
- RENKER, D. 2002. Nucl. Instr. and Meth., A486, p.164-169.
- SAH, C.T.1993. Fundamentals of Solid-State Electronics, World Scientific Publication Co., Singapore.
- SJOSTROM, J. 1998. Measurement and Modeling of Photodetectors, p.246.
- SZE, S.M. 1985. Semiconductor Devices Physics and Technology, Bell Telephone Laboratories.
- TAPAN, İ. 1997. Avalanche Photodiodes as Proportional Photon Detector. Thesis, H.H. Physics Laboratory University of Bristol. Department of Physics.
- TAPAN, İ., R.S. GILMORE. 2000. Nucl. Instr. and Meth., A454, p.247-251



## TEŞEKKÜR

Bu tez çalıőmasının planlanmasından sonuca ulaşmasına kadar geçen tüm aşamalarında sabır ve özveri ile yardımlarını esirgemeyen çok değerli danışman hocam Yrd. Doç. Dr. İlhan TAPAN' a sonsuz teőekkürlerimi sunarım. Ayrıca araştırma görevlisi arkadaşlarıma ve moral açısından her zaman beni destekleyerek yanımda olan aileme teőekkürü bir borç bilirim.



## ÖZGEÇMİŞ

22.06.1980 yılında Balıkesir’ de doğdu. İlköğrenimini Paşaköy’ de, orta ve lise öğrenimi Balıkesir’ de tamamladı. 1997 yılında Uludağ Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik bölümüne girdi. 2001 yılında mezun olarak aynı üniversitede yüksek lisans yapma hakkını kazandı. 2002 yılı Ocak ayında Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik anabilim dalında Araştırma Görevlisi olarak göreve atandı ve halen bu görevi sürdürmektedir.

