ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Hüseyin ŞAHİNER

ATLAS MDT'LERİ İÇİN HODOSKOP SİSTEMİ

FİZİK ANABİLİM DALI

ADANA, 2007

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ATLAS MDT'LERİ İÇİN HODOSKOP SİSTEMİ

Hüseyin ŞAHİNER

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

Bu tez …../...../2007 Tarihinde Aşağıdaki Jüri Üyeleri Tarafından Oybirliği/Oyçokluğu İle Kabul Edilmiştir.

İmza:……...	**İmza:……**	**İmza:……**
Prof.Dr.Eda EŞKUT	**Prof.Dr.Gülsen ÖNENGÜT**	**Yrd.Doç.Dr. Ramazan BİLGİN**
DANIŞMAN	**ÜYE**	**ÜYE**

Bu tez Enstitümüz Fizik Anabilim Dalında hazırlanmıştır.
Kod No:

Prof. Dr. Aziz ERTUNÇ
Enstitü Müdürü

İmza ve Mühür

Bu Çalışma Ç.Ü. Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi Tarafından Desteklenmiştir.
Proje No:FEF.2006.YL.66

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaktan yapılan bildirişlerin, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak gösterilmeden kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

ÖZ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

ATLAS MDT'LERİ İÇİN HODOSKOP SİSTEMİ

Hüseyin ŞAHİNER

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

Danışman Prof. Dr. Eda EŞKUT
Yıl 2007, Sayfa 79
Jüri Prof. Dr. Eda EŞKUT
Prof. Dr. Gülsen ÖNENGÜT
Yrd.Doç. Dr. Ramazan BİLGİN

Sürüklenme Odacıkları (MDT) Hodoskop Sisteminde kozmik müyonlar kullanılarak test edilir. Bu çalışmada Hodoskop Sistemindeki FÇT (Foto Çoğaltıcı Tüp)'ler için HV (Yüksek Voltaj) taraması, Ayrıştırıcı için voltaj eşik taraması ve sinyaller için gecikme zaman taraması yapıldı.

Anahtar Kelimeler: ATLAS, MDT, Hodoskop Sistemi, FÇT, Kozmik Müyonlar

ABSTRACT

MSc THESIS

THE HODOSCOPE SYSTEM FOR MDTs OF ATLAS

Hüseyin ŞAHİNER

DEPARTMENT OF PHYSICS
INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES
UNIVERSITY OF CUKUROVA

Süpervisor Prof. Dr. Eda EŞKUT
Year 2007, Pages 79
Jury Prof. Dr. Eda EŞKUT
Prof. Dr. Gülsen ÖNENGÜT
Asist.Prof. Ramazan BİLGİN

Drift Chambers (MDT) are tested by using cosmic muons in the Hodoscope System. In this study, HV scan for PMTs, threshold scan for Discriminator and delay time scan for signals are investigated in the Hodoscope System.

Key Words: ATLAS, MDT, Hodoscope System, PMT, Cosmic Muons

TEŞEKKÜR

Bu tezin oluşum sürecinde değerli zamanını ayırarak benden düşünce ve deneyimlerinde desteğini esirgemeyen sevgili hocam Prof. Dr. Eda Eşkut' a, Selanik Aristotle Üniversitesi' nde laboratuar çalışmaları esnasında değerli görüş ve bilgilerinden yararlandığım Chariklia Petridou, Dimos Sampsonidis, Athanasia Krepouri, Christos, Dinos'a teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca tez süresinden benden yardımlarını esirgemeyen Arş. Gör. Sertaç Öztürk, Arş. Gör. Salim Çerçi, Arş. Gör. Numan Bakırcı' ya teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER **SAYFA**

ÖZ.....I
ABSTRACT.....II
TEŞEKKÜR.....III
İÇİNDEKİLER.....IV
ÇİZELGELER DİZİNİ.....VI
ŞEKİLLER DİZİNİ.....VII
SİMGELER VE KISALTMALAR.....X
1.GİRİŞ.....1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR..... 3
2.1. Parçacık Hızlandırıcıları……3
2.2. BHÇ (Büyük Hadron Çarpıştırıcısı)…….…….4
2.3. ATLAS Deneyi……..…6
2.4. ATLAS Detektörünün Alt Birimleri……..9
2.4.1. Mıknatıs……..9
2.4.2. İç Detektör…….11
2.4.2.1. Silikon Piksel ve Şerit Detektör……..…12
2.4.2.2. TR Detektör…….……..….13
2.4.3. Kalorimetre……...14
2.4.3.1. Elektromanyetik Kalorimetre (LAr)..……...……..15
2.4.3.1.(1). Yüklü Parçacıklar…..…….……..……16
2.4.3.1.(2). Fotonlar……..……...17
2.4.3.2. Hadronik Kalorimetre (TileCal)…….…20
2.4.4. Müyon Spektrometresi……..22
3. MATERYAL VE METOD..... 26
3.1. ATLAS Deneyinin Müyon Odacıkları.....26
3.1.1. İzleyici Sürüklenme Odacıkları (MDT).....27
3.1.1.1. MDT'lerin Çalışma Prensibi……..……28
3.1.1.2. MDT Odacıklarının Sağlaması Gereken Koşullar…….32
3.1.2. Katot Şeritli Odacıklar (CSC)……...…33

3.1.3. Müyon Spektrometresinin Tetikleme Sistemi……..….33
3.1.1.3. Dirençli Düzlem Odacıkları (RPC)……....34
3.1.3.2. TGC Odacıkları……..35
4. ARAŞTIRMA VE BULGULAR.....36
4.1 MDT Modülleri için Deney Düzeneği ve Hodoskop Sistemi...…..……..36
4.1.1 Hodoskop Sisteminin Çalışma Prensibi……..37
4.1.2. Hodoskop Elektroniği……...……37
4.1.2.1. Ayrıştırıcı……...……39
4.1.2.2. Çakıştırıcı…….…..40
4.1.2.3. VEYA Ünitesi……41
4.1.2.4. Zamanlayıcı……41
4.1.2.5. Sayaç…….….41
4.1.2.6. Diğer Elektronik Birimleri……41
4.1.3 Gaz Dağılım Sistemi…….……42
4.2. Kozmik Müyonlar……...…….44
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....48
5.1. FÇT'lere Yüksek Voltaj Sağlanması…..……48
5.2. FÇT HV Taraması…….……..50
5.3. Gecikme Zaman. Taraması……..60
5.4. Eşik Değer Taraması……...….65
KAYNAKLAR.....76
ÖZGEÇMİŞ.....79

ÇİZELGELER DİZİNİ **SAYFA**

Çizelge 2.1. ATLAS Mıknatıs sisteminin parametreleri…….....10
Çizelge 3.1. Müyon Odacıklarının Genel Durumu…...…….……..……..27
Çizelge 5.1. Her bir FÇT'lye uygulanan HV değerleri.……..... 50
Çizelge 5.2. 9.FÇT için HV taraması…….…….…….…….52
Çizelge 5.3. 8. FÇT için HV taraması……...…….…….…...53
Çizelge 5.4. 7. FÇT için HV taraması…….…….…..54
Çizelge 5.5. 6. FÇT için HV taraması……...……...…….…….55
Çizelge 5.6. 5. FÇT için HV taraması……...…….…….…...56
Çizelge 5.7. 2. FÇT için HV taraması…….....…….…….…57
Çizelge 5.8. 3. FÇT için HV taraması…….……...…….……...58
Çizelge 5.9. 4. FÇT için HV taraması…….……...…….…...59
Çizelge 5.10. Gecikmeye karşı sayım değerleri……..…….……..63
Çizelge 5.11. 9 nolu sintilatör için eşik değeri-sayım değerleri……....…66
Çizelge 5.12. 8 nolu sintilatör için eşik değeri-sayım değerleri……....…67
Çizelge 5.13. 7 nolu sintilatör için eşik değeri-sayım değerleri……68
Çizelge 5.14. 6 nolu sintilatör için eşik değeri-sayım değerleri……..…..…69
Çizelge 5.15. 5 nolu sintilatör için eşik değeri-sayım değerleri……..…70
Çizelge 5.16. 2 nolu sintilatör için eşik değeri-sayım değerleri……..…71
Çizelge 5.17. 3 nolu sintilatör için eşik değeri-sayım değerleri……..…72
Çizelge 5.18. 4 nolu sintilatör için eşik değeri-sayım değerleri…….……73
Çizelge 5.19. FÇT-Sintilatör çiftlerinin ışıklı ortamla karşılaştırılması……..…..74

ŞEKİLLER DİZİNİ **SAYFA**

Şekil 2.1. BHÇ halkası…….....…….....5
Şekil 2.2. ATLAS detektörünün koordinat sistemi……...……..7
Şekil 2.3. ATLAS detektörü…….....8
Şekil 2.4. ATLAS Mıknatısı: CS Sistemi, BT Sistemi.....9
Şekil 2.5. ATLAS mıknatısı……...……...……..……...11
Şekil 2.6. Bir piksel modül prototipi ……...…..……..……...12
Şekil 2.7. TR Detektörü……...……...……..……..13
Şekil 2.8. ATLAS Kalorimetresi ……...…...…….……15
Şekil 2.9. a) Enerjinin fonksiyonu olarak kurşun içinde, radyasyon uzunluğu başına elektron ve pozitronların kayıp enerji kesri b) Enerjinin bir fonksiyonu olarak kurşun içindeki foton etkileşme tesir kesit..…….…...17
Şekil 2.10. Elektromanyetik kalorimetreden bir kesit.……...……....19
Şekil 2.11. $\beta\gamma$ 'nın fonksiyonu olarak bakır içinde pozitif müyonların ortalama enerji kaybı.....24
Şekil 2.12. Dairesel yörüngenin A,D,B noktaları boyunca ρ eğrilik yarıçapına bağlı olan sagittası. Sagitta yörüngeden AB doğrusunun orta noktasına olan en kısa mesafe (CD doğrusu) dir…….25
Şekil 3.1. Müyon odacıklarının genel görünümü……..……...……...26
Şekil 3.2. Bir MDT modülünün şematik gösterimi……...…..…..……...28
Şekil 3.3. Müyonun bir sürüklenme tüpünden geçişi……...……...…….29
Şekil 3.4. Bir müyon sinyalinin elektroniklerden geçişi…….……30
Şekil 3.5. MDT odacıklarından geçen tek bir müyon izi…….…….…….31
Şekil 3.6. Telin B noktasından A noktasına (d uzaklığı) yer değiştirmesi. B merkezli (kesikli kırmızı) r yarıçaplı çembere karşılık gelen gerçek müyon izi mavi sürekli çizgiyle gösterilmiştir. Tel yer değiştirirse gerçek müyon izi kayacağından müyon izi yanlış r yarıçapında ölçülür…….....……31
Şekil 3.7. MDT'lerin hizalamasında kullanılan RASNIK optik sistemi……..……..32
Şekil 3.8. CSC'nin şematik gösterimi……...……...…..34
Şekil 4.1. Kozmik müyonlar için deney düzeneği……...…..37

Şekil 4.2. Hodoskop'un elektronik akış diyagramı…….……...38
Şekil 4.3. a) Sayaç b) Yüksek Voltaj Kaynağı c) Ayrıştırıcı, VEYA, Çakıştırıcı, Saat Sinyal Devresi……...……..……..….……39
Şekil 4.4. Ayrıştırıcının çalışması……..……..…….….……39
Şekil 4.5. İki sinyalin çakışması için kullanılan toplama yöntemi. Pulslar önce toplanır ve sonra bir ayrıştırıcı setine gönderilir. Bu ayrıştırıcının eşik değeri sayısal sinyallerin iki katından daha küçüktür…….…...……40
Şekil 4.6. a) Okuma Elektronikleri b) Odacığa HV bağlantısı…….…....….…42
Şekil 4.7 Gaz dağıtım boruları.……..….…...……42
Şekil 4.8. Gaz sistemi…….…...…..43
Şekil 4.9. Gaz dağıtım sisteminin şeması ……...….……..43
Şekil 4.10. Ölçüm laboratuarı'nda kullanılan gaz sistemi ……...……...…..44
Şekil 4.11. Hodoskop Sistemi……..….….….……46
Şekil 5.1. Müyon sinyalleri……...……...…..49
Şekil 5.2. FÇT voltajı için beklenen plato eğrisi…….…….....50
Şekil 5.3. 9.FÇT için HV-sayım grafiği……...……..…...…..52
Şekil 5.4. 8. FÇT için HV-sayım grafiği……...……..….....53
Şekil 5.5. 7. FÇT. için HV-sayım grafiği……...……...…….....….54
Şekil 5.6. 6. FÇT için HV-sayım grafiği……...……..…..…..…55
Şekil 5.7. 5. FÇT için HV-sayım grafiği……..……...……56
Şekil 5.8. 2. FÇT için HV-sayım grafiği……....……....……57
Şekil 5.9. 3. FÇT için HV-sayım grafiği……..…….…..……58
Şekil 5.10. 4. FÇT için HV-sayım grafiği……...…..……..……59
Şekil 5.11. İki detektör için gecikme zamanı ayarlama düzeneği. γ ışını detektörlerinde çakışma eğrisi elde etmek için pozitronun yok olmasından ortaya çıkan iki foton kullanılır. Yüklü parçacık detektörlerinde ise en azından 1. detektörü geçmeye yetecek enerjiye sahip elektron veya farklı parçacık hüzmeleri kullanılır……..……61
Şekil 5.12. Beklenen çakışma eğrisi……....……..62
Şekil 5.13. Gecikmeye karşı sayım değerleri……..……64
Şekil 5.14. 9 nolu sintilatör için eşik değerine karşı sayım değerleri ……....66

Şekil 5.15. 8 nolu sintilatör için eşik değerine karşı sayım değerleri…….....67
Şekil 5.16. 7 nolu sintilatör için eşik değerine karşı sayım değerleri……..…...…....68
Şekil 5.17. 6 nolu sintilatör için eşik değerine karşı sayım değerleri …..……...…..69
Şekil 5.18. 5 nolu sintilatör için eşik değerine karşı sayım değerleri ……..…...…..70
Şekil 5.19. 2 nolu sintilatör için eşik değerine karşı sayım değerleri…….....……..71
Şekil 5.20. 3 nolu sintilatör için eşik değerine karşı sayım değerleri ……..…..72
Şekil 5.21. 4 nolu sintilatör için eşik değerine karşı sayım değerleri……...…...…...73

SİMGELER VE KISALTMALAR

CERN : Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi

BHÇ : Büyük Hadron Çarpıştırıcısı

LEP : Büyük Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısı

PS : Proton Siklotronu

SPS : Süper Proton Siklotron

ATLAS : Toroidal BHÇ Aygıtı

BT : Fıçı Toroid

CS : Merkezi Selonoid

ECT : Uç Kapak Toroidter

TR : Geçiş Işınımı

LAr : Sıvı Argon Kalorimetre

TileCal : Döşeme Kalorimetresi

RPC : Dirençli Düzlem Odacıkları

MDT : İzleyici Sürüklenme Tüpü

CSC : Katot Şeritli Odacıklar

TGC : İnce Boşluklu Odacıklar

PMT : Foto Çoğaltıcı

MeV : Milyon Elektron Volt

GeV : Milyar Elektron Volt

TeV : Trilyon Elektron Volt

$\mathbf{X_0}$: Radyasyon Uzunluğu

λ : Nükleer Etkileşme Uzunluğu

η : Yarı rapidite $\eta = -\ln\tan(\theta/2)$

$\mathbf{P_T}$: Dik Momentum

ϕ : $\tan\phi \equiv p_y / p_x$ olduğu azimutal açı

ΔR : Yarı rapidity ile tepe açısı arasındaki uzaklık $\Delta R = \sqrt{\Delta^2\eta + \Delta^2\phi}$

1. GİRİŞ

Evrenin sırlarını çözmek, Büyük Patlama'dan kısa süre sonra oluşan koşulları yeniden yaratarak maddenin temel yapısını anlayabilmek için 2007 yılının sonlarında protonlar, CERN (Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi)'deki BHÇ (Büyük Hadron Çarpıştırıcısı)'de çarpıştırılmaya başlayacaktır. Yerin yaklaşık 100 m altında bulunan ve çevresi 27 km olan halkada protonlar, ışık hızına erişecek şekilde hızlandırılarak kafa kafaya çarpışacaktır. BHÇ halkasında güçlü elektrik alanlarında zıt yönlerde hareket eden iki proton demetinin enerjisi her bir turda artırılacak ve önümüzdeki yıllarda 14 TeV'ye çıkacaktır. Böylece BHÇ'deki deneyler görülmüş en yüksek enerjili çarpışmaları gerçekleştirmelerinin yanı sıra yüksek enerji fiziğinin kuramsal modeli olan Standart Model (SM)'in yanıt vermede zorlandığı fizik konularını araştırma imkanı bulacaklardır. Deneylerde, maddeye kütle kazandırdığına inandığımız Higgs bozonu, Süper-ağır parçacıklar, doğadaki temel kuvvetlerin birleştirildiği kuram olan Süpersimetri ve karanlık madde bilmecesi konusunda ilginç sonuçlar ortaya çıkacaktır.

BHÇ de proton-proton çarpışmalarının yanı sıra 5.5 TeV enerjili kurşun-kurşun çarpışmaları da yapılacaktır. Bu kadar yüksek enerji yoğunluklarında nükleer maddenin özellikleri araştırılacaktır. Madde hakkında hiç umulmayan ve şaşırtıcı bazı keşifler heyecanla beklenmektedir.

ATLAS Detektöründeki (A Toroidal LHC ApparatuS) Müyon Spektrometresinin alt detektör birimlerinden biri MDT odacıklarıdır. Detektörlerin kendilerini oluşturan birimleri bir araya getirilmeden önce defalarca testten geçirilir. Bazı MDT modüllerinin testleri Selanik Üniversitesi laboratuarında bulunan bir Hodoskop Sistemi ile yapılmaktadır. Hodoskop Sistemi kozmik müyonları tetiklemek için kullanılan sintilatör, FÇT (Foto Çoğaltıcı Tüp), Ayrıştırıcı, Zamanlayıcı, VEYA Devresi, Sayaç, Çakıştırıcı ve osiloskoptan oluşmuştur. Bu tez çalışmasında FÇT'ler için HV (yüksek voltaj) taraması, analog olarak gelen kozmik ışın sinyallerini sayısal sinyallere dönüştüren Ayrıştırıcı için voltaj eşik taraması, alt ve üst sintilatörlerden gelen sinyallerin gecikme zaman taraması yapıldı.

Genel bir fikir vermesi bakımından tezin önceki çalışmalar bölümünde parçacık hızlandırıcıları, BHÇ ve ATLAS detektörü derlendi Müyon Spektrometresi ve alt detektör birimleri tezin materyal ve metot kısmında tartışıldı. Araştırma ve bulgular bölümünde MDT Modülleri için deney düzeneği ve Hodoskop Sisteminin yapısı hakkındaki bilgi verildi. Hodoskop Sistemi kullanılarak alınan ölçümler ve sonuçları tezin sonuç ve öneriler kısmında tartışıldı.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

2.1. Parçacık Hızlandırıcıları

20. yüz yılda parçacık fiziği konusunda yapılan deneyler doğanın yapısını anlamayı önemli ölçüde kolaylaştırdı. İnsanoğlu bütün tarihi boyunca kafasını kurcalayan evren, doğa ve madde konularındaki sorulara yanıt bulmaya çalıştı. Maddenin yapısını anlayabilmek için onu en ufak parçalarına ayırtmak gerektiğini keşfetti. Maddenin içinde ne olduğu sorusunun yanıtını ararken mekanik olarak cismin bir başka cisimle çarpışması gerektiğini fark etti. Daha küçük parçalarına ayırmak için ise cisimler daha yüksek hızlara çıkarılmalıydı. Deneysel yüksek enerji fiziğinde kullanılan parçacık hızlandırıcıları, parçacıkları birbirleri ile çarpıştırmadan önce hızlarını ışık hızına kadar çıkarır. Bu çarpışmalarla ortaya çıkan çok yüksek enerji yoğunlukları büyük patlamadan hemen sonraki evrelere benzer. Parçacıkların hızlandırılması ve çarpıştırılması ile evrenin yapısı, maddenin temel yapı taşları, doğadaki temel kuvvetler ve aralarındaki ilişkiler dışında parçacık dünyasının gizemini anlamak kolaylaşır.

İki çeşit hızlandırıcı vardır. Bunlardan biri yüklü parçacıkların doğru boyunca bir uçtan girip diğer uçtan çıkarak hızlandıkları **doğrusal hızlandırıcılar** (LINAC), diğeri bir halka veya daire üzerinde kaldıkları **dairesel hızlandırıcılar.** Doğrusal hızlandırıcıda parçacıklar, bir elektrik alanı içinden geçirilerek birbiri ardı sıra dizilen sürüklenme tüplerinin birinden diğerine doğru geçer. Parçacık her bir sürüklenme tüpünden geçtiğinde enerjisini artırır. Parçacıkları yavaşlatmamak için sürüklenme tüpleri arasına değişken (dalgalı) elektrik alanı uygulanır. Doğrusal hızlandırıcılarda dairesel hızlandırıcılara göre daha kolay bir mühendislik, daha temiz ve kolayca seçilebilen çarpışma ürünleri olan elektron (veya pozitron)'lar kullanılır. Proton gibi çekirdek parçacıkları ya da iyonlaştırılmış çekirdekler ise daha şiddetli çarpışmalar sağlamakla birlikte bunların çarpışmaları sonucu ortaya çıkan parçacıklardan ilginç olanların ayıklanması son derece zor bir iştir. Fizikçiler ihtiyaçları olan çok yüksek enerjilere ulaşmak için çok uzun doğrusal hızlandırıcılara ihtiyaç duyacakları için bunların yerine dairesel hızlandırıcıları kullanmayı tercih ediyor. Elektronlar temiz

ürün sunmalarına karşılık ivmelendirildiklerinde ya da doğrusal yoldan saptıklarında senkrotron radyasyonu denen doğal bir süreçle enerjilerinin önemli kısmını kaybeder. Bunun için dairesel hızlandırıcılarda genellikle hadronlar tercih edilir. Hadron çarpıştırıcılarında doğrusal hızlandırıcılar parçacıklara başlangıç hızı veren bir enjektör pompası olarak kullanılır. Dairesel hızlandırıcılarda parçacıklar bir daire içinde her bir turda enerjilerini artırarak hızlanır. Parçacıklar RF (radyo frekansı) kovuğu içindeki elektrik alanı ile hızlandırılırken çok güçlü mıknatıslar parçacıkların daire içinde kalmalarını sağlar. Bugün dünyadaki en büyük dairesel hızlandırıcı CERN'de bulunan BHÇ'dir.

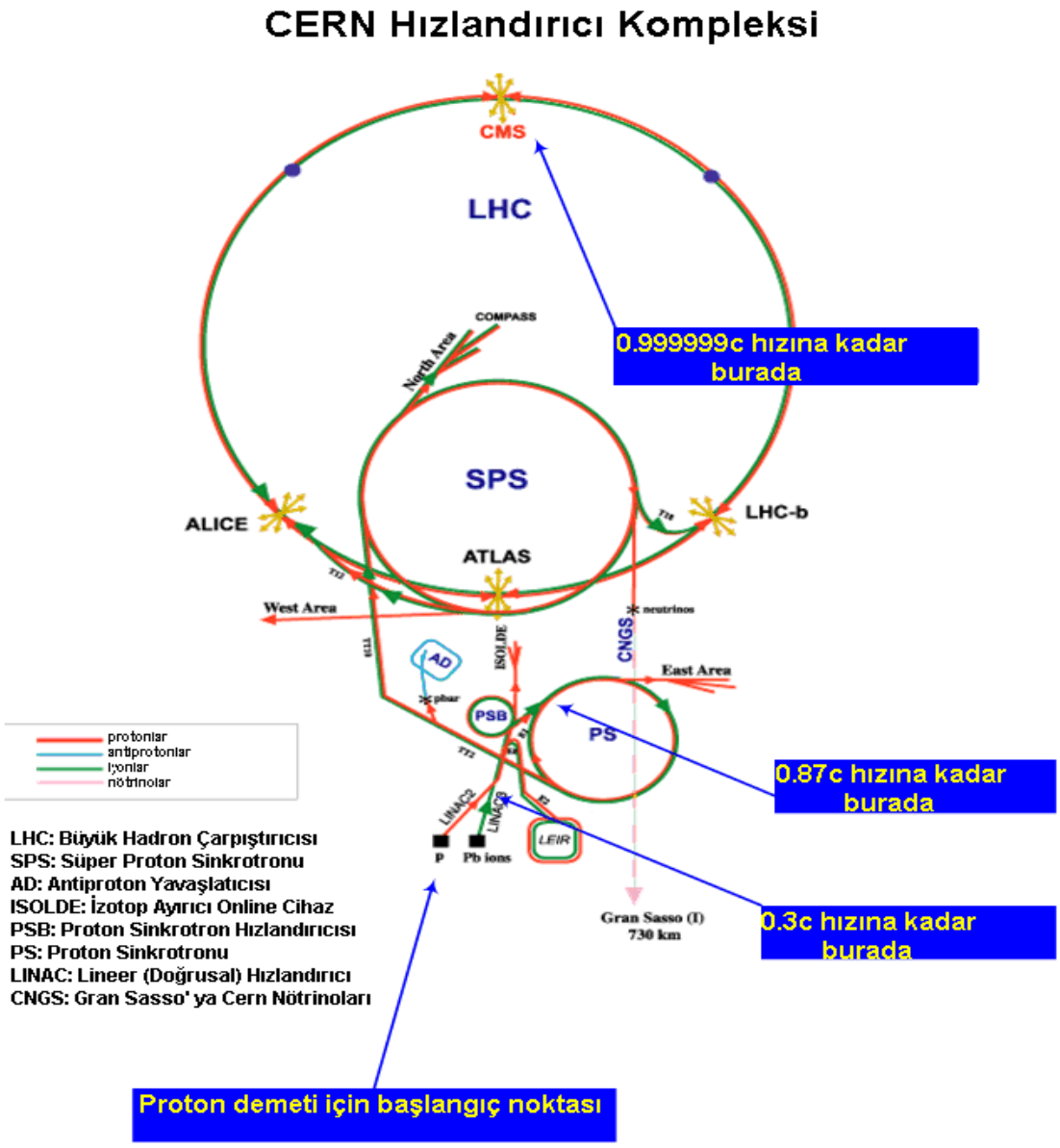
Hızlandırıcılar iki tip çarpışma sağlamak üzere düzenlenebilir. Bunlardan birincisi iki parçacık hüzmesinin birbiri içinden geçerek bir noktada çarpışması diğeri bir parçacık hüzmesinin sabit bir hedef üzerine gönderilmesidir. .

2.2. BHÇ (Büyük Hadron Çarpıştırıcısı)

BHÇ, CERN'de daha önce var olan LEP (Büyük Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısı) tünelinde yeni bir parçacık çarpıştırıcısı olarak inşa edildi. Bu hızlandırıcıda parçacıklar önce doğrusal hızlandırıcılarla PS (Proton Siklotronu)'e pompalanır. Daha sonra çevresi 6 km olan SPS (Süper Proton Siklotron)'e ve oradan da çevresi 27 km olan BHÇ halkasına ulaşır.

BHÇ halkasında süper iletken mıknatıslar vardır, bunlar LEP'ten 10 kat daha yüksek enerjili proton-proton çarpışması sağlar. BHÇ'de hem protonlar hem de ağır iyonlar çarpıştırılacaktır. Her biri 7 TeV kütle merkezi enerjisine sahip olan iki proton hüzmesi (pp) birbirlerine göre zıt yönde gelip kafa kafaya çarpışacak. Bu enerjiye sahip protonların hızı Einstein'in görecelik teorisine göre ulaşılacak olan ışık hızı mertebesinde olacaktır. Buna göre her proton'un 27 km'lik tüneli saniyede 11.000 defadan fazla dolaşacağı düşünülmektedir. Birbirine göre zıt yönde olan her bir demette 10^{11} proton ve toplam çarpışma sayısı olan ışıklılık 10^{34} cm^2s^{-1} ve parçacık demetlerinin her biri 362 megajoul enerjiye sahip olacaktır. Bu kadar yüksek enerjili çarpışmalar evrenin büyük patlamadan sonraki evrelerinin oluşum süreci hakkında bilgi verecektir. pp çarpışmalarının yanı sıra BHÇ de 5.5 TeV'lik

kurşun kurşun da çarpıştırılacaktır. Böylece kuark-gluon plazması denilen hapisten kurtulmuş hadronik maddenin yeni formu incelenecektir. Bunun için BHÇ'deki deney sonuçlarının parçacık fiziğini yeni bir keşif çağına taşıması heyecanla beklenmektedir.



Şekil 2.1. BHÇ halkası (http://lhc-machine-outreach.web.cern.ch/lhc-machine-outreach/images/complex/Cern-complex.gif=)

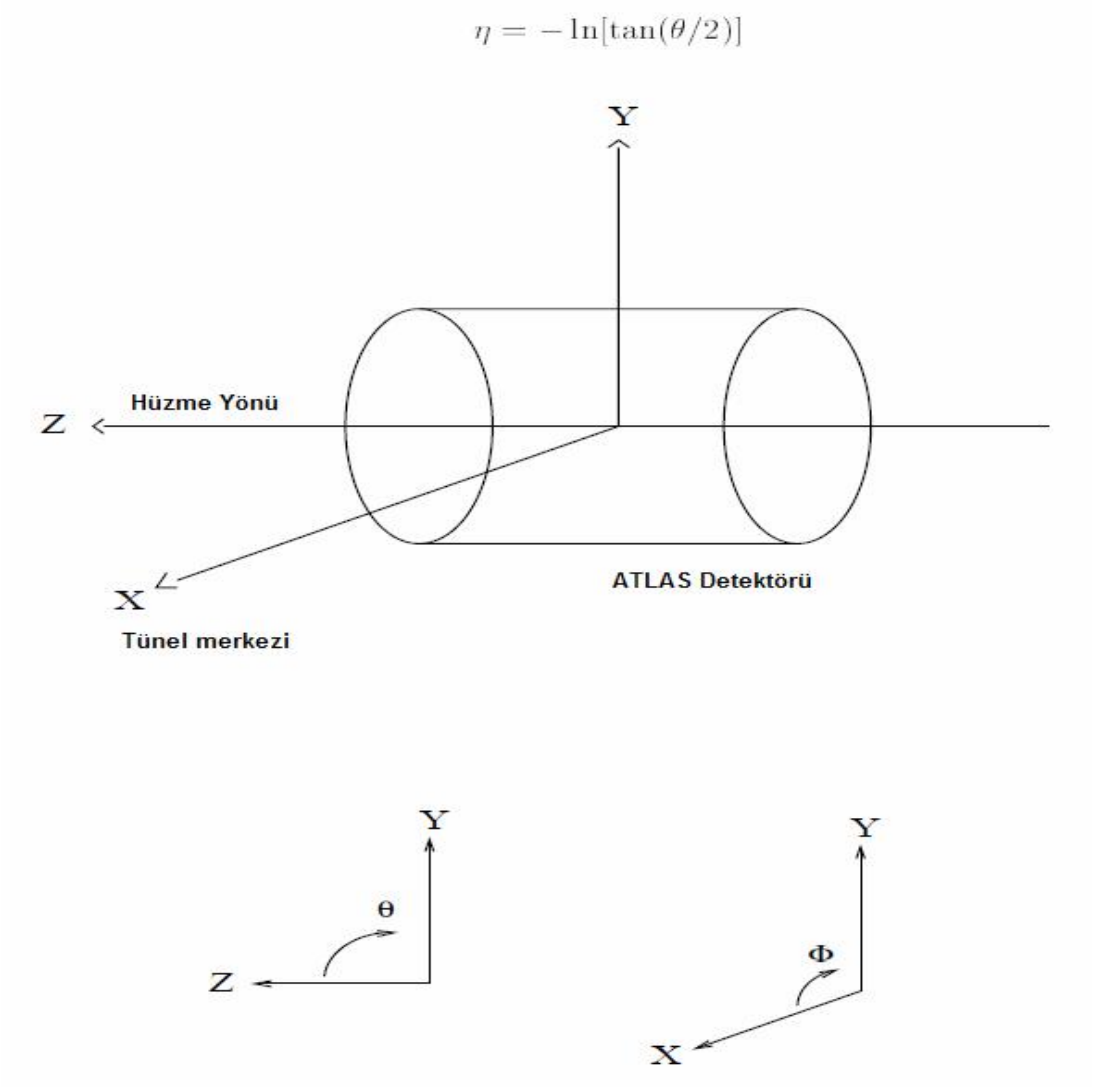
2.3. ATLAS Deneyi

Parçacık demetleri doğrusal veya dairesel tüneller içinde çok güçlü mıknatıslarla hızlandırılıp hızları ışık hızına yakın hızlara eriştikten sonra parçacık detektörlerine gönderilir. BHÇ'de dört büyük detektör (CMS-Compact Muon Solenoid, ATLAS-A Toroidal LHC ApparatuS, ALICE-A Large Ion Collider Experiment ve LHCb) vardır. Bunlar ilginç fizik konularını yakalayabilmek için teknolojiyi zorlayan detektörlerdir. Her deneyin fiziksel amacı farklıdır. CMS ve ATLAS ortak amaçlı iki deney olup elektro-zayıf simetri kırınımının ve kütlenin kaynağını keşfetmek ayrıca Standart Model ötesindeki yeni fiziği araştırmak üzere tasarlanmıştır. ALICE çok yüksek enerji yoğunluklarında ortaya çıkması beklenen kuark-gluon plazmasının yapısını araştıracaktır. LHCb deneyi ise B mezon sektöründe CP (yük eşlenikliği-parite) kırınım etkilerine bakacaktır.

Yüksekliği 25 m ve uzunluğu 45 m olan ATLAS, parçacık fiziği deneylerinde şimdiye kadar tasarlanmış olan en büyük ve en ayrıntılı detektör sistemlerinden biridir (http://atlas.ch/atlas_brochures_pdf/atlas_tech_full.pdf). ATLAS' da 34 farklı ülke ve 150'den fazla laboratuar ile enstitüden katılan 2000'e yakın bilim insanı çalışmaktadır.. ATLAS, ayrıntılarını daha sonra tartışacağımız alt detektör birimlerini kullanarak aşağıdaki özelliklere sahip olacaktır.

- Dik enerji kaybı E_T^{miss}'yi ve jetleri hassas olarak ölçmeyi sağlayan hadronik kalorimetre tarafından tamamen kuşatılan çok iyi bir elektromanyetik kalorimetre aracılığıyla elektron ve fotonları tanımlama,
- Sadece dış müon spektrometresini kullanarak müonların momentum ölçümlerini yüksek ışıklılıkta kesin olarak ölçebilme,
- Yüksek ışıklılıkta yüksek-P_T (dik momentum)'li lepton-momentum ölçümlerini yapabilen elektron, foton, τ (tau)-lepton ve ağır çeşnileri tanımlayan verimli bir izleyici ve düşük ışıklılıkta ise tüm olayları yeniden yapılandırma kapasitesi,

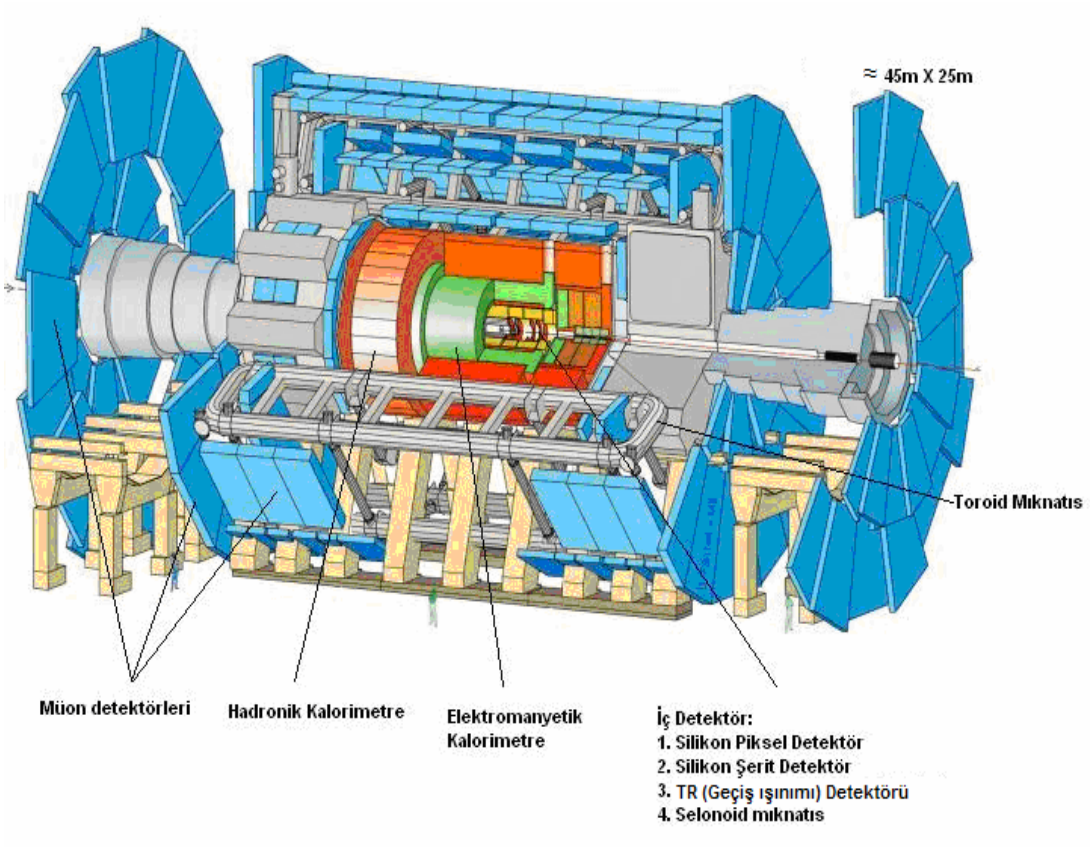
- Her yeri tamamen kaplayan ϕ azimutal açı ile yarı-rapiditenin iyi bir uyumu. (Şekil 2-2 de görüldüğü gibi parçacıklar detektöre z ekseni doğrultusunda gelir. Azimüthal açı hüzme ekseni etrafındaki açı olmakla birlikte yarı-rapidite θ polar açısına bağlıdır. θ , z-ekseninden ölçülen açıdır).
- Parçacıkların küçük P_T eşiklerinde tetiklenmesini ve ölçülmesini sağlama.



Şekil 2.2 ATLAS detektörünün koordinat sistemi (Çetin, 1998)

ATLAS detektörü soğan kabuğu yapısında olup İç Detektör, Kalorimetre ve Müyon Spektrometresi olmak üzere üç temel detektörden oluşur(Şekil 2.3). En içte bulunan İç Detektör çarpışma noktasından uzaklaşan elektrik yüklü parçacıkların izini kaydeder. Çok güçlü manyetik alan parçacıkların yörüngelerinin bükülmesine

neden olur. Parçacık izlerinin eğriliği her bir parçacığın momentumunu ve elektrik yükünü belirler. İç detektörü saran Kalorimetre çarpışmalarda üretilen yüklü ve yüksüz parçacıkların enerjilerini soğurur ve ölçer. Kalorimetrenin her birimine bırakılan enerji elektrik sinyallerine dönüştürülür. Bu sinyaller de veri toplama elektronikleri ile okuma çıkışı olarak kaydedilir. En dışta ise müyonları tanımlayan ve enerjilerini ölçen müyon spektrometresi bulunur. Müyonlar elektronlara benzemekle birlikte onlardan daha ağırdır ve bütün kalorimetre boyunca soğurulmadan geçen parçacıklardır. Müyon detektörleri ikinci güçlü bir mıknatısın büktüğü müyonların yörüngelerini ölçer ve onların momentumlarını çok büyük bir hassasiyetle belirler (http://atlas.ch/atlas_brochures_pdf/atlas_tech_full.pdf).



Şekil 2.3. ATLAS detektörü(http://www.fys.uio.no/epf/atlas/NYatlasF/Bilder/detpic 40b.jpg)

2.4. ATLAS Detektörünün Alt Birimleri

2.4.1. Mıknatıs

ATLAS mıknatısı üç kısımdan oluşur:

1. İç detektörü saran merkezi selonoid (CS),
2. Hadronik kalorimetrenin silindirik fıçısını tamamen saran, birbirinden bağımsız sekiz tane kangal yapılı büyük süper iletken hava-özlü toroid (BT),
3. BT'nin iki ucunu kapatan toroidler (ECT).



Şekil.2.4. ATLAS Mıknatısı: (sol) CS Sistemi, (sağ) BT Sistemi http://atlasexperiment.org/magnet.html

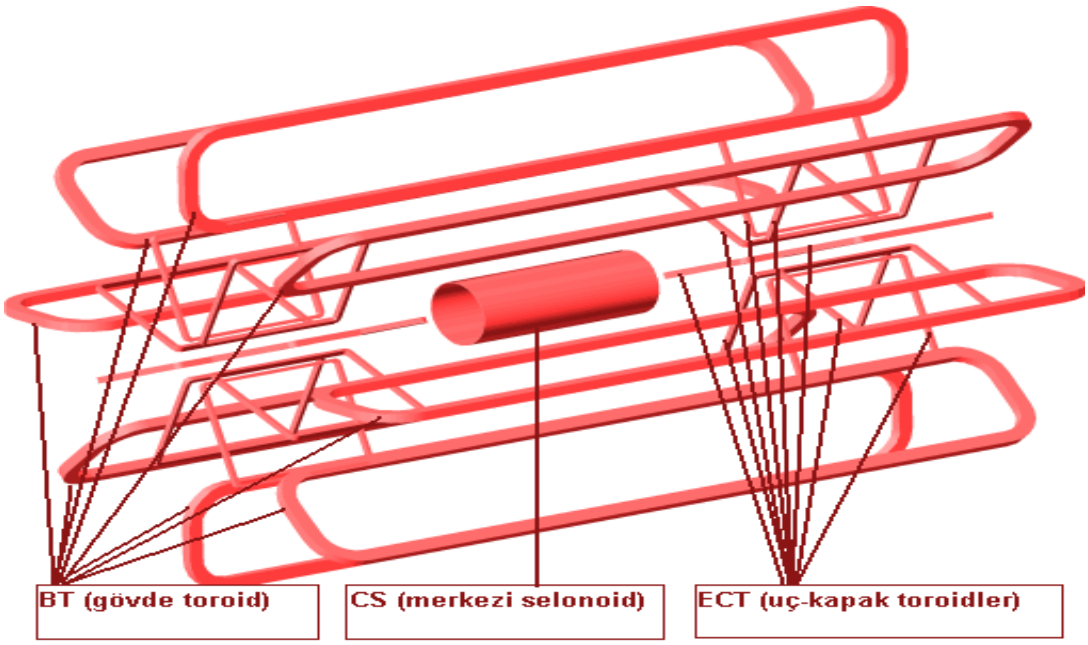
Şekil 2.4'de mıknatısın CS, BT sistemi ve Çizelge 2.1'de mıknatısın temel özellikleri verildi. CS'in süper iletkenleri üzerinde oluşacak en yüksek manyetik alan 2.6 T dır. Bu alan yüklü parçacıkların momentumlarını ölçmek için önemlidir. BT ve ECT'nin süper iletkenleri üzerinde sırasıyla 3.9 ve 4.1 T'lık manyetik alan oluşur. BT 0 ile 1.3 yarı rapidite aralığında 2'den 6 Tm ye kadar, ECT ise 1.6 ve 2.7 yarı rapidite aralığında 4 ile 8 Tm ye kadar bükme gücüne sahiptir (http://atlasexperiment.org/detector.html). BT hava-özlü büyük bir toroiddir. Bu toroid ATLAS'ın müyon odacıkları için gerekli olan manyetik alanı sağlar. Sıcak yapı olarak ta bilinen BT sekiz adet sarmal bobinden oluşur. Bobinler alüminyum alaşımlı kasalarla desteklenmiştir (ATLASTDR,1999). Sekiz süper iletken bobin hüzme ekseni etrafına simetrik olarak yerleştirilmiştir. BT güçlü manyetik kuvvetlere

ve yaklaşık 1400 ton'a kadar dayanıklıdır. Bu yapı gerçekte sadece bobinleri bir arada tutmakla kalmayıp müyon detektörüne geçişi de sağlar (Sun ve ark,2006).

ECT güçlü manyetik alan oluşturan bir süper iletkendir. Her bir ECT sekiz bobinden oluşur ve yaklaşık 10 m yarıçaplı bir cryostat (düşük sıcaklık termostatı) kabı içerisine tek bir soğuk kütle gibi yerleştirilmiştir. Bobinler yaklaşık 4 K sıvı helyum sıcaklığında tutulmak zorundadır. Bobinlerin üzerinde çok büyük kuvvet olacağından bunlar dayanıklı destekler üzerine yerleştirilmiştir. 4 K de çalışan bütün bobin ve desteklere soğuk kütle denir. (Elwyn, 2004). ATLAS mıknatısı Şekil 2.5'de verilmiştir.

Çizelge 2.1. ATLAS Mıknatıs sisteminin parametreleri (ATLASTDR,1999)

	Özellik	**Birim**	**Fıçı Toroid**	**Uç-Kapak Toroidler**	**Merkezi Selonoid**
Tüm yönler					
	İç Yarıçap	m	9.4	1.65	2.46
	Dış Yarıçap	m	20.1	10.7	2.63
	Eksensel Uzunluk	m	25.3	5	5.3
	Bobin Sayısı	-	8s	2x8	1
Ağırlık					
	İletken	Ton	118	2x20.5	3.8
	Soğuk Kütle	Ton	370	2x160	5.4
	Toplam Montaj	Ton	830	2x239	5.7
Bobinler					
	Sarım	-	120	116	1173
	Çalışma Akımı	kA	20.5	20.5	8.4
	Depolanan Enerji	MJ	1080	2x250	39
	Pik Alanı	T	3.9	4.1	2.6



Şekil 2.5. ATLAS mıknatısı (http://atlas-magnet.web.cern.ch/atlas-magnet)

2.4.2. İç Detektör

BHÇ' de parçacık hüzmeleri her 25 nano saniyede bir çarpıştırılacaktır. Çarpışma sonucu oluşan milyarlarca yüklü parçacık birbirlerinden ayırt edilip izleri belirlenecektir. Parçacık izlerini bulmak için çarpışma noktası yakınlarında eş merkezli silindirik katmanlardan oluşan yüksek duyarlılıklı iz detektörleri kullanılacaktır. Detektör içinde çarpışan hüzmeler saniyede 1 mm^2 ye 100.000 parçacık düşen radyasyon yoğunlukları oluşturur. Bu nedenden dolayı iç detektörün her bir alt biriminin radyasyona karşı dayanıklı olması ve her bir parçacığın izini büyük bir hassaslıkla belirlemesi son derece önemlidir.
(http://atlas.ch/atlas_brochures_pdf/atlas_tech_full.pdf).

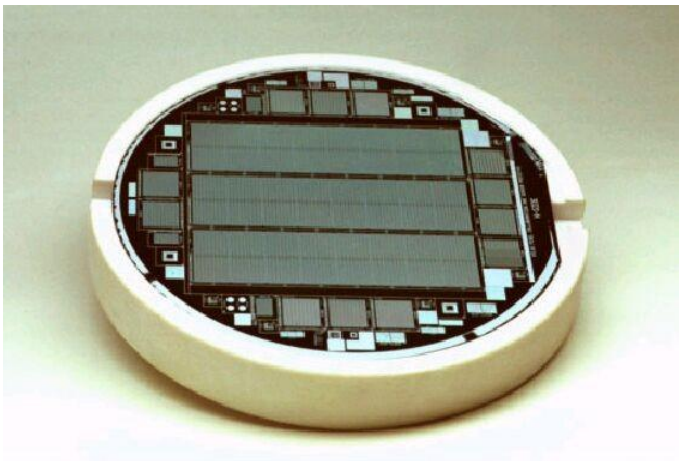
Gerçekte İç Detektör yüklü parçacıkların yörüngelerini belirlemek üzere çarpışma noktasının etrafını çevreleyen bir sensörler (algılayıcı) topluluğudur. Bu yüklü parçacıklar silindirik süper iletken bobinin oluşturduğu güçlü manyetik alan tarafından saptırılır. Sensörler parçacığın yörüngesini etkilemeyecek kadar incedir.

İç detektör CS tarafından sağlanan 2 T' lık selonoidal manyetik alan içine yerleştirilen uzunluğu 7 m ve yarıçapı 1.15 m olan bir silindirdir. Etkileşme noktasına en yakın olan iç detektör $0.7 < |\eta| < 2.5$ yarı rapidite aralığında bulunur. Piksel, Silikon Şerit ve Geçiş Işınımı (TR) olmak üzere üç alt detektör biriminden oluşur. Piksel ve Şerit detektörler yüksek çözünürlükle parçacıkları tanımlayıp, momentum ve verteks (etkileşme köşe)'leri ölçer. İç detektörün dış kısmında geçiş ışınımını sağlayan TR'lar çok ince tüplerin bir araya gelmesinden oluşur. İç detektör Elektromanyetik Kalorimetre ile çevrelemiştir (Çetin,1998).

2.4.2.1. Silikon Piksel ve Şerit Detektör

Yüksek hassaslık ve verime sahip detektörler parçacıkların izini belirlemek için etkileşme noktasına yakın olmalıdır. İç detektörün etkileşme noktasına en yakın sensörleri parçacıkların pozisyonunu 0,01 mm lik bir hassaslıkla saptayan yarı iletken aygıtlardır.

En iç detektör birimi büyük silikon çipler üzerine matris şeklinde yerleştirilmiş olan 140 milyon ince dikdörtgen pikseldir (Şekil 2.6).

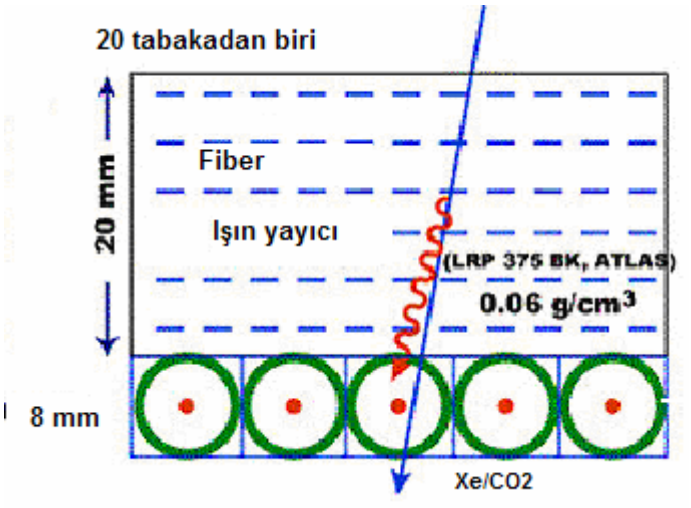


Şekil 2.6. Bir piksel modül prototipi
(http://atlas.web.cern.ch/Atlas/SUB_DETECTORS/DetStatus/innerdetector/pixel/sensor.jpg)

Etkileşme noktasından uzaklaştıkça izlerin yoğunluğu azalır. Milyonlarca dar şeridin bir araya gelmesinden oluşan birkaç silikon detektör tabakası geçen parçacıkların izlerini iki basamaklı mikron mertebesinde ölçer. Piksel detektör veya şerit detektörden yüklü bir parçacık geçtiği zaman bir sinyal oluşur. Bu sinyaller kullanılarak parçacığın izi belirlenir.

2.4.2.2. TR Detektör

Çarpışma noktasının biraz daha uzağına içi gazla dolu olan binlerce çok ince tüp yerleştirilmiştir. Bu tüplerin merkezinde yüksek voltaj sağlayan teller bulunur. Yüklü parçacık tüp içinden geçerken gazı iyonlaştırarak elektrik sinyali üretir. Sinyal zamanı parçacık pozisyonlarının ölçülmesini sağlar. Tüplerin yarıçapı 4 mm olmasına rağmen doğru sinyal zamanları ile parçacık pozisyonları 0,15 mm ye kadar hassaslıkla ölçülür. Tüpler arasına gömülen özel malzemeler tüp içinden geçen elektronların x-ışını üretmesini sağlar. Bu özel malzeme ile çarpışmalarda oluşan piyonlar elektronlardan ayırt edilebilir. Bir TR detektörü Şekil 2.7'de gösterilmiştir.



Şekil.2.7. TR Detektörü (Arık,2005)

Parçacıkların geçtiği ortamın dielektrik sabiti değişirse bu parçacıklar ışınım yayarak bir miktar enerji kaybeder. Yayınlanan fotonların dalga boyu x-ışını

mertebesindedir. Elektronların ışınım yayma olasılıkları piyonlara göre çok daha fazladır. Bu nedenle TR özellikle elektronları diğer parçacıklardan (piyonlardan) ayırt etmek için kullanılır.

2.4.3. Kalorimetre

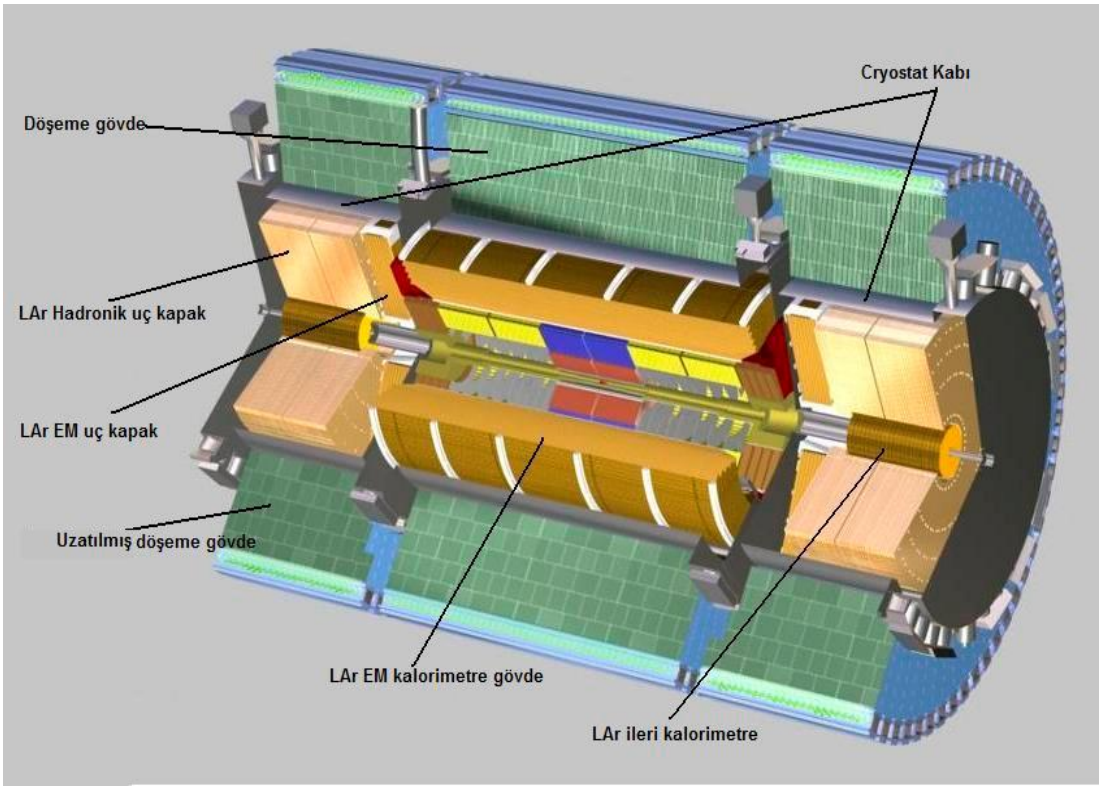
İç detektörü çevreleyen kalorimetre, çarpışma noktasından saçılan parçacıkları (özellikle de yüklü parçacıklar) durdurarak onların bıraktıkları enerjiyi ölçer. Enerji aktif ortamda atomların uyarılmasına veya iyonlaşmasına neden olur. Aktif ortam detektörü oluşturan malzeme bloğunun kendisi olabilir, bu tür kalorimetrelere tamamen aktif (homojen-türdeş) kalorimetreler denir. Bazı kalorimetrelerde aktif plakaların arasında soğurucu malzemeler bulunur. Bu kalorimetrelere de örnekleme kalorimetreler olarak bilinir. Genellikle bir kalorimetrenin soğurucu plakaları arasında ince katmanlardan oluşan sıvı argon veya sintilatör plastikler bulunur. Böyle bir örnekleme kalorimetre parçacık duşlarının enerjisi ile orantılı sinyaller üretir. Kalorimetreler genel olarak gelen parçacıkların enerjilerini soğuran ve çok daha düşük enerjili parçacık duşlarının oluşmasını sağlayan detektör birimleridir.

ATLAS kalorimetresi yarı rapidite aralığı $|\eta| < 3.2$ olan Elektromanyetik, $|\eta| < 1.7$ olan Hadronik, $1.5 < |\eta| < 3.2$ ile verilen Uç-Kapak Kalorimetreleri ve $3.1 < |\eta| < 4.9$ bölgesini kapsayan İleri Kalorimetreden oluşur.

Elektromanyetik kalorimetre akordiyon geometrili bir sıvı-argon (LAr) detektördür. $|\eta| < 1.8$ yarı rapidite değerinin üzerinde bu detektör soğuk cryostat duvarının hemen arkasına yerleştirilen ve madde içinde kaybolan enerjiyi ölçmek için kullanılan bir ön örnekleme detektörü gibidir.

ATLAS Hadronik Döşeme kalorimetresi (TileCal) biri merkezi diğer ikisi genişletilmiş fıçı olmak üzere üç bölümden oluşur. TileCal telafili olmayan bir örnekleme kalorimetredir. Birleştirilmiş elektromanyetik-hadronik kalorimetrelerde aynı enerji ile gelen elektromanyetik ve hadronik parçacık sinyalleri arasındaki oran (e/h) bir değerine yakınsa bunlara telafili, bir değerinden farklı ise telafili olmayan

kalorimetreler denir (Wigmans, 1991). ATLAS'ın telafili olmayan örnekleme kalorimetresi çelik soğurucular içine gömülen plastik sintilatörlerden oluşur. ATLAS kalorimetreleri Şekil 2.8'de görülmektedir.



Şekil.2.8. ATLAS Kalorimetresi http://atlasexperiment.org/atlas_photos/liqargcal/liqargcal_barrel/B_wotext.jpg

TileCal'ın uç kapakları elektromanyetik kalorimetrenin uç kapakları ile aynı cryostat kabını paylaşır. Bu cryostat'lar aynı zamanda $|\eta| = 4.9$ yarı rapidite değerine kadar uzanan ileri kalorimetrelere de ev sahipliği yapar. (ATLASTDR,1999).

2.4.3.1. Elektromanyetik Kalorimetre

Elektromanyetik kalorimetre elektron, pozitron ve foton gibi elektromanyetik etkileşme yapan parçacıkların enerjilerini soğuran detektörlerdir. Gelen yüksek enerjili elektron ve fotonlar kalorimetrenin atomları ile etkileşerek enerjilerini daha

düşük enerjili elektron, pozitron ve fotonlardan oluşan elektromanyetik duşlarla kaybeder. Elektromanyetik etkileşen parçacıklar enerjilerini iyonlaşma, bremsstrahlung (frenleme ışınımı), çift oluşum, çift yok olma, Compton, fotoelektrik etki gibi aşağıda tartışacağımız fiziksel süreçlerle kaybeder. Kaybolan enerjiler elektrik sinyalleri olarak kaydedilir ve bu sinyaller parçacıkların başlangıçtaki enerjileriyle orantılıdır.

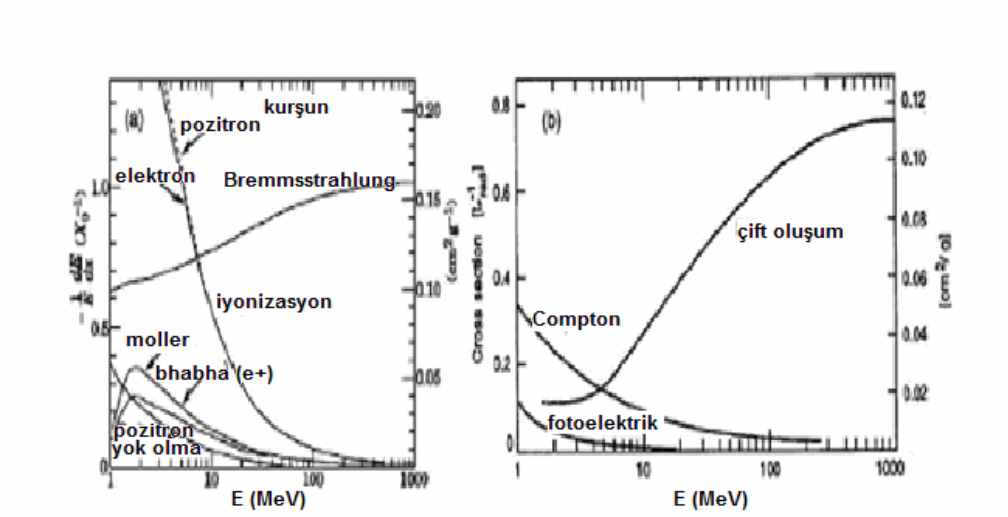
2.4.3.1.1) Yüklü Parçacıklar

Elektron ve pozitron gibi yüklü parçacıkların enerji kaybı mekanizmalarından bazıları aşağıdadır (Wigmans,2000):

- Eğer yüklü parçacık atom çekirdeğinin Coulomb alanından bir elektron koparmaya yetecek enerjiye sahipse ortamı iyonize edebilir. Daha yüksek enerjilerde ise çok daha fazla enerjik olan knock-on elektronları (delta ışınları) üretilir. Delta ışınları bazen ikincil iyonizasyonu oluşturan parçacıklar olarak da bilinir.
- Atom veya moleküller uyarılabilir ve yarı kararlı bir durumda kalabilir.
- Yüklü parçacıklar bir ortamda ışıktan çok daha hızlı hareket ediyorsa Çerenkov ışınımı yayabilir.
- Yüklü parçacık elektromanyetik alanla etkileştiğinde bremsstrahlung yaparak foton yayar. Bu proses yüksek enerjilerde ortaya çıkar.
- Olasılığı az da olsa yüksek enerjilerde nükleer reaksiyonlar oluşabilir.

Yüklü parçacıkların toplam enerji kaybı yukarıda bahsedilen proseslerin bir karışımıdır. Bu prosesler parçacığın enerjisine, kütlesine ve kalorimetrenin yapıldığı malzemenin atom numarasına bağlıdır. Kurşun içindeki elektronların birim radyasyon uzunluğu başına kaybettikleri ortalama enerji Şekil 2.9'da verilmiştir. Genellikle 10 MeV'un altındaki enerjilerde elektronlar atom veya moleküllerle çarpışarak enerjilerini kaybeder. Bu çarpışmalar esnasında atom veya molekülleri iyonize eder veya uyarırlar. 10 MeV'un üstündeki elektronlar ise enerjilerini

bremsstrahlung ile kaybeder. Bu proseste elektronlar madde içinden geçerken atomların Coulomb alanı ile etkileşir ve foton yayınlar. Yayınlanan fotonların spektrumu 1/E gibi bir davranış gösterir yani ortaya çıkan çoğu fotonların enerjisi azdır ama bazılarının enerjisi onu oluşturan parçacığın enerjisine eşit olabilir.



Şekil 2.9. a) Enerjinin fonksiyonu olarak kurşun içinde, radyasyon uzunluğu başına elektron ve pozitronların kayıp enerji kesri (PDG,2002) b) Enerjinin fonksiyonu olarak kurşun içindeki foton etkileşme tesir kesiti (Fabjan,1987)

2.4.3.1.2) Fotonlar

Fotonlar elektron ve pozitrondan farklı etkileşir. Yüksüz olup elektromanyetik etkileşmenin kuvvet taşıyıcı parçacıklarıdır. Bundan dolayı da elektromanyetik duşlarda önemli rol oynarlar. Fotonların madde ile etkileştiği birkaç proses vardır. Prosesler ve bunların hangi enerji bölgelerinde baskın oldukları Şekil 2.9.b'de gösterilmiştir.

Fotoelektrik etki: Bu proseste atom bir foton soğurur ve bir elektron yayınlar. Uyarılmış bir atom x-ışını veya Auger elektronları yayarak taban durumuna geçer. Bu prosesin düşük enerjilerde olma olasılığı yüksektir. Fotoelektrik tesir kesiti elektronların sayısına bağlıdır. Daha yüksek enerjilerde tesir kesiti E^{-3} ile değişir.

Rayleigh (koherent) Saçılması: Bu proseste foton bir atom çekirdeği tarafından saptırılır fakat enerjisini kaybetmez. Bundan dolayı enerji kaybına doğrudan bir katkısı yoktur. Bu proses düşük enerjilerde baskındır.

Compton Saçılması: Bir fotonun atomik elektron tarafından saçılması esnasında oluşur ve enerji yeterli ise atoma bağlı olan elektron serbest duruma geçer. Büyük atom numarasına sahip soğurucu malzemeler dışında bu proses birkaç yüz keV' ile 5 MeV enerji aralığında ortaya çıkar. Compton saçılma tesir kesiti maddenin atom numarası Z ile orantılı olup enerjinin artması ($\approx 1/E$ değeri) ile azalır. Bundan dolayı belirli bir eşik enerji değerinin üstünde Compton saçılmasının olma olasılığı fotoelektrik etkiye göre (E^{-3}) fazladır.

Çift Oluşum: Eğer fotonun enerjisi elektronun durgun enerjisinin iki katıysa, foton yüklü parçacık alanı içinde bir elektron-pozitron çifti oluşturabilir. Bu proses %99 olasılıkla nükleer elektromanyetik alanlar tarafından oluşur. Çift oluşumu (e^-e^+) atomik elektronların alanı içinde sadece düşük Z'li malzemeler ve yüksek enerjili fotonlar tarafından oluşur. Oluşan e^- ve e^+ kendi yolları boyunca bremsstrahlung ve iyonizasyon yapar. Sonuçta elektron bir iyon tarafından soğurulur ve pozitron bir elektron ile birleşip yok olur. Eğer pozitron durgun olsaydı her birinin enerjisi 511 keV olan iki foton oluşurdu. Çift oluşumunun tesir kesiti enerji ile artar ve çok yüksek enerjilerde (> 1 GeV) bir platoya ulaşır.

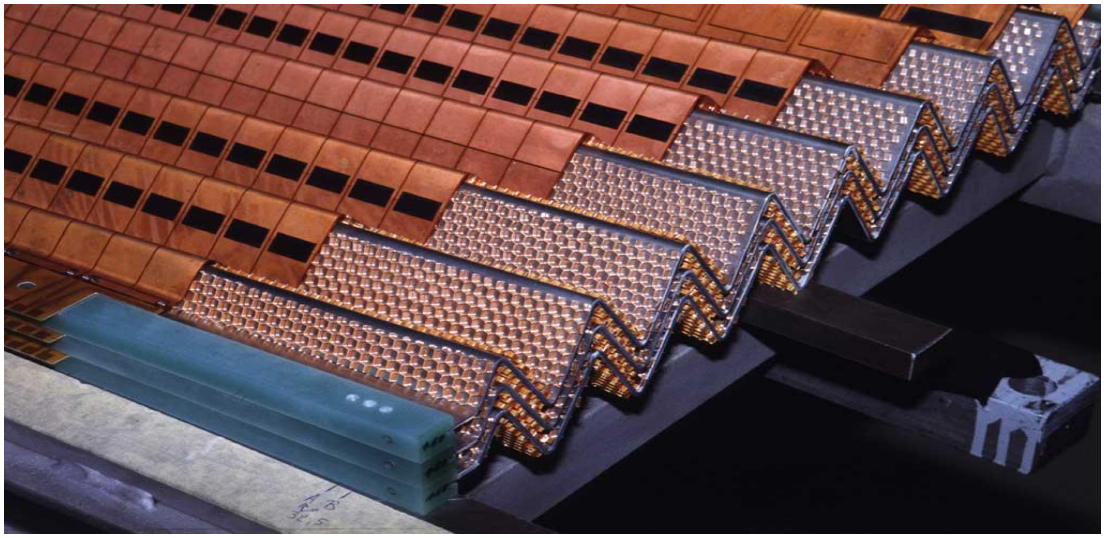
Fotonükleer Reaksiyonlar: Bu prosesler 5 ile 20 MeV enerji aralığında baskındır (Schlager,2006).

Yukarıda tartıştığımız prosesler fotonun enerjisine ve maddenin elektron yoğunluğuna (~Z) bağlıdır. Şekil 2.9'da görüldüğü gibi düşük enerjilerde Compton saçılması ve fotoelektrik olay, ara enerji bölgelerinde Comptan saçılması ve yüksek enerjilerde çift oluşumu baskındır.

Şimdi ATLAS Elektromanyetik Sıvı Argon Örnekleme Kalorimetresi (LAr)'nin bazı özelliklerini tartışalım.

LAr çelik kaplı kurşun plakalar arasına yerleştirilen ince sıvı argon tabakalardan oluşur (Şekil 2.10). Kurşun aktif madde, sıvı argon ise sintilasyon için kullanılır. Argonun sıvı halde olması için kalorimetre yaklaşık -180º C de

tutulmalıdır. LAr bir adet silindirik fıçı ($|\eta| < 1.4575$) ve iki adet uç kapak ($1.375 < |\eta| < 3.2$) dan oluşur. Yüksek tanecikli ve akordeon şeklindeki Kapton elektrotlarından yapılmıştır. Akordeon yapı detektörün sızdırmasını önler ve detektör içinde sabit boşluklar sağlar. Sinyal ve yüksek potansiyel kabloları detektörün ön ve arkasına yerleştirilmiştir yani detektörün iç kısmında kablo yoktur (Schlager,2006).



Şekil.2.10. Elektromanyetik kalorimetreden bir kesit (http://atlasexperiment.org/atlas_photos/liqargcal/liqargcal_general/9308048_09_general.jpg)

Detektörün iki uç kapağı ortak eksenli iki tekerlekten, fıçı kısmı ise $z = 0$ da küçük bir boşlukla ayrılan iki özdeş yarı silindirik fıçıdan oluşur. İç detektörü saran Fıçı Kalorimetre bir cryostat içindedir. LAr kalorimetresinin önünde bulunan malzemeyi azaltmak ve detektör performansını artırmak için CS fıçı cryostat kabının içine yerleştirilmiştir. LAr kalorimetresinin uç kapakları hadronik uç kapaklar ve ileri kalorimetrelerle birlikte aynı cryostatın içinde bulunur. Fıçı ve uç kapak bölgelerinde LAr' ın toplam kalınlığı $> 24X_0$ ve $> 26X_0$ dir. Burada X_0 radyasyon uzunluğudur. LAr kalorimetresi;

- Mükemmel bir uygunluk (acceptance) sağlamak için geniş rapidite aralığına sahip olmalı,

- Elektron ve fotonları kusursuz olarak tanımlamak, pozisyonlarını iyi belirlemek ve elektronik gürültüyü azaltmak için mümkün olduğu kadar küçük hücrelere bölünmeli, her bir hücre 35 MeV'den 3 TeV'ye kadar değişen enerji aralığına dayanıklı olmalı,
- Mükemmel bir enerji çözünürlüğüne, duş sızıntılarını azaltan yeterli kalorimetre kalınlığına, duşun yönünü ölçmek için yüksek açısal çözünürlüğe sahip olmalıdır.

LAr fiçısı uzunlamasına olarak ön (şerit olarak da bilinir), orta ve arka örnekleme olmak üzere üç kısımdan oluşur. Ön örnekleme gereken hassas ölçümleri yapabilmek, arka örnekleme parçacık duşlarının sonunu (kuyruğunu) yakalamak üzere tasarlanmıştır. Orta örnekleme ise kalorimetrenin en kalın kısmı oluşturur.

2.4.3.2. Hadronik Kalorimetre (TileCal)

LAr'ı oda sıcaklığında çalışan Hadronik Kalorimetre (TileCal) izler. TileCal, LAr tarafından durdurulamayan hadronları soğurarak onların enerjilerini ölçer. Hadronlar kuvvetli etkileşme yaparak kalorimetre içinde hadron duşlarını oluşturur. Prensipte hadronik duş oluşumu elektromanyetik duş oluşumu ile aynı fakat çok daha karmaşıktır.

Duş içinde genel olarak iki parçacık sınıfı oluşur. Bunlar GeV enerji ölçeğindeki enerjik hadronlar ve nükleer proseslerle (uyarılma, nükleer buharlaşma gibi) üretilen enerjileri MeV civarında olan parçacıklardır. Proton, nötron, yüklü ve yüksüz pionlar en hızlı hadronik bileşenleri oluşturur. Pionların yaklaşık olarak 1/3'ü yüksüzdür ve yüksüz piyonlar elektromanyetik duş oluşumunu sağlayan iki fotona bozunurlar. Enerjinin artması ile enerjik hadronik etkileşme sayısı artığı için elektromanyetik duş kesri de artar. Nükleer proseslerle üretilen parçacıklar, yani foton ve nötronlar, daha düşük enerjilidir fakat toplam enerjinin önemli kesrini taşırlar. Fotonların çoğu büyük bir zaman gecikmesi ile yayılır ve sinyaller kısıtlı bir zaman aralığında algılandığından bunlar varlanamadan detektörden kaçar. Enerjinin bir kısmı da bağlanma enerjisiyle kaybolur. Hadronik bozunma sonucunda oluşan

nötrinolar ve müyonlar detektörden kaçan diğer parçacıklardır. Bu kayıp enerji hadronik kalorimetrede görünmez. Bu etkiler ölçülemeyen veya verimdeki azalmadan ölçülen "görünmez enerji" olarak adlandırılır. Görünmez enerji detektör sinyalindeki dalgalanmalarda ve bundan dolayı kalorimetrenin çözünürlüğünde baskın bir rol oynar. Kayıp bağlanma enerji kesri ve kaçan parçacıkların enerjisindeki düzensizliklerden dolayı sistematik olarak hadronik kalorimetrenin çözünürlüğü elektromanyetik kalorimetreye göre düşüktür (Schlager, 2006).

Elektromanyetik duşların boyuna gelişmesi radyasyon uzunluğu X_0 ile yanlamasına gelişmesi ise çoklu saçılmalarla belirlenir. Hadron duşlarının boyuna gelişmesi nükleer etkileşme uzunluğu λ ve yanlamasına gelişmesi işin içine girene kadar da ikincil parçacıkların P_T' leri ile verilir. Bir çok madde için $\lambda >> X_0$ ve (P_T ^{etkileşme}) >> (P_T $^{\text{çoklu saçılma}}$) olduğundan hadron duşları elektromanyetik duşlara göre daha geniş ve uzundur (Grupen, 2004).

TileCal telafili olmayan bir örnekleme kalorimetredir. Soğurucu materyal olarak çelik ve aktif malzeme olarak sintilatörden yapılmıştır. Kalorimetrenin ¼'ünü oluşturan sintilatör plastik döşemeler çelik tabakaların arasına yerleştirilmiştir. Hadronların bu tabakalarla etkileşmesi düşük enerjili hadronik duşlarının oluşmasına neden olur. Duştaki yüklü parçacıklar sintilatör döşemelerden geçerken ışık yayar. Yayılan toplam ışık miktarı gelen parçacığın enerjisiyle orantılıdır. Oluşan ışık fiber optik kablolar aracılığı ile kalorimetrenin arkasında bulunan foto çoğaltıcı tüplere taşınır ve orada elektrik sinyaline dönüştürülür.

TileCal duş parçacıklarını tanımlama dışında jetlerin belirlenmesi, onların enerji ve yönlerinin bulunması, kayıp dik enerjinin ölçülmesinde önemli rollere sahiptir.

İç yarıçapı 2.28 m ve dış yarıçapı 4.23 m olan silindir yapılı TileCal bir merkezi ve iki genişletilmiş olmak üzere üç fıçıdan oluşur. $|\eta| < 1$ rapiditeyi kapsayan merkezi fıçının uzunluğu 5.64 m ve $|\eta| < 1.6$ rapiditeyi kapsayan boyuna olarak genişletilmiş fıçıların uzunluğu ise 2.65 m'dir. Her fıçı modül denilen 64 bağımsız kamadan oluşur. TileCal'ın toplam ağırlığı 2900 ton'dur. Üç fıçı arasında 70 cm'lik

aralıklar bulunur. Bu aralıklar en içteki detektörün kontrol edilmesi ve kabloların geçmesi için gereken boşluğu sağlar.

Hadronik kalorimetrenin uç kapakları ve ileri kalorimetreler gelen parçacık hüzmesine yakın oldukları için çok yüksek radyasyona maruz kalacaklardır. ATLAS deneyinde saniyede çarpışma noktası başına 10^9 etkileşme ortaya çıkacaktır. Bu etkileşmeler sonucu oluşan radyasyonun büyük bir kesri TileCal tarafından soğurulacaktır. Bu bölgelerdeki detektörlerin radyasyona dayanıklı malzemelerden yapılması gerektiğinden bu bölgelerde bakır ve tungsten soğurucu ile sıvı argon sintilatörler kullanılmıştır. Ayrıca ön-arka elektronikler deneyin yapıldığı süre boyunca beklenen dozdaki radyasyona karşı dayanıklı olmak zorundadır.

TileCal müyon spektrometresinden önce müyonların tanımlanmasını kolaylaştırmak için müyonlar dışındaki tüm parçacıkları soğurmalıdır. Bunun için $\eta = 0$ de TileCal'ın önünde bulunan diğer alt detektörleri de kapsayacak biçimde hadronik etkileşme uzunluğu 11λ dır.

Daha önceki örnekleme kalorimetrelerde tüm döşemeler parçacık izlerine dik olarak yerleştirilmiştir. Bu durum detektörün sızdırmazlığını garantilerken ışığın okuma birimlerine gitmesini zorlaştırır. Problemi çözmek için TileCal'in sintilatör döşemeleri gelen hüzmeye dik ve derinliğe göre de zikzak yapacak şekilde tasarlanmıştır. Bu özel düzenek detektörün homojenliğini artıracaktır.

2.4.3.3. Müyon Spektrometresi

Müyonlar elektronlara benzer fakat kütleleri elektrondan 200 kat daha fazladır ve kalorimetrelerde durdurulamadan geçebilen tek yüklü parçacıktır. Müyon spektrometresi kalorimetrelerin dışındadır. Kendi tabakaları arasında bulunan BT'nin oluşturduğu manyetik alan içinde sapan müyonların momentum, elektrik yükü ve diğer özelliklerinin hassas bir şekilde belirlenmesini sağlar.

Yüksek enerjili müyonlar madde içinden geçerken enerjilerini elektromanyetik proseslerle kaybeder. Bu prosesler (Lohman,1985):

- İyonizasyon,

- Çoklu saçılma,
- Bremsstrahlung,
- Doğrudan çift oluşumu,
- Fotonükleer etkileşmeler

dir.

İyonizasyon: Yüklü parçacıklar öncelikli olarak enerjilerini iyonizasyon ile kaybeder. Birim uzunluk başına ortalama enerji kaybı Bethe-Bloch formülü ile verilir (Wigmans,2000).

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left(\frac{1}{2}\ln\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right) \tag{2.2}$$

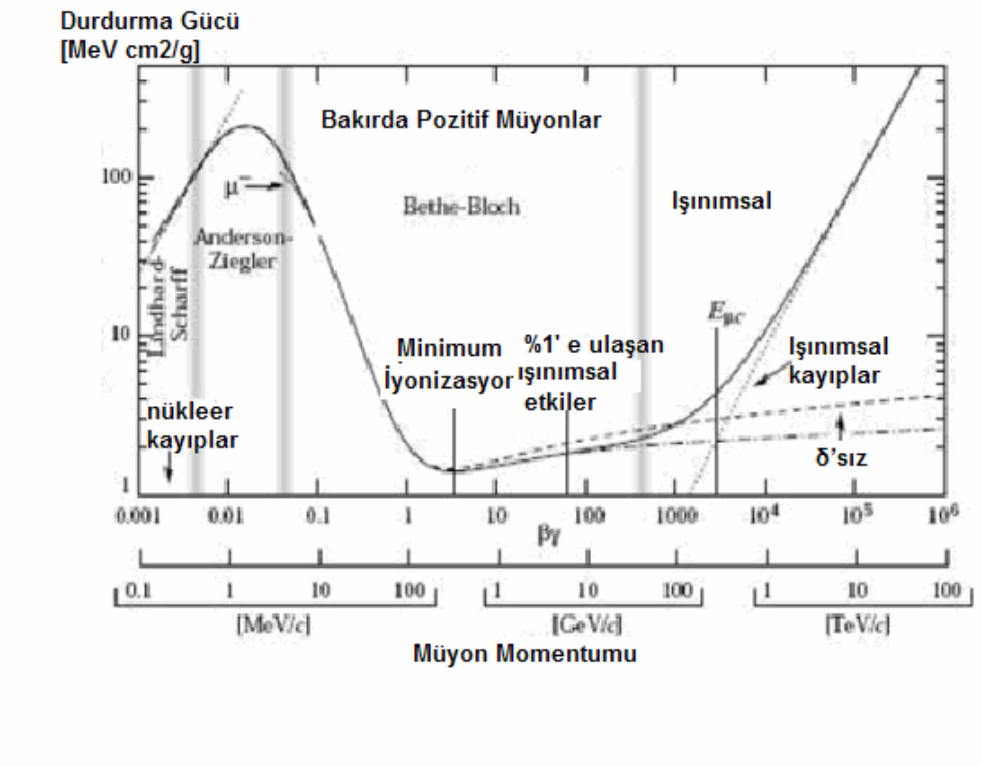
Burada T_{max} tek bir çarpışmada bir elektrona aktarılabilecek olan maksimum kinetik enerjidir. I soğurucu maddenin ortalama uyarılma enerjisi ve δ yoğunluk etkisini tanımlayan düzeltme terimi (PDG,2006), m_e elektronun kütlesi, c ışık hızı, β parçacık hızının ışık hızına oranı, γ Lorenz faktörü ve $K=4\pi N A r_e^2 m_e c^2$ ile verilen bir sabittir. Ayrıca N_A Avogadro sayısı ve r_e ise elektronun yarıçapıdır.

Ortalama enerji kayıp oranı (veya durdurma gücü), dE/dx, şekil 2.11'de görüldüğü gibi parçacığın enerjisine bağlıdır. Çok düşük enerjilerde bir pik yaptıktan sonra dE/dx bir minimuma ulaşır ve sonra "rölativistik artış" denilen ışınımsal kayıpların önemli olduğu bölgeye geçer. Bethe-Bloch formülü 10 MeV' ile 100 GeV' enerji aralığındaki müyonların enerji kaybını tanımlar. Düşük enerjilerde çeşitli düzeltmeler yapılmalıdır, yüksek enerjiler için ise ışınımsal prosesler önem kazanır.

dE/dx eğrisinin minimuma ulaştığı noktadaki enerjiye sahip müyonlar veya diğer birim yüklü (± 1 yüklü) parçacıklara minimum iyonlaşan parçacıklar veya MIP'ler denir.

Kalorimetreler müyonlar için çok ince detektörlerdir. Müyonlar atomik elektronlarla çok az çarpışma yaptığı için madde içinden geçerken enerjilerinin çok küçük bir kesrini kaybeder.

Çoklu Saçılma: Çoklu saçılma bir parçacığın madde içerisinden geçerken birbirine benzeyen saçılmalar yapması sonucu ortaya çıkar. Tekli saçılma prosesleri istatistiksel olarak bundan bağımsızdır. Yüklü parçacıkların çoklu saçılma yapmasında elektrostatik Coulomb etkileşimi baskındır. Bu proses düşük enerjilerde elektron saçılması, orta enerjilerde büyük açılı saçılma, yüksek enerjilerde küçük açılı saçılma olmak üzere üç bölgeye ayrılır.



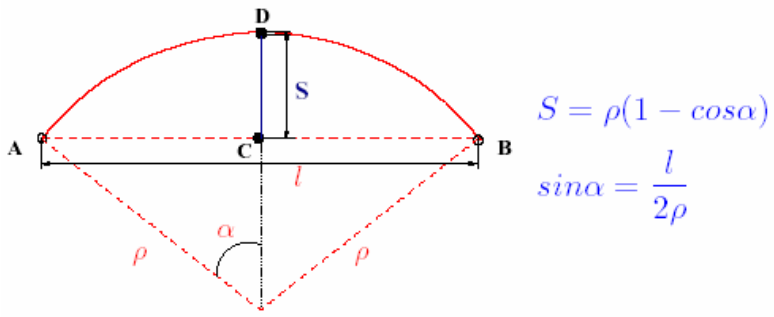
Şekil 2.11. $\beta\gamma$ 'nın fonksiyonu olarak bakır içinde pozitif müyonların ortalama enerji kaybı (Schlager,2006)

Diğer Prosesler Müyonlar ışınımsal etkiler, Bremsstrahlung ve çift oluşum proseleri ile de enerjilerini kaybederler (Lohmann,1985).

Müyonların madde içinde elektromanyetik etkileşmesi sonucu ortaya çıkan enerji kaybı ince yapı sabiti ($\alpha \approx 1/137$) ile tanımlanır. α^2 mertebesinde iyonizasyon, α^3 mertebesinde bremsstrahlung, α^4 mertebesinde çift üretimi ve fotonükleer etkileşmeler ortaya çıkar. ATLAS deneyinde müyonların çoğu 1GeV'den birkaç

yüz GeV'e kadar olan enerji aralığında momentuma sahip olacaktır. Bu ölçekte iyonizasyon ile enerji kaybı en baskın prosestir (toplam iyonlaşmanın %0.3'ü).

Müyon sistemi ATLAS' ın en büyük alt detektörüdür. Yüksek P_T ye sahip müyonlar ilginç fizik konularına sahiptir. Bunun için ATLAS'ta müyon tetikleyici ve yeniden yapılandırma çok önemlidir. Müyon sistem 1 TeV'lik müyonların momentum çözünürlüğünü %10 hassaslıkla ölçecektir. Müyonların momentumları manyetik alanda saptırılan parçacıkların üç ayrı istasyonda ölçülen eğrilik yarıçaplarından bulunur. Eğrilik sagitta (yay) cinsinden tanımlanır (Şekil 2.12). Sagitta orta istasyonda ölçülen bir noktanın (D noktası) iç ve dış istasyonu birleştiren düz çizgiye (AB doğrusu) olan uzaklığıdır (CD doğrusu) (Woudstra, 2002). 1 TeV'lik müyonların sagittası yaklaşık olarak 0.5 mm dir. Bunun için sagitta 50 μm veya daha iyi hassasiyetle ölçülmek zorundadır.

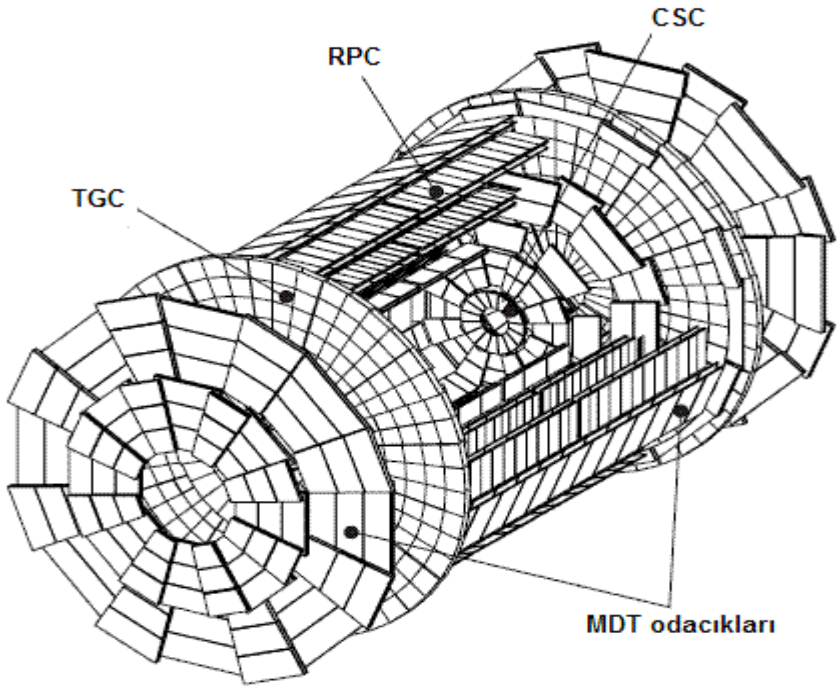


Şekil 2.12 Dairesel yörüngenin A,D,B noktaları boyunca ρ eğrilik yarıçapına bağlı olan sagittası. Sagitta yörüngeden AB doğrusunun orta noktasına olan en kısa mesafe (CD doğrusu) dir

3. MATERYAL VE METOD

3.1. ATLAS Deneyinin Müyon Odacıkları

Müyon sisteminde dört tip varlama (algılama) odacığı bulunur. Bunlar İzleyici Sürüklenme Odacıkları (MDT), Dirençli Düzlem Odacıklar (RPC), İnce Boşluklu Odacıklar (TGC) ve Katot Şeritli Odacıklar (CSC) (Şekil 3.1) dır. MDT odacıklarının görevi müyon izlerini belirlemek ve momentum ölçümleri yapmaktır. CSC odacıkları MDT ile aynı amaca sahip olmakla birlikte daha hızlı ve daha çok hücreli yapıya sahiptir. RPC ve TGC ise ATLAS'ın müyon tetikleme odacıklarıdır. MDT $|\eta|<2.7$ rapidite aralığında, CSC $|\eta|>2.7$ aralığında, RPC fiçı, ve TGC ise uç kapak bölgelerinde bulunmaktadır. Odacıklar etkileşme noktasından saçılan parçacıkların geçtiği yol üzerinde bulunan üç farklı istasyondadır. Bu istasyonlar tüm detektörü kapsayacak ve iyi momentum çözünürlüğü verecek şekilde yerleştirilmiştir.



Şekil 3.1. Müyon odacıklarının genel görünümü (Policicchio,2006)

Fıçı bölgesindeki odacıklar hüzme ekseninden itibaren yarıçapı yaklaşık 5.0, 7.5, 10.0 m olan eşmerkezli üç silindirik istasyondan oluşur. Uç kapak odacıkları ise yine hüzme ekseni ile eşmerkezli olacak biçimde, etkileşme bölgesinden itibaren 7.0, 10.0, 14.0 m ve 21.0-23.0 m uzaklığa yerleştirilen dört diskten oluşmuştur. İç detektörlerin (ID), merkezi mıknatısın (CS) ve kalorimetrelerin bakımı ve kabloların geçebilmesi için R-ϕ düzleminin merkezinde (η=0 olduğu bölge) bir boşluk bulunmaktadır.

Odacık boyutları detektör yapılandırılmasında önemlidir. Fıçı odacıkları dikdörtgen, uç kapak odacıkları ikizkenar yamuk şeklindedir. Çizelge 3.1'de dört farklı detektör için odacık sayısı, okuma kanal sayısı ve kapladıkları alan verilmiştir. Fıçı odacıklarının tamamı ve uç kapak odacıklarının bir kısmı BT yapıyla desteklenmiştir.

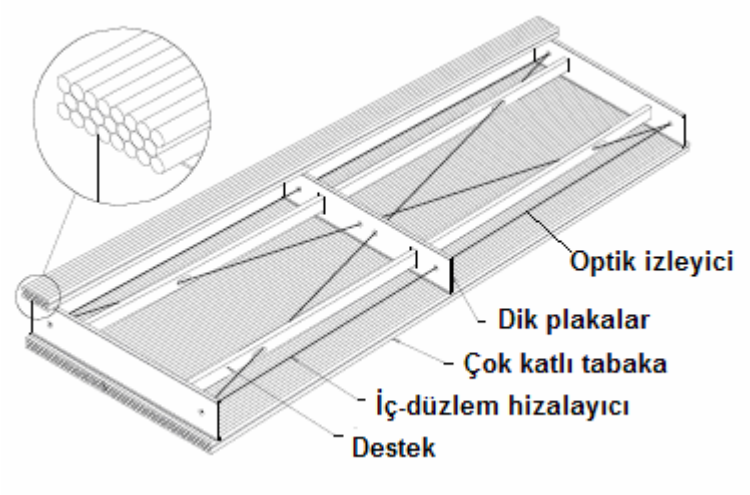
Çizelge 3.1. Müyon Odacıklarının Genel Durumu (ATLAS TDR,1999)

	Duyarlı Odacıklar		**Tetikleme Odacıkları**	
	CSC	MDT	RPC	TGC
Odacık Sayısı	32	1200	596	192
Okuma Kanallarının sayısı	67000	370000	355000	440000
Kapladığı Alan(m^2)	27	5500	3650	2900

3.1.1. İzleyici Sürüklenme Odacıkları (MDT)

MDT odacıkları hava özlü toroidal mıknatısların büktüğü parçacıkların koordinatları ve dolayısıyla da momentumlarını ölçer. Fıçı bölgesi için bir MDT modülü Şekil 3.2'de verilmiştir.

MDT çapı 30 mm olan silindirik alüminyum sürüklenme tüplerinden oluşur. Tüplerin merkezinde 3080 V'luk yüksek voltaja tutulan 50 μm çapında altın kaplamalı W-Re (Tungsten-Renyum) tel bulunmaktadır. Tüpler 3 bar mutlak basınçta kolay yanmayan %93'ü Ar (Argon) ve %7'si CO_2 (Karbondioksit) olan gaz karışımı ile doldurulmuştur.



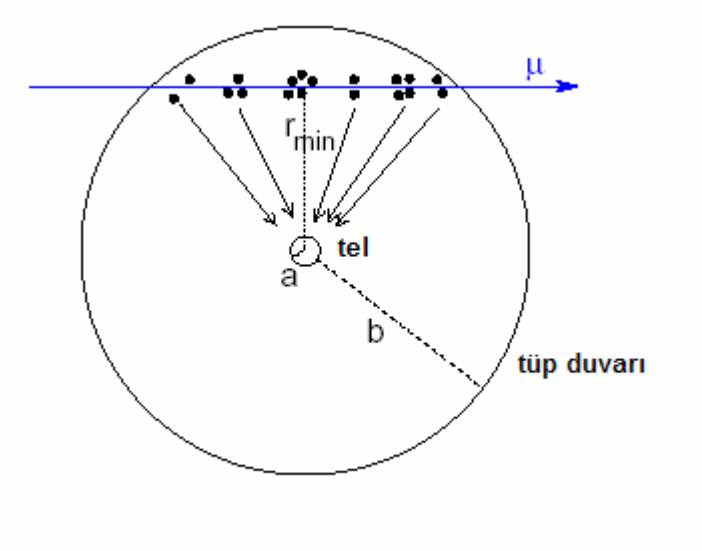
Şekil 3.2. Bir MDT modülünün şematik gösterimi (Biebel,2003)

MDT odacıklarında çözünürlüğü artırmak için iki tane çok katlı tabaka vardır. Çok katlı tabakalardan her biri iç istasyonda 4 katlı, orta ve dış istasyonda 3 katlı sürüklenme tüpünden oluşur. Dört katlı odacıklar fon vuruşlarının çok yoğun olacağı iç detektör istasyonuna yerleştirilmiştir. Bir ek sürüklenme tüp tabakası bu karışık bölgedeki numunenin tanımlanmasını kolaylaştıracaktır. Tel ve tüplerin pozisyonları 20 μm'lik bir hassaslık ile birleştirilmiştir. Bundan başka yüksek P_T çözünürlüğünü elde etmek için mükemmel bir optik sisteme ihtiyaç duyulmuştur. Bu sistem hem odacık deformasyonlarını hem de değişik odacıklar arasındaki bağıl yer değiştirmeleri kontrol etmek için gereklidir (Policicchio,2006).

3.1.1.1. MDT'lerin Çalışma Prensibi

MDT performans testleri kozmik müyonlar kullanılarak yapılabilir. Bir müyon gaz karışımıyla doldurulmuş sürüklenme tüpü içinden geçerken geçtiği yol boyunca gazı iyonlaştırır. İyonlaşma sonucu oluşan elektronlar bir küme içinde dağılır. Bu elektron kümeleri (birincil elektronlar) aşağıda tanımlanan radyal elektrik alanı yönünde, anot tele doğru sürüklenir.

$$E(r) = \frac{V}{r \ln \frac{b}{a}} \tag{3.1}$$

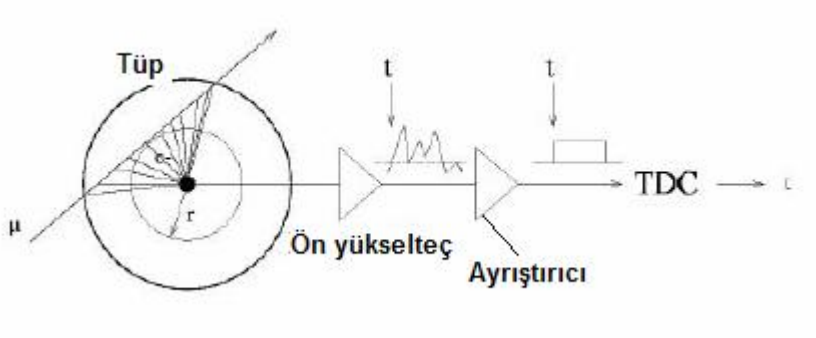


Şekil 3.3 Müyonun bir sürüklenme tüpünden geçişi (Horvat,2005)

Burada r anot telinden olan uzaklık, a telin yarıçapı, b tüpün iç çapı ve V uygulanan anot voltajıdır. Manyetik alan içerisindeki tüplerde yük, a yarıçaplı telin yakınlarında yeni elektron-iyon çiftlerinden meydana gelen bir çığ oluşturarak tele doğru yaklaşır. Anot voltajı olan 3080 V'a karşılık gelen gaz kazancı (çığ yükseltme faktörü) $2x10^4$ dür. Pozitif iyon bulutu çığ bölgesinden katoda doğru anot telinde bir sinyal üreterek ilerler. Sürüklenen elektronlar da sinyal oluşturur. Ancak elektronların tele sürüklenme mesafeleri sadece çığ alanı kadar (yaklaşık 150 μm) olduğundan elektron sinyal uzunluğu yaklaşık 100 ps olan keskin bir piktir. Kısa elektron pulsları (atmaları) okuma elektroniklerindeki ön yükselteç tarafından görülmez.

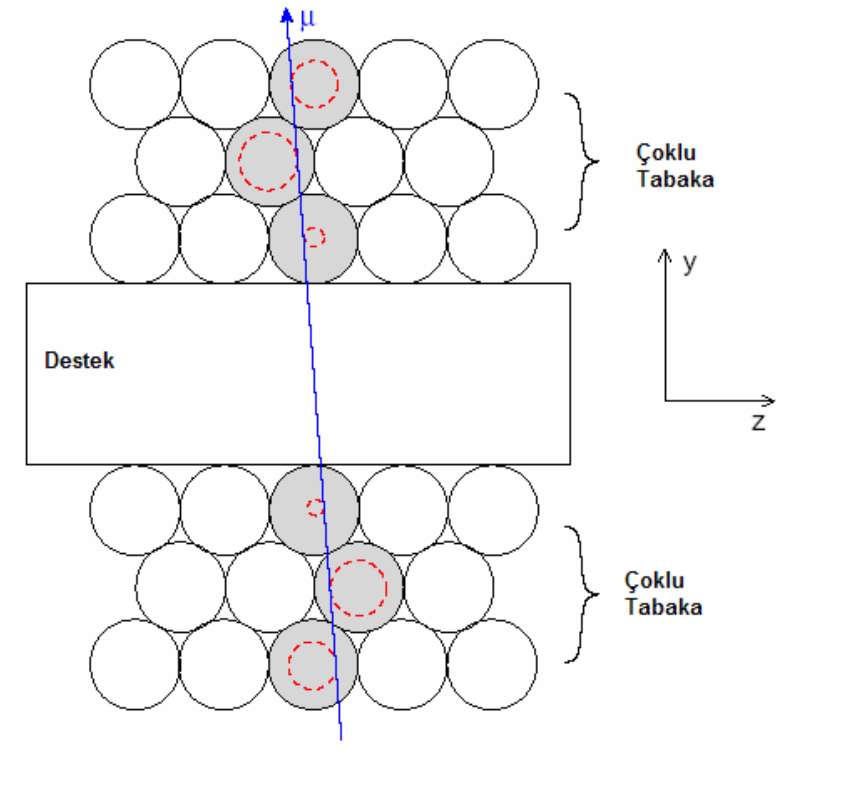
Düşük empedanslı ön yükselteçten çıkan sinyal bir değişken yükselteç ve oradan da bir ayrıştırıcıya gönderilir. Ayrıştırıcı gelen sinyali sayısal sinyale dönüştürür. Ayrıştırıcının sayısal çıkışı, bir tetikleme sinyali ve müyon pulsı arasındaki zaman farkını ölçmek için, zaman-sayısal dönüştürücü (TDC)'ye bağlıdır

(Şekil 3.4). Bu zaman farkı sürüklenme zamanı ile elektronikler ve tellerdeki sinyalin zamana yayılmasının bir toplamıdır. Elektronikler ve tellerdeki zaman kaybı ölçülür ve sürüklenme yarıçapına dönüştürülen sürüklenme zamanını elde etmek için çıkarılır. Sürüklenme yarıçapı (Şekil 3.3) müyon izi ile anot teli arasındaki en kısa mesafedir (r_{min}). Konum-sürüklenme zaman ilişkisi r(t), gaz karışımına ve gazın yoğunluğuna bağlıdır. Ar:CO_2 gaz karışımı durumunda r(t) ilişkisi doğrusal değildir yani elektronun sürüklenme hızı elektrik alanın şiddetine ve bundan dolayı tüplerdeki sürüklenme yarıçapına da bağlıdır. r(t) ilişkisi sürüklenme tüplerinin şartlarına bağlı olarak bir oto kalibrasyon ile tanımlanır. Bu oto kalibrasyon için odacıklarda tanımlanan müyon izleri kullanılır. Her bir sürüklenme tüpünün sürüklenme yarıçapı müyon izlerine teğet olan bir çemberi tanımlar (Şekil 3.5). Müyonun tüplerden geçerken bıraktığı izler birleştirilerek müyonun yörüngesi belirlenir.

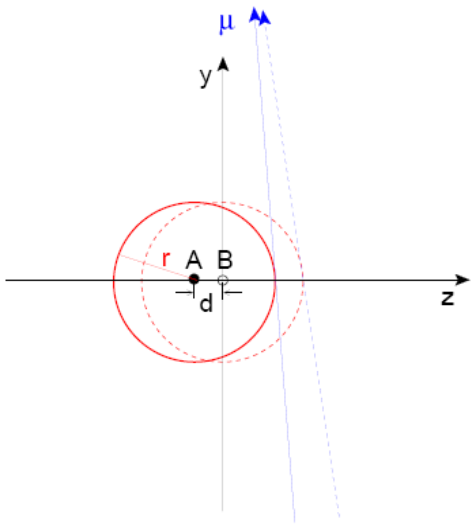


Şekil 3.4. Bir müyon sinyalinin elektroniklerden geçişi (Aleksa,1999)

Odacık içinde tel pozisyonlarının iyi belirlenmesi izlerin iyi yapılandırılmasını sağlar. İz yapılandırılmasında telin yer değiştirme etkisi Şekil 3.6'da gösterilmiştir.

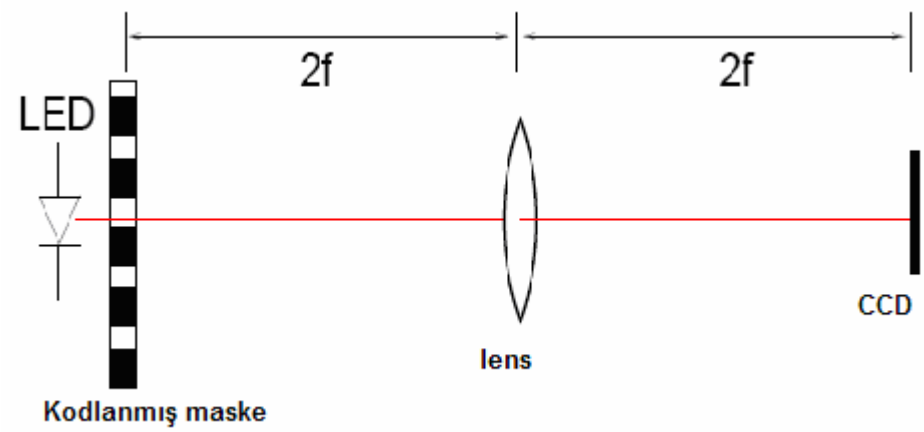


Şekil 3.5. MDT odacıklarından geçen tek bir müyon izi (Horvat, 2005)



Şekil 3.6. Telin B noktasından A noktasına (d uzaklığı) yer değiştirmesi. B merkezli (kesikli kırmızı) r yarıçaplı çembere karşılık gelen gerçek müyon izi mavi sürekli çizgiyle gösterilmiştir. Tel yer değiştirirse gerçek müyon izi kayacağından müyon izi yanlış r yarıçapında ölçülür (Horvat, 2005)

Yüksek çözünürlük elde etmek için odacıklara hassas teller yerleştirilmiştir. Bunun dışında odacık şekillerinin deformasyonlarını kontrol etmek için Şekil 3.7'de gösterilen optik izleyiciler (RASNIK sistemi) kullanılır. Bu optik izleyiciler her bir modülün iki ucunda bulunur. RASNIK sistemi üç noktanın birbirine göre hizalanmasını sağlar. Kızılötesi LED (Işık Yayan Diyot) tarafından aydınlatılan kodlu bir maske okuma çıkışlarının bulunduğu düzlemdedir. Maskeden gelen görüntü orta düzlemde bulunan dışbükey lens tarafından bir CCD üzerine odaklanır. Bu sistemler ortadaki düzlemin, iki yanda bulunan düzlemlere göre yer değiştirmesini ölçer.



Şekil 3.7. MDT'lerin hizalamasında kullanılan RASNIK optik sistemi (Horvat,2005).

3.1.1.2. MDT Odacıklarının Sağlaması Gereken Koşullar

Müyon spektrometresinde bir müyon izinin sagittası üç müyon istasyonu tarafından ölçülen üç nokta ile belirlenir. Bu noktalar iki çoklu tabakanın ortasında tanımlanır. Her bir nokta 6 veya 8 katlı sürüklenme tüpündeki bir izin yeniden yapılandırılması ile elde edilir. Odacıklar manyetik alandan dolayı bükülen yörünge üzerindeki noktaların koordinatlarını ölçer. İstenilen momentum çözünürlüğünü elde etmek için her istasyon her bir noktanın pozisyonunu 40 μm hassaslıkla ölçmek zorundadır. Bu zorunluluk aşağıdaki durumları gerektirir.

Mekaniksel uygunluk: Odacık içindeki tellerin bağıl pozisyonlarının hassaslığı 20 μm olmalıdır.

Sürüklenme tüplerinin çözünürlüğü: Sürüklenme yarıçapı 100 μm'den daha iyi ortalama çözünürlükle ölçülmelidir. r(t) ilişkisinin oto kalibrasyonu için gereken hassaslık 20 μm dir.

Sürüklenme Tüplerinin Verimi: Sürüklenme tüplerinin bir müyonu varlama verimi en az %90 olmalıdır. Fonun en yüksek olduğu oranlarda bile müyon detektöründeki izlerin yüksek bir doğrulukla bulunması için bu koşulun sağlanması şarttır (Horvat,2005).

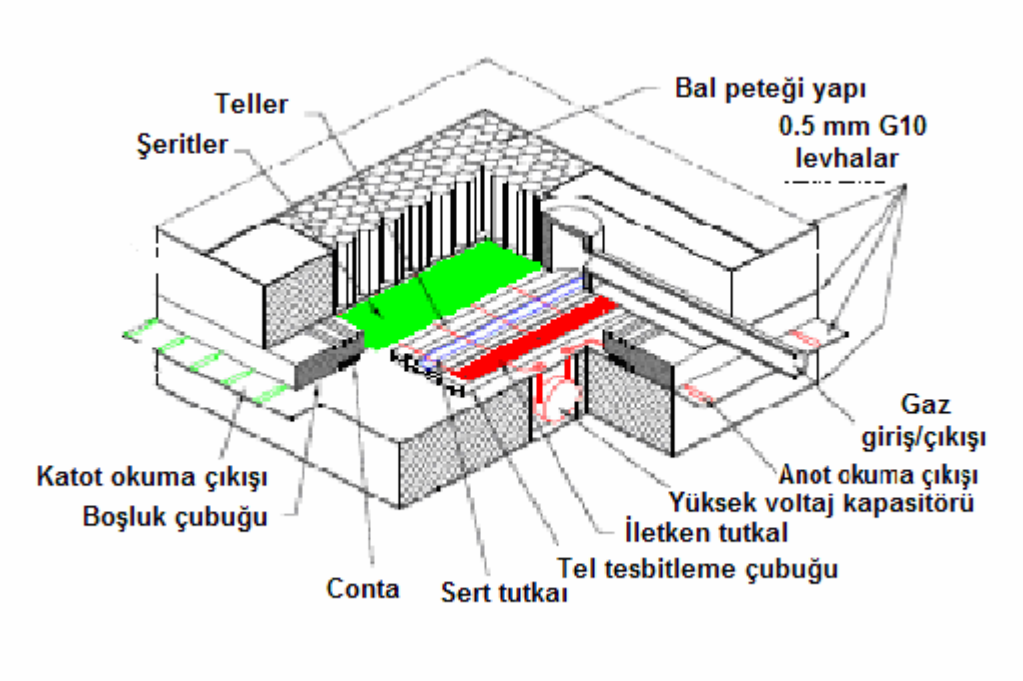
3.1.2. Katot Şeritli Odacıklar (CSC)

Müyon spektrometresinin en iç kapak tabakasının en iç halkasında MDT'ler yerine daha küçük bölmeli yapıda olması ve daha hızlı işlemesinden dolayı CSC'ler kullanılır (Şekil 3.1). Bunlar çok telli orantılı odacıklardır. Precision koordinat katot şeritlerle ve ikincil koordinatlar anot tellerine paralel (katot şeritlerine dik) şeritler tarafından okunur. Precision Koordinatta uzaysal çözünürlük yaklaşık 60 μm'dir (Cornelissen, 2006).

CSC odacıkları %30 Ar, %50 CO_2, %20 CF_4 (karbon tetraflorür) gaz karışımı ile doldurulmuştur. Anot teli üzerinde gaz içindeki çığ, bölümlenmiş olan katotta bir sinyal oluşturur. Katot şeritler 60 μm bir çözünürlükle pozisyon belirlemek için anot teline dik olarak yerleştirilmiş ve bölümlenmiştir. Ayrıca CSC odacıkları 7 ns gibi iyi bir zaman çözünürlüğüne, küçük elektron sürüklenme zamanına ve iyi iz yapılandırmasına sahiptir. CSC odacıklarının şeması Şekil 3.8'de verilmiştir (Policicchio, 2006).

3.1.3. Müyon Spektrometresinin Tetikleme Sistemi

RPC ve TGC'ler ATLAS'daki müyon tetikleme odacıklarıdır. Bunların görevi geçen hangi demetinin hangi tetiklemeye ait olduğunu tanımlamaktır. Pozisyon çözünürlüğü (yaklaşık 1 cm) ve kusursuz zaman çözünürlüğü (yaklaşık 1 ns)'den dolayı bunlar tetikleme için çok uygun kriterlerdir.



Şekil 3.8. CSC'nin şematik gösterimi (Policicchio, 2006).

Tetikleme sistemi $|\eta| \leq 2.4$' lük yarı rapiditeyi kapsar. Fıçıda RPC'ler uç kapaklarda TGC'ler kullanılmıştır. ATLAS müyon spektrometresinde tetikleme odacıklarının üç hedefi vardır:

- BHÇ' nin 25 ns'lik demet aralığından daha iyi zaman çözünürlüğü gerektiren demet geçişinin tanımını yapmak,
- 1 cm mertebesinde tanecikli yapı gerektiren ve orta şiddetli bir manyetik alanda tanımlanmış P_T sınırlamaları ile tetikleme yapmak,
- Duyarlı odacıkların 5-10 mm' lik çözünürlükle ölçtüğü yöne dik olarak ikinci koordinat ölçümü yapmak (ATLAS TDR, 1997).

3.1.1.3. Dirençli Düzlem Odacıkları (RPC)

RPC'ler okuma şeritleri ile kaplanmış olan dirençli bakalit plakalar arasındaki dar gaz boşluklarından ($C_2H_2F_2$-difloreten) oluşur. Bir tetikleme odacığı iki dikdörtgen detektör tabakadan oluşur. Plakaların her biri birbirine dik olan şeritler

tarafından okunur. η şeritleri MDT tellerine paralel ve ϕ şeritleri MDT tellerine diktir. ϕ şeritleri offline örnek tanımı için gerekli olan ikinci koordinat ölçümlerini yapmak için kullanılmaktadır.

Fıçı bölgesinde tetikleme işlemi yapan üç RPC istasyonu bulunur. Bunlar ortada bulunan MDT istasyonunun altına ve üstüne, dışta bulunan MDT istasyonunun iç kısmına yerleştirilmiştir. Uç kapaklar için ise tetiklemeyi ortadaki MDT istasyonunun yakınına yerleştirilen üç TGC istasyonu sağlar (Policicchio, 2006).

3.1.3.2. TGC Odacıkları

TGC çok telli orantılı sayaç olup $|\eta| < 2.4$ rapidite (uç kapak) bölgesinde bulunur (Salzburger, 2003). Anot telinin katot-anot uzaklığından daha büyük olması TGC'lerin önemli bir özelliğidir. CO_2 (%55) ve n-pentan (%45) gaz karışımı ile doldurulmuştur. Bu durum odacıkların mekaniksel bozunmalara karşı daha az duyarlı olmasını ve küçük Landau kuruğu ile Gauss dağılımına yakın sinyaller vermesini sağlar.

TGC'ler ikili ve üçlü olarak yapılmıştır. İçteki istasyonda ϕ koordinatını ölçen sadece bir ikili yapı varken orta istasyonda bir üçlü yapı ve iki ikili yapı bulunur. Anot teli MDT tellerine paraleldir ve tellere dik yerleştirilmiş olan okuma şeritleri ile birlikte tetikleme sağlar (Policicchio,2006).

4. ARAŞTIRMA ve BULGULAR

4.1 MDT Modülleri için Deney Düzeneği ve Hodoskop

Müyon spektrometresinin fıçı bölgesindeki MDT'ler üç silindirik istasyondan oluşur. Bunların en iç bölgesinde bulunan 5 m yarıçaplı istasyonda kullanılan MDT modüllerinden biri BIS (Barrel Inner Small-En İç Küçük Fıçı) modüldür. BIS modül 0'ün iki tanesi (Artemis ve Beatrice) 1999 yılında Selanik Üniversitesi'nde yapılmış olup 2000 yılında CERN'de stereo x-ışını tomografında taranmıştır. BIS modülde kullanılan sürüklenme tüpleri ise Atina Üniversitesi'nde yapılmış ve Ulusal Atina Teknik Üniversitesi tarafından test edilmiştir. BIS odacıkları her bir tabakası dört sıra sürüklenme tüpü içeren iki çok katlı tabakanın birleşmesinden oluşmuştur. Sürüklenme tüplerinin her birinin boyu 1700 mm dir. Her bir sırasında 30 tüp bulunan odacığın toplam genişliği 916 mm' dir (Sampsonidis, 2002).

BIS odacığının performans testleri Selanik Üniversitesi laboratuarına kurulan kozmik müyon deney düzeneği Şekil 4.1' deki gibidir. Bu düzenek bir BIS odacığı ve BIS için gerekli tetiklemeyi sağlayacak olan bir hodoskoptan oluşur. Hodoskop'un kozmik müyon tetikleme oranı 18 Hz'dir. İki sintilatör düzleminin geometrisi nedeniyle odacığa tetikleme oranı 9Hz'dir.

MDT odacığının çok katlı tabakaları 7 mm kalınlığındaki alüminyum şeritlerle birbirinden ayrılmıştır. BIS odacığı gaz sistemi ve elektroniklerle donatılmıştır. Gaz çok katlı tabakalardaki her bir tüpe paralel olarak dağıtılır ve gaz akışı 12 1/h (günlük hacim değişimi) dir. MDT odacıklarındaki Ar:CO_2 (93:7) gaz karışımı 3 bar'lık (mutlak) basınçta tutulmuştur. $2x10^4$ değerindeki gaz kazancına karşılık olarak 3080 V'luk yüksek voltaj uygulanmıştır. (http://doc.cern.ch//archive/electronic/cern/others/atlnot/INT/muon/muon-int-2006-008.doc)



Şekil 4.1. Kozmik müyonlar için deney düzeneği

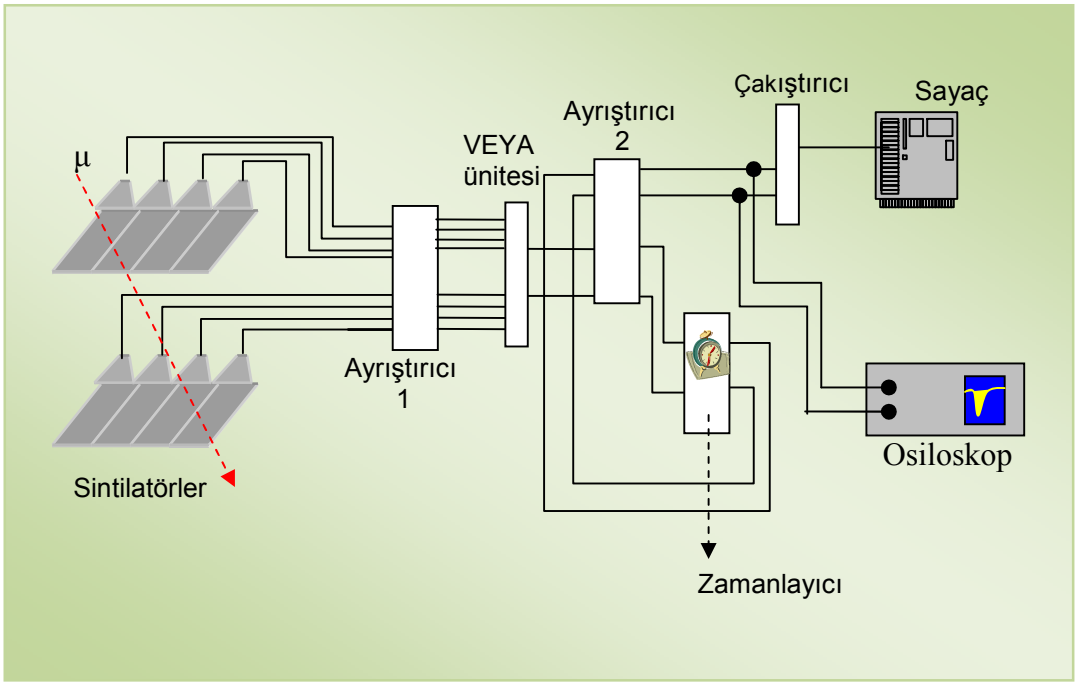
4.1.1 Hodoskop Sisteminin Çalışma Prensibi

Hodoskop sistemi sintilatörlerden oluşmaktadır. Sintilatörlerin her biri bir ışık klavuzu ve bir FÇT'ye bağlıdır. FÇT'lerden gelen sinyaller kullanılarak analog ve sayısal sinyal elde edilir. Analog sinyal bir ön yükselteçten geçerek bir ayrıştırıcıya ulaşır. Ayrıştırıcının çıkışındaki sayısal sinyal, sinyalin kablo boyunca geçişi esnasındaki gürültü, bozulmalar ve sinyal genişliğine karşı daha az hassaslık gösterir. Analog sinyal hata ayıklama ve testler için kullanılmaktadır. Ayrıca içteki elektronik problemler veya deney düzeneğindeki değişiklikler içinde kullanılır. Hodoskop sistemini anlayabilmek için şimdi sistemin elektroniğini gözden geçirelim.

4.1.2. Hodoskop Elektroniği

Hodoskop testleri için NIM (Nuclear Instrument Module), CAMAC (Computer Automated Measurement and Control), VME elektronikleri kullanılmıştır. NIM'de FÇT'lerden gelen anolog sinyali sayısala dönüştürecek

ayrıştırıcı, tüm sintilatörlerden gelen sinyalleri toplayan bir *mantık (VEYA) devresi*, alt ve üst sintilatörlerden gelen sinyalleri birbirine eşleştiren *çakıştırıcı*, sinyal sayımına yardımcı olan bir *zamanlayıcı (timer)* bulunmaktadır (Şekil 4.2). Bu modüller mekanik ve elektronik özelliklerine göre NIM için standarttır. NIM'in bilgisayar tabanlı sistemlerde yeterli olmadığı durumda CAMAC, NIM'i tamamlayan bir sistemdir. CAMAC' da NIM gibi kasa (crate) ve plug-in tipindeki modüllerden oluşur. Hodoskop ölçümleri için çakıştırtıcıdan gelen sinyal CAMAC modülü ile sayılır. Şekil 4.3'de Selanik Üniversitesinde kullanılan elektronik modüller görülmektedir.



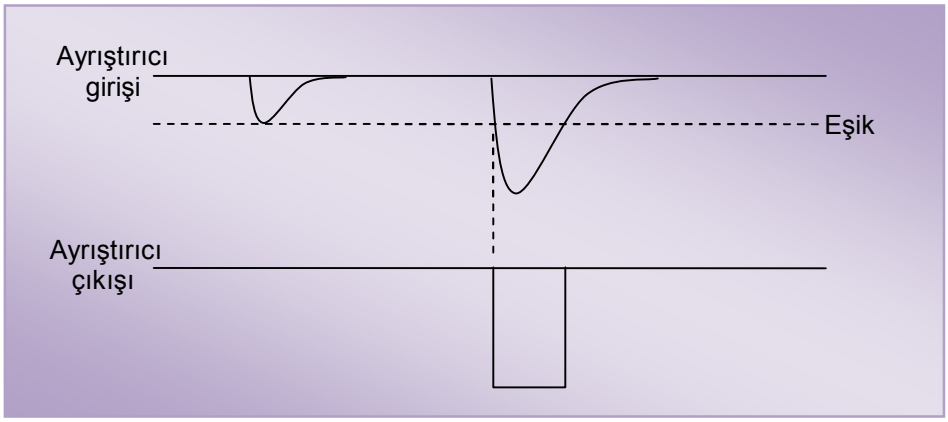
Şekil.4.2. Hodoskop'un elektronik akış diyagramı



Şekil 4.3. a) Sayaç b) Yüksek Voltaj Kaynağı c) Ayrıştırıcı, VEYA, Çakıştırıcı, Saat Sinyal Devresi

4.1.2.1. Ayrıştırıcı

Ayrıştırıcı belli bir eşik değerden daha yüksek pulsla (atım) gelen sinyalleri yanıtlayan elektronik bir alettir. Eğer gelen sinyal eşik değerinden daha yüksek pulsa sahipse ayrıştırıcı sayısal bir sinyal verir, düşük pulsa sahipse hiç yanıt vermez (Şekil 4.4). Eşik değeri ayrıştırıcının ön panelinde bulunan bir vida ile ayarlanabilir. Sayısal sinyalin genişliği de benzer biçimde ayarlanabilir. Ayrıştırıcılar en çok FÇT'lerden veya diğer birimlerden gelen düşük genlikli gürültüyü engellemek amacıyla kullanılır.



Şekil 4.4. Ayrıştırıcının çalışması: Sadece eşik değerinin üstündeki sinyaller çıkış verir (Leo,1993)

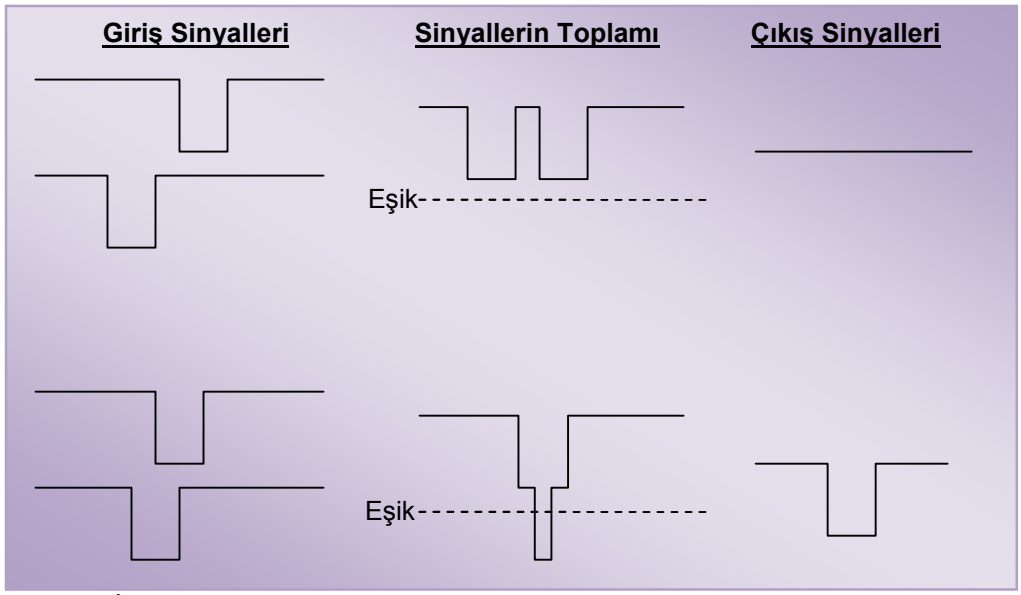
Selanik Üniversitesi laboratuarında kullanılan ayrıştırıcı sekiz kanallı olup sekiz girişe ve her giriş için üç çıkışa sahiptir. Çıkış sinyalleri için sinyalin eni ve eşik değeri elle ayarlanabilir.

4.1.2.2. Çakıştırıcı

Çakıştırıcı, iki veya daha fazla mantık sinyalinin aynı zaman aralığında olup olmadığını karşılaştıran bir elektroniktir. Bu karşılaştırma işleminin mantıksal yanıtı *doğru* ise bir sayısal sinyal oluşur. Yanıt *yanlış* ise sinyal yoktur.

İki sinyal arasındaki çakışmanın elektronik gösterimi birkaç şekilde yapılabilir. Bunlardan biri geçit (gate) kullanmaktır. Diğer yol iki sinyalin toplanması ve toplamın bir eşik değerinden geçirilmesidir (Şekil 4.5). Giriş sinyalleri üst üste binecek kadar yakın olduğunda toplanan sinyal ayrıştırıcıyı tetikleyecek kadar büyük olur yani toplam sinyal eşik değerinin üstündedir. Bu tür sinyaller çakıştırıcının çıkışında tek bir sinyal verir.

Çakıştırma ünitesi *sayısal geçit* (logic gate) olarak bilinen daha genel sınıfın bir örneğidir. Bunlar gelen sinyaller üzerinde Boolean mantık işlemleriyle eşdeğer çalışan ünitelerdir. Çakıştırıcı ünite mantıksal olarak VE işlemi yapar. Diğer geçitler VEYA, DEĞİL veya bunların bir karışımıdır (Leo,1993).



Şekil 4.5. İki sinyalin çakışması için kullanılan toplama yöntemi. Pulslar önce toplanır ve sonra bir ayrıştırıcı setine gönderilir. Bu ayrıştırıcının eşik değeri sayısal sinyallerin iki katından daha küçüktür (Leo, 1993).

4.1.2.3. VEYA Ünitesi

Basit olarak gelen sayısal sinyallerin bir VEYA geçidinden geçirilme işlemini yapan ünitedir. Laboratuarda kullandığımız ünite alt ve üst sintilatörlerden gelen sinyalleri VEYA geçidinden geçirip iki çıkış vermektedir.

4.1.2.4. Zamanlayıcı

Zaman sinyali ve gecikme üreteci veya zamanlayıcı birkaç nano saniyeden birkaç saniyeye kadar değişen zaman pulsları üretir. Zaman üreteci bir sayısal giriş sinyali ile tetiklenebilir. Bu bazı durumlarda da ön panelde bulunan düğmenin elle ayarlanması ile yapılır. Sonra bu zaman sinyali bazı aletleri (örneğin sayaç) istenilen zaman boyunca aktif hale getirmek için kullanılır. Ayrıca bu modül sinyale bir gecikme zamanı da verilebilir (Leo,1993) .

Laboratuarda kullanıldığımız elektronik iki farklı çıkış için gecikme zamanı ve zaman sinyali üretmektedir. Zamanlayıcı kullanılmadan önce kalibre edilmelidir. Kalibre için osiloskop kullanılabilir.

4.1.2.5. Sayaç

Sayaç giriş sinyalleri ile beslenen pulsları sayan ve bu bilgiyi bir ekranda gösteren ünitedir. Sayaçların doğru çalışması için sinyallerin iyi şekillendirilmiş olması gerekir. Bu nedenle detektörden gelen sinyal sayaç tarafından sayılmadan önce bir ayrıştırıcı veya bir sinyal şekillendiriciden geçirilir. *Kör sayıcı* diye adlandırılan bazı sayaçlar bir bilgisayar veya ayrı bir ekran tarafından okunabilir. Ticari sayıcıların çoğunda geçit, durdurma, yeniden başlatma gibi çeşitli fonksiyonlar bulunur. Laboratuarda kullanıldığımız sayaç NIM'den gelen sayısal pulsu sayabilecek ve belli periyotta sayım yapabilmek için zamanlayıcı sinyal girişi olan dijital göstergeye sahiptir.

4.1.2.6. Diğer Elektronik Birimleri

Müyonlar sürüklenme tüplerinden geçerken iyon oluşturur. İyonların anot teline doğru hareket etmelerini sağlamak için sürüklenme tüplerine HV (yüksek voltaj) uygulanır. Anot teline ulaşan iyonlar parçacığın (müyonlar) geçtiği noktaları

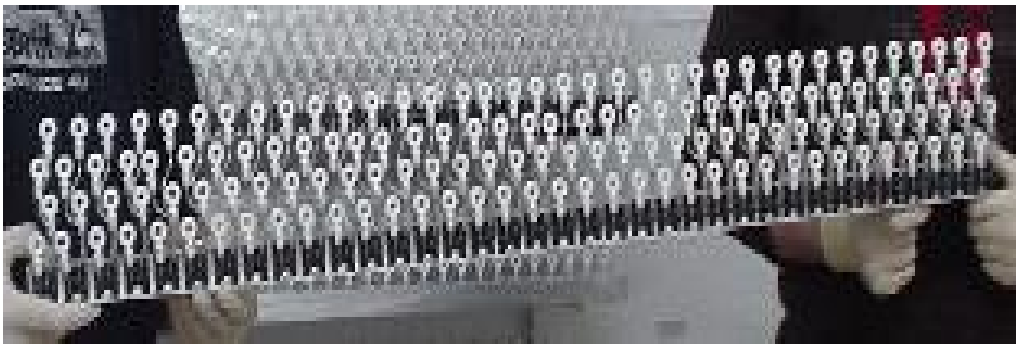
belirten sinyaller verir. Bu sinyaller okuma birimleri tarafından toplanır. Şekil 4.6'da MDT modülüne bağlı elektronik okuma birimleri ve HV sağlayıcı gösterilmektedir.



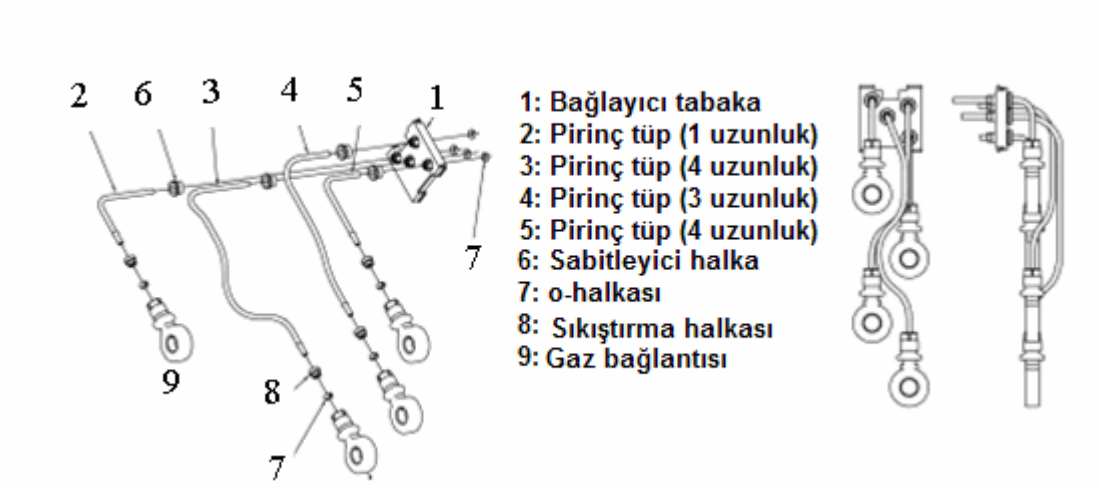
Şekil 4.6. a) Okuma Elektronikleri b) Odacığa HV bağlantısı

4.1.3 Gaz Dağılım Sistemi

MDT odacıkları Ar:CO_2 gaz karışımı ile 3 bar'lık mutlak basınç altında çalışır. Her tüp ve bağlantıları için gazın sızma oranı saniyede 10^{-8} bar dan daha az olmalıdır. ATLAS'da normal çalışma koşulları altındaki gaz akışı günde bir hacimdir. Testlerde sürüklenme tüplerinin gaz sızıntıları odacıkların montajından önce test edildi ve 10^{-8} bar 1/s değerinin üstünde sızıntı yapanlar kullanılmadı. Odacıklara gaz dağıtmak için dört sıralı gaz boruları çok katlı tabakaların giriş ve çıkışına bağlanmıştır (Şekil 4.7). Sürüklenme tüpleri küçük tüp başlıkları ile gaz çubuklarına bağlıdır. Bu bağlantılar Şekil 4.8' de gösterilmiştir.

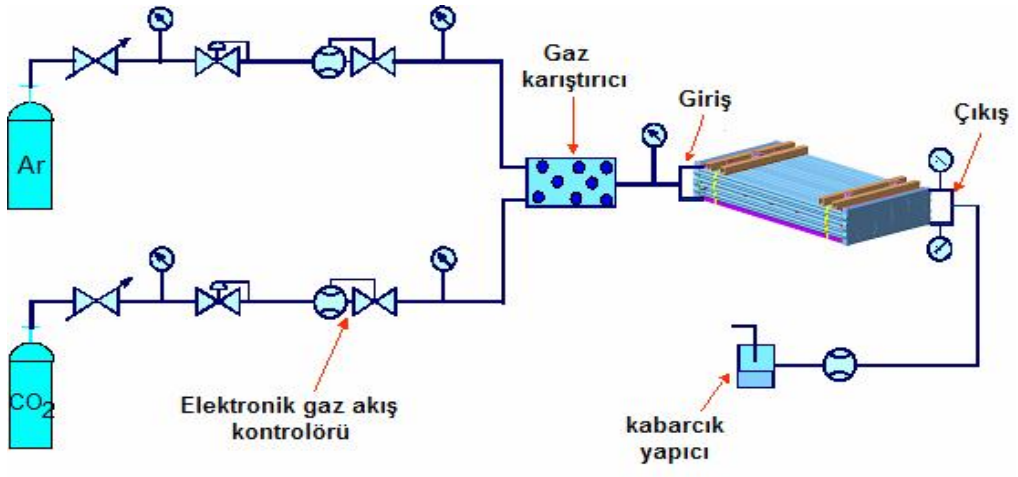


Şekil 4.7 Gaz dağıtım boruları



Şekil.4.8. Gaz sistemi (http://doc.cern.ch//archive/electronic/cern/others/atlnot/INT/muon/muon-int-2006-008.doc)

Gaz sızıntı testlerinden sonra odacık şekil 4.9'da gösterildiği gibi gaz dağıtım sistemine bağlanmıştır. Elektronik gaz akış kontrolü Ar:CO_2 gaz karışımını ayarlamayı sağlamaktadır. Bu sayaç kullanılarak gaz karışımlarının bileşimi %5 doğrulukla belirlenmiştir. Gaz basıncı odacığın girişine ve iki çıkışına yerleştirilen basit bir manometre ile ölçülmektedir. Laboratuarda kullandığımız gaz sistemi Şekil 4.10'da verilmiştir.



Şekil 4.9. Gaz dağıtım sisteminin şeması



Şekil 4.10. Ölçüm laboratuarı'nda kullanılan gaz sistemi

4.2. Kozmik Müyonlar

Müyon odacıklarının performans testleri kozmik müyonlar kullanılarak yapılabilir. Müyonlar atmosferin üst tabakalarında bulunan kozmık ışın (proton, elektron ve çekirdekler) etkileşmelerinden oluşur. Kozmik müyonlarla müyon tetiklemesi hodoskop sistemi ile yapılır. Bu sistem müyon izlerinin enine ve boyuna koordinatlarını belirleyecek sinyalleri de sağlar. Enine koordinat her bir düzlemdeki sintilatör çiftlerinden gelen sinyalin FÇT'ler tarafından okunması ile belirlenir. Boyuna koordinat ise müyonların sintilatör boyunca etkileşme noktalarının anlaşılması ve TDC (zaman sinyalini sayısala dönüştürücü)'nin zaman ölçümlerinden bulunur. Etkileşme noktasının belirlenmesi ve zaman ölçümü aşağıda kısaca tartışılmıştır. Müyonun l uzunluklu sintilatörün bir ucundan x kadar ve diğer ucundan l-x kadar uzaklıkta etkileştiğini varsayarsak (Avramidou,2005) x uzaklığı için TDC zamanı

$$t_1 = t_0 + \frac{x}{c'} + gecikme - t_{tetikleme} \tag{4.1}$$

ve l-x için

$$t_2 = t_0 + \frac{l-x}{c'} + gecikme - t_{tetikleme} \tag{4.2}$$

dir. Burada t_0 müyonun sintilatörlerden geçtiği zamanı, $c' = c_{etkin} / n$ sintilatördeki sinyalin çoğalma hızını göstermektedir. n plastik sintilatörün yansıma indisidir. Foto çoğaltıcı tüplerin içinden, elektroniklerden, kablolardan ve gecikme biriminden kaynaklanan gecikme "*gecikme"* terimi ile verilmiştir. $t_{tetikleme}$ ise TDC'nin başlatıldığı sinyalin tetikleme zamanıdır. 4.1 ve 4.2 eşitliklerinin farkından

$$t_1 - t_2 = \frac{2x - l}{c'} \tag{4.3}$$

sonucu bulunur. Böylece boyuna koordinat

$$x = \frac{l + (t_1 - t_2)c'}{2} \tag{4.4}$$

ile elde edilir. 4.1 ve 4.2 eşitliklerinin toplamından t_0 zamanı hesaplanabilir.

$$t_1 + t_2 = 2t_0 + \frac{l}{c'} + 2gecikme - 2t_{tetikleme} \tag{4.5}$$

Hodoskop sistemi ile belirlen müyon koordinatları için alınan ölçümler çok hassas olmayabilir. Bu koordinatlar MDT-BIS modülü ile 50 μm hassaslıkla belirlenebilir ve müyonlar için sürüklenme zamanı (TDC) spektrumu elde edilir.

MDT'ler için laboratuarda kullanılan Hodoskop Sistemi dört sintilatörün bir araya getirildiği iki düzlem tabakadır. Her bir sintilatör 1 m uzunluğunda ve 0.1 m genişliğinde olup düzlem tabakalar arasındaki uzaklık 1,45 m dir. Hodoskop Sisteminde sırasıyla 9, 8, 7 ve 6 numaralı sintilatörler üst düzleme; 5, 2, 3 ve 4 numaralı sintilatörler ise alt düzleme yerleştirilmiştir. Şekil 4.11'de verilen Hodoskop Sisteminde sintilatör düzleminden geçmesi beklenen kozmik müyon oranı aşağıdaki gibi hesaplanır.

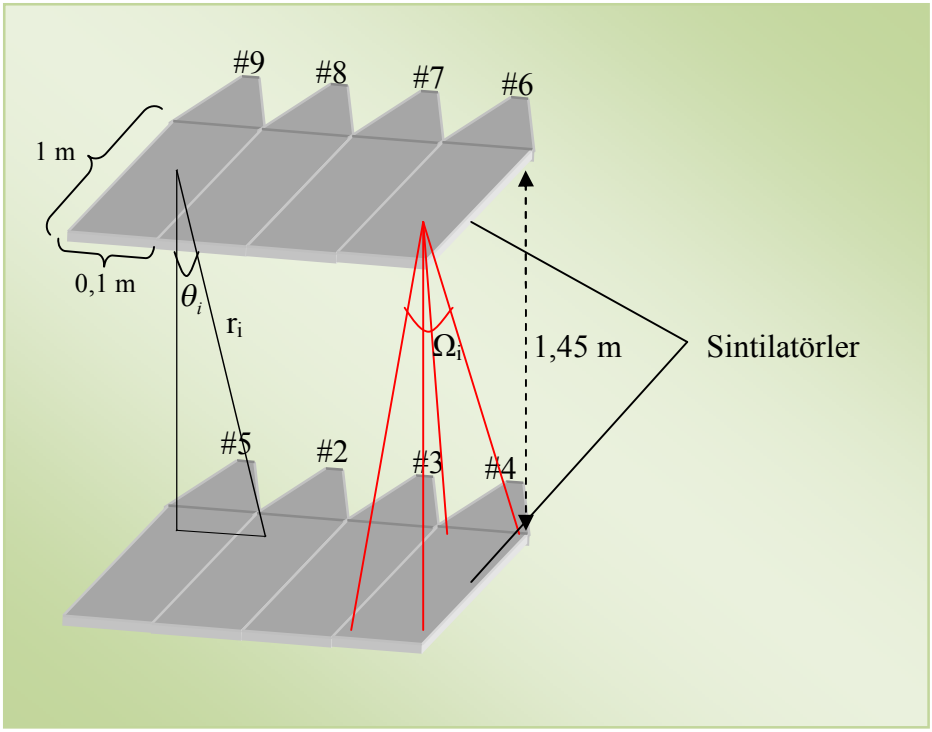
$$R = J_1 A = \sum_{k=1}^{4}\sum_{i=1}^{4} j(\cos^3\theta_i \Omega_i)_k \, A = 80 \cdot 0.10 \sum_{k=1}^{4}\sum_{i=1}^{4} j(\cos^3\theta_i \Omega_i)_k \tag{4.6}$$

burada A her bir sintilatörün alanını (1m X 0.1m= $0.1m^2$), *i* alt düzlemdeki *k* üst düzlemdeki sintilatörleri göstermektedir. Katı açı

$$\cos\theta_i = \frac{2.105}{r_i} = \frac{2.105}{\sqrt{2.105^2 + x_i^2}} \tag{4.5}$$

$$\Omega_i = \frac{A}{r_i^2} = \frac{0.10}{r_i^2} \tag{4.6}$$

formülleri kullanılarak bulunur. Burada x_i bir sintilatörün merkezinden diğer sintilatörün merkezine olan uzaklıktır.



Şekil.4.11. Hodoskop Sistemi

Yukarıda da bahsedildiği gibi hodoskop kozmik müyonlardan gelen sinyalleri tetiklemek için kullanılır. Bir kozmik müyon üst sintilatörlerden geçerken bir sinyal verir, bu müyon sürüklenme odacığı (MDT modülü) ile etkileşerek alt kısımdaki

sintilatörden birinde de bir sinyal oluşturur. Müyon sinyalleri sintilatörlere bağlı olan FÇT'ler tarafından okunur. İyi tetikleme yapabilmek için FÇT'in çalışabileceği en iyi voltajın belirlenmesi gerekmektedir. Bu nedenle yüksek voltaj taramasına ihtiyaç vardır. Bunun dışında FÇT sinyallerini sayısallaştıracak olan ayrıştırıcının eşik değerinin belirlenmesi de önemli olduğundan sintilatörlerin eşik voltaj taramaları yapılır.

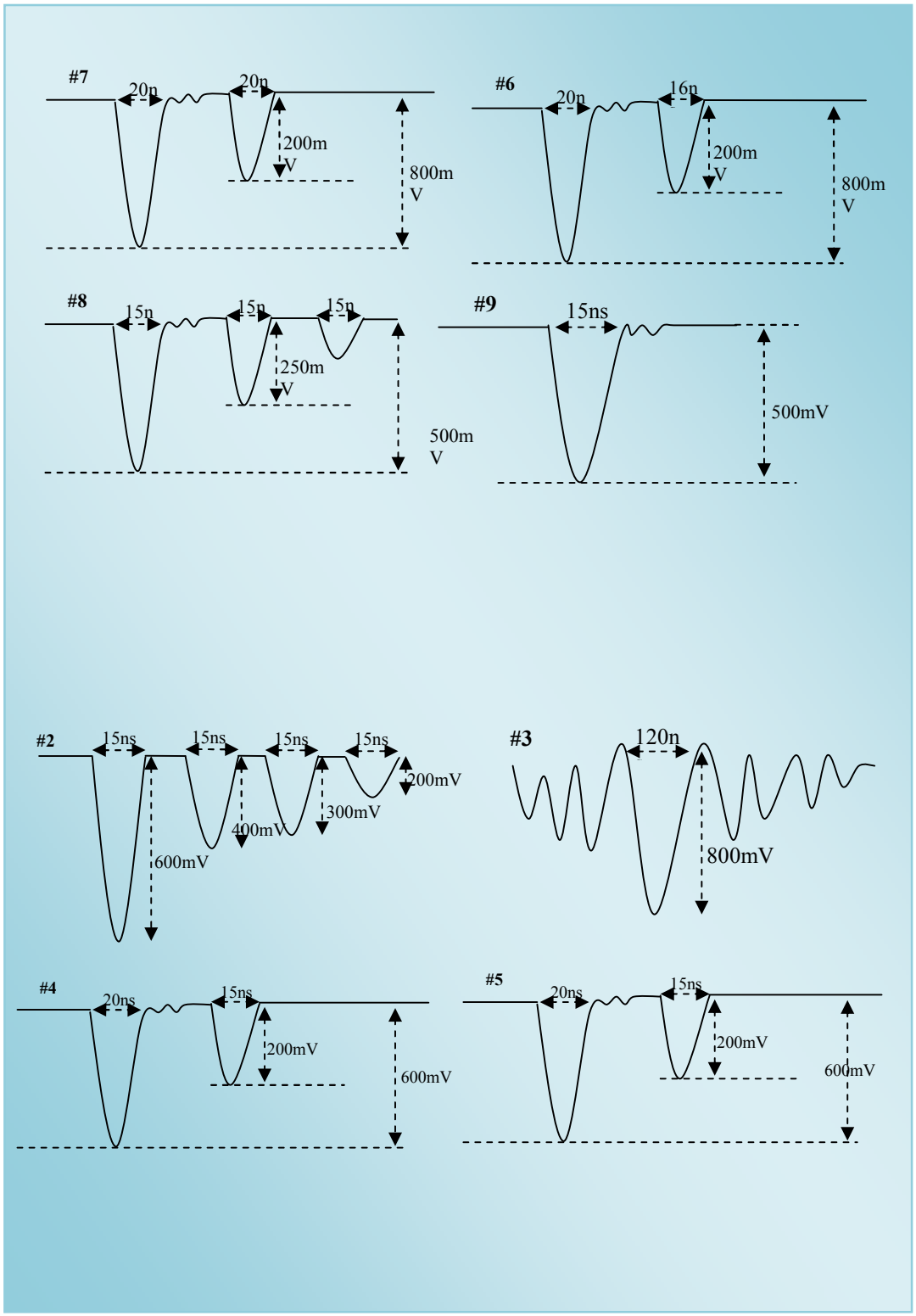
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Hodoskop MDT-BIS odacığının performansını test etmek ve kozmik müyonları tetiklemek için kullanılan sintilatörlerden oluşan bir sistemdir. ATLAS'ın MDT modüllerinin testleri, kozmik müyonlar kullanılarak Hodoskop Sisteminde yapılır. Bu tez çalışmasında Hodoskop Sistemindeki FÇT'ler için HV, ayrıştırıcı için voltaj eşik taraması ve sinyaller için gecikme zamanı taraması yapılmıştır.

5.1. FÇT'lere Yüksek Voltaj Sağlanması

Birden fazla FÇT yüksek voltaj kaynağı ile aynı anda beslenebilir. Laboratuar çalışmalarımızda HV kaynağında hangi kanalın hangi FÇT'yi beslediğini belirlemek için kanallardan herhangi birini açık tuttuk ve bu kanalın beslendiği FÇT 'den gelen sinyali osiloskop ile gözledik Böylece hangi kanal numarasının hangi FÇT'ye ait olduğunu belirledik. Ayrıca bu işlem HV taraması ve FÇT' lerin HV'larını değiştirmek için de gerekli idi. Belirlediğimiz FÇT numaralarının kanal numaraları ile karşılaştırılan sonuçları Çizelge 5.1'dedir. FÇT'lerin belirli bir çalışma voltajı vardır. Bu değerin üstüne çıkmak ölçümlerin doğruluğunu saptırabilir veya FÇT'lere zarar verebilir. Bu çalışmada FÇT'lere (daha önce belirlen) 2100 ile 2600 V aralığında değişen çalışma voltajı uygulanmıştır.

Yüksek voltaj sağlandıktan sonra FÇT'lerden gelen analog sinyalleri osiloskopta gözledik. Bu sinyaller eşik taramasının aralığı hakkında kabaca bilgi vermektedir. Osiloskopta görülen pikler eşik taramasının 60 mV ile 200 mV aralığında olması gerektiğini göstermiştir. FÇT'lere uygulanan voltajlara karşılık gelen müyon sinyalleri 500-800 mV aralığında ölçülmüştür (Şekil 5.1).



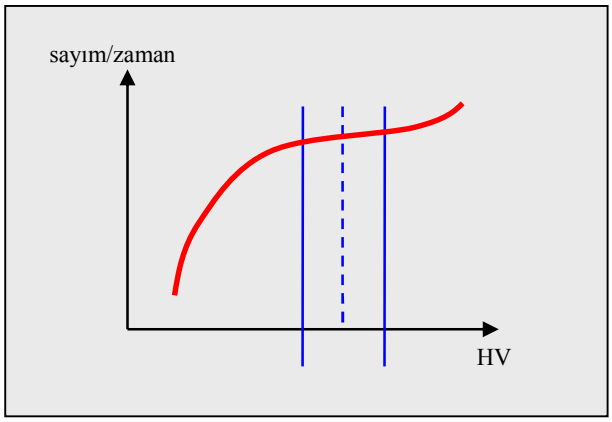
Şekil 5.1. Müyon sinyalleri

Çizelge 5.1. Her bir FÇT'ye uygulanan HV değerleri

Kanal Numarası	FÇT Numarası	Uygulanan Voltaj
Knl 0	#7	2150 V
Knl 1	#6	2100 V
Knl 2	#8	2600 V
Knl 3	#9	2280 V
Knl 5	#4	2150 V
Knl 6	#3	2100 V
Knl 7	#2	2150 V
Knl 8	#5	2150 V

5.2. FÇT HV Taraması

Çizelge 5.1'de verilen FÇT'ler daha önce bir başka deneyin hodoskop testlerinde kullanılmıştır. Bu FÇT'lerin uygun çalışma voltajının belirlenmesi için HV taramasının yapılması gerekir. Bu işlem Geiger sayaçlarının plato eğrisine benzetilerek yapılmaktadır. Uygulanan voltajın fonksiyonu olarak sayaçtan okunan sayım oranı plato eğrisini verir. Tipik bir FÇT voltajı için beklenen plato eğrisi Şekil 5.2'de gösterilmektedir.



Şekil 5.2. FÇT voltajı için beklenen plato eğrisi

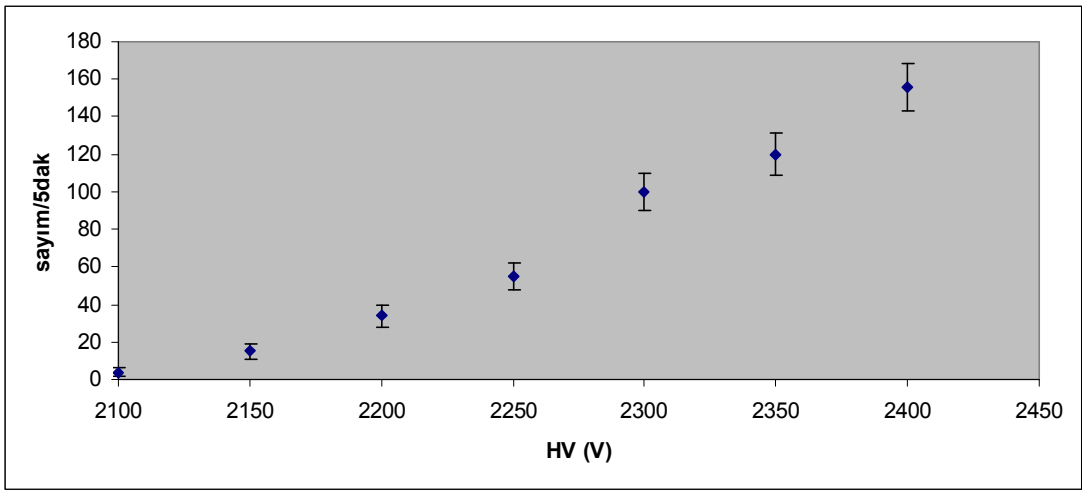
FÇT voltajının değeri düşük ise puls yüksekliği ayrıştırıcıdan geçmek için yeterli olamayacağından sayacın kaydettiği sayım azdır. Uygulanan voltaj değeri artıkça eğri keskin biçimde aniden yükselir ve belirli bir voltaj aralığına ulaşınca da

düzleşir. Voltaj aralığının üzerinde eğri bir kez daha keskin olarak artar. Bu ikinci artış FÇT'de *yenilenme etkisinin* başladığını gösterir. Yenilenme etkileri Geiger sayaçlarındaki duruma benzeyen yük boşalması ve puls sonrası gibi etkilerdir. "Plato" olarak bilinen düz kısımda sayım oranı uygulanan değişik voltajlara karşı fazla hassaslık göstermez. Voltajı bu düzlükte sabitlemek (plato'nun orta kısımda bir değerde tutmak) FÇT kazancındaki sürüklenmelerden veya güç kaynağındaki değişikliklerden kaynaklanan hatalı sayımı azaltır. Günümüzde güç kaynaklarından kaynaklanan problemler artık ortadan kalkmıştır. Kullanılan kaynağa veya sintilatöre bağlı olarak aynı FÇT için elde edilen platolar farklı olabilir (Leo,1993) .

HV taraması yapılan FÇT'lerden alınan veriler ve bunlara karşılık gelen grafikler aşağıda verilmiştir. Hodoskopun üst tabakasındaki sintilatörleri okuyan FÇT'ler 9., 8., 7. ve 6.; alt tabakasındakiler ise 5., 2., 3. ve 4. olarak numaralandırılmıştır. 9 numaralı FÇT üzerine 2400 V'dan 2100 V'a kadar voltaj uygulanmış (50 V aralıklarla) ve her 5 dakikada bir sayım alınmıştır. Her bir voltaj değerine karşılık gelen sayım sayısı ve hata payları Çizelge 5.2'de verilerek sonuçlar Şekil 5.3'de gösterilmiştir.

Çizelge 5.2. 9.FÇT için HV taraması

9. Sintilatörü okuyan FÇT		
HV (V)	Sayım/5dak	Hata Değeri
2400	156	12,49
2350	120	10,95445
2300	100	10
2250	55	7,416198
2200	34	5,830952
2150	15	3,872983
2100	4	2

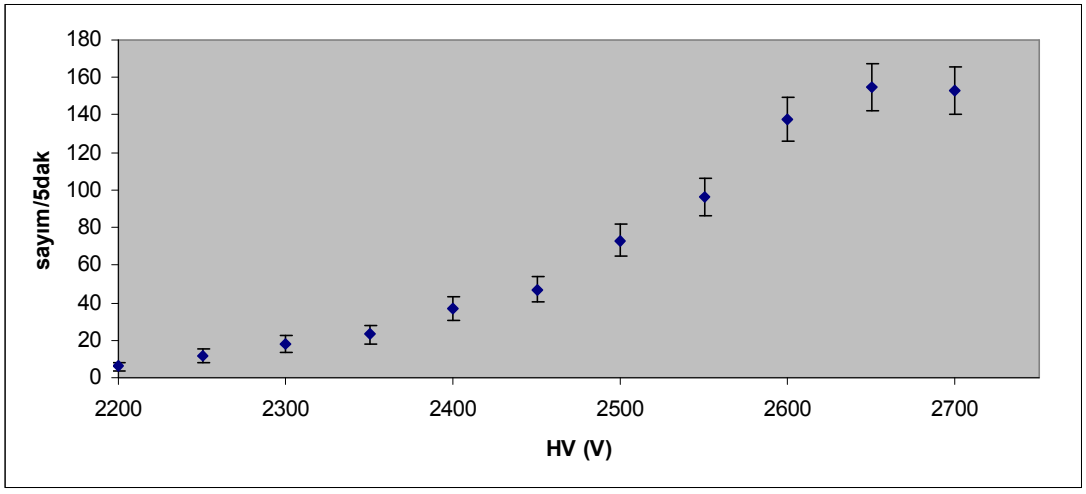


Şekil.5.3. 9.PMT için HV-Sayım grafiği

Benzer şekilde 8.sintilatör 2700-2200 V aralığında, 7.sintilatör 2350-1700 V aralığında ve 6.sintilatör 2300-1700 V aralığında taranarak sonuçlar 8. FÇT için Çizelge 5.3, Şekil 5.4, 7. FÇT için Çizelge 5.4, Şekil 5.5 ve 6. FÇT için Çizelge 5.5, Şekil 5.6'da verilmiştir.

Çizelge 5.3. 8.FÇT için HV taraması

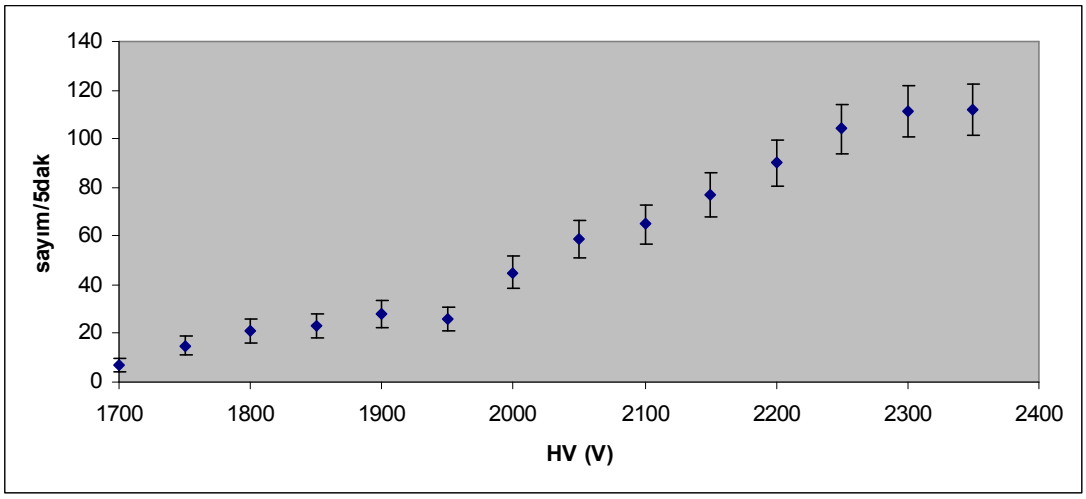
8. Sintilatörü okuyan FÇT		
HV (V)	Sayım/5dak	Hata Değeri
2700	153	12,36932
2650	155	12,4499
2600	138	11,74734
2550	96	9,797959
2500	73	8,544004
2450	47	6,855655
2400	37	6,082763
2350	23	4,795832
2300	18	4,242641
2250	12	3,464102
2200	6	2,44949



Şekil.5.4. 8.FÇT için HV-Sayım grafiği

Çizelge 5.4. 7.FÇT için HV taraması

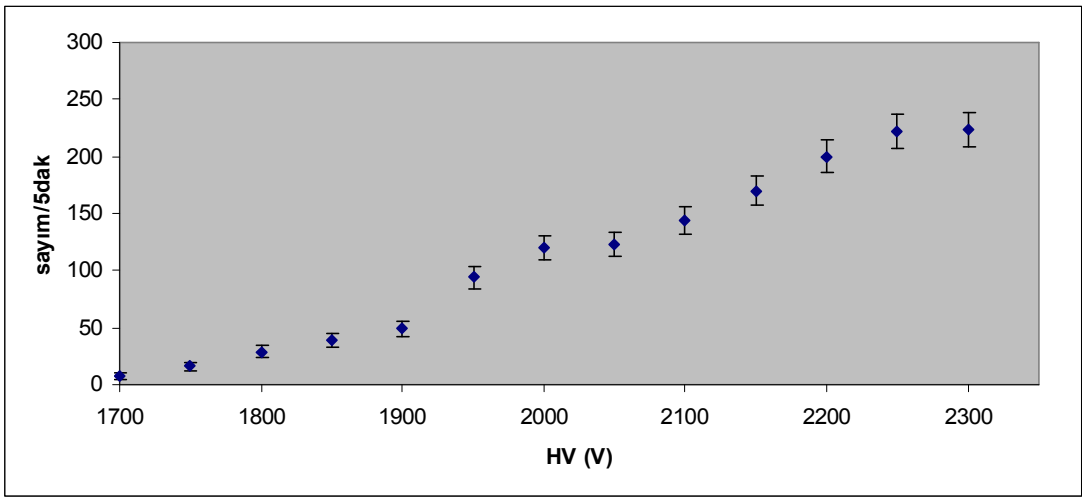
7.Sintilatör okuyan FÇT		
HV (V)	Sayım/5dak	Hata
2350	112	10,58301
2300	111	10,53565
2250	104	10,19804
2200	90	9,486833
2150	77	8,774964
2100	65	8,062258
2050	59	7,681146
2000	45	6,708204
1950	26	5,09902
1900	28	5,291503
1850	23	4,795832
1800	21	4,582576
1750	15	3,872983
1700	7	2,645751



Şekil.5.5. 7.FÇT için HV-Sayım grafiği

Çizelge 5.5. 6.FÇT için HV taraması

6. Sintilatör okuyan FÇT		
HV (V)	Sayım/5dak	Hata
2300	224	14,96663
2250	222	14,89966
2200	200	14,14214
2150	170	13,0384
2100	144	12
2050	123	11,09054
2000	120	10,95445
1950	94	9,69536
1900	49	7
1850	39	6,244998
1800	29	5,385165
1750	16	4
1700	8	2,828427

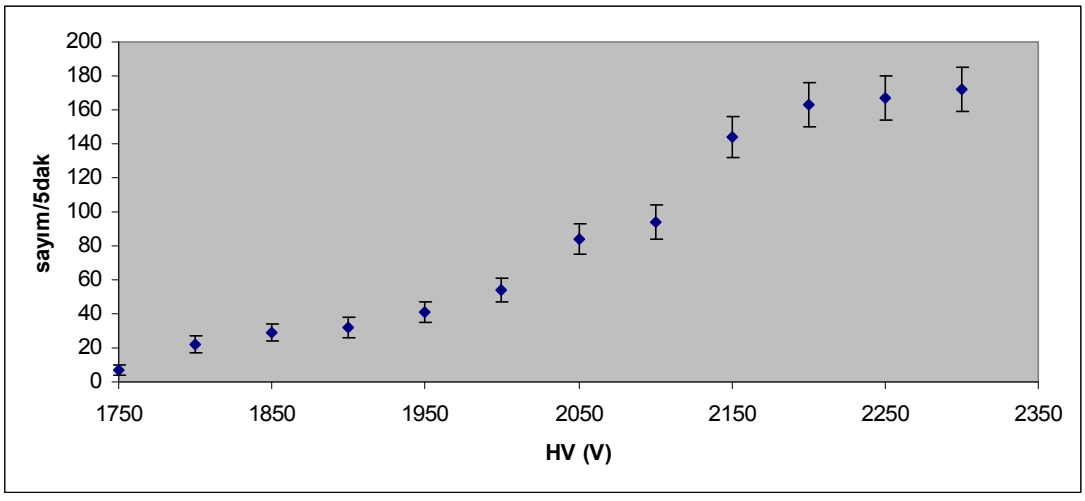


Şekil.5.6. 6.FÇT için HV-Sayım grafiği

Alt tabakalardan gelen sinyalleri okuyan FÇT'lerin HV tarama sonuçları 5. FÇT için Çizelge 5.6 ve Şekil 5.7, 2. FÇT için Çizelge 5.7 ve Şekil 5.8, 3. FÇT için Çizelge 5.8 ve Şekil 5.9, 4. FÇT için Çizelge 5.9 ve Şekil 5.10'de verilmiştir.

Çizelge 5.6. 5.FÇT için HV taraması

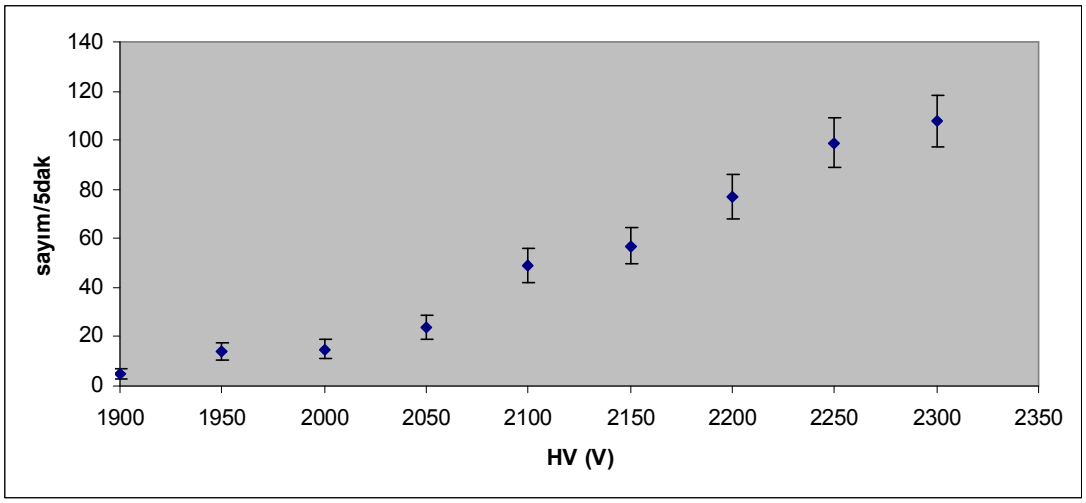
5. Sintilatörü okuyan FÇT		
HV (V)	Sayım/5dak	Hata
2300	172	13,11488
2250	167	12,92285
2200	163	12,76715
2150	144	12
2100	94	9,69536
2050	84	9,165151
2000	54	7,348469
1950	41	6,403124
1900	32	5,656854
1850	29	5,385165
1800	22	4,690416
1750	7	2,645751



Şekil.5.7. 5.FÇT için HV-Sayım grafiği

Çizelge 5.7. 2.FÇT için HV taraması

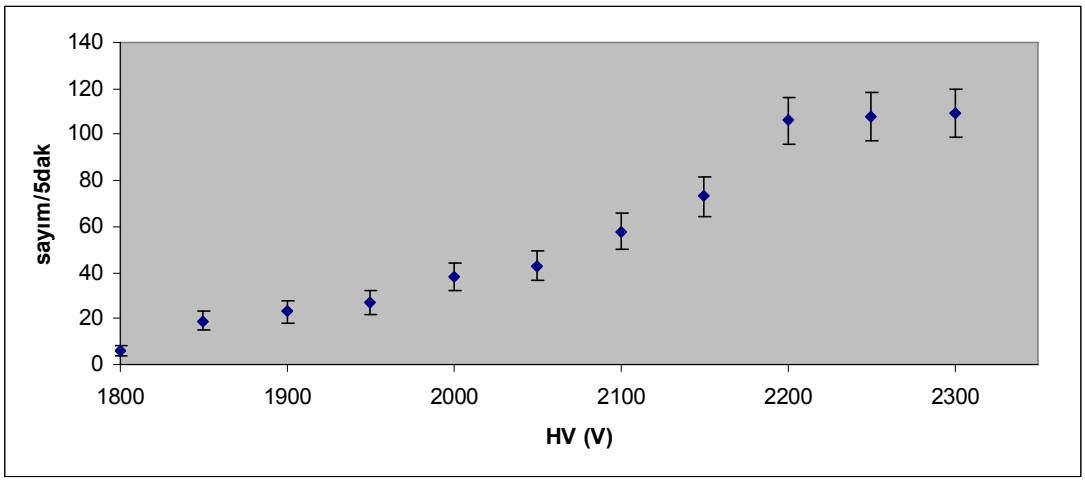
2. Sintilatörü okuyan FÇT		
HV (V)	Sayım/5dak	Hata
2350	301	17,34935
2300	293	17,11724
2250	270	16,43168
2200	214	14,62874
2150	181	13,45362
2100	137	11,7047
2050	74	8,602325
2000	34	5,830952
1950	10	3,162278
1900	1	1



Şekil.5.8. 2.FÇT için HV-Sayım grafiği

Çizelge 5.8. 3.FÇT için HV taraması

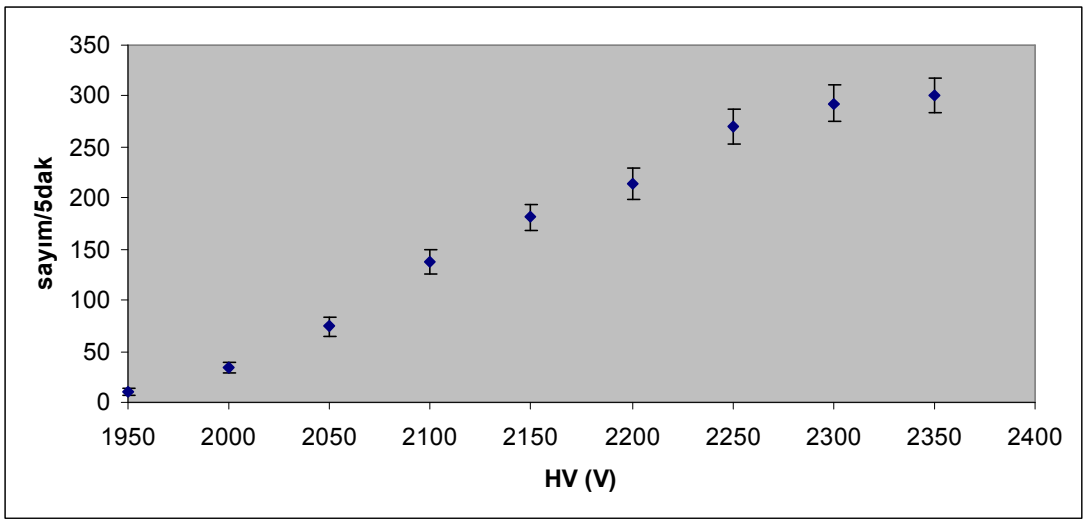
3. Sintilatörü okuyan FÇT		
HV (V)	Sayım/5dak	Hata
2300	109	10,44031
2250	108	10,3923
2200	106	10,29563
2150	73	8,544004
2100	58	7,615773
2050	43	6,557439
2000	38	6,164414
1950	27	5,196152
1900	23	4,795832
1850	19	4,358899
1800	6	2,44949



Şekil.5.9. 3.FÇT için HV-Sayım grafiği

Çizelge 5.9 4.FÇT için HV taraması

4. Sintilatörü okuyan FÇT		
HV (V)	Sayım/5dak	Hata
2300	108	10,3923
2250	99	9,949874
2200	77	8,774964
2150	57	7,549834
2100	49	7
2050	24	4,898979
2000	15	3,872983
1950	14	3,741657
1900	5	2,236068



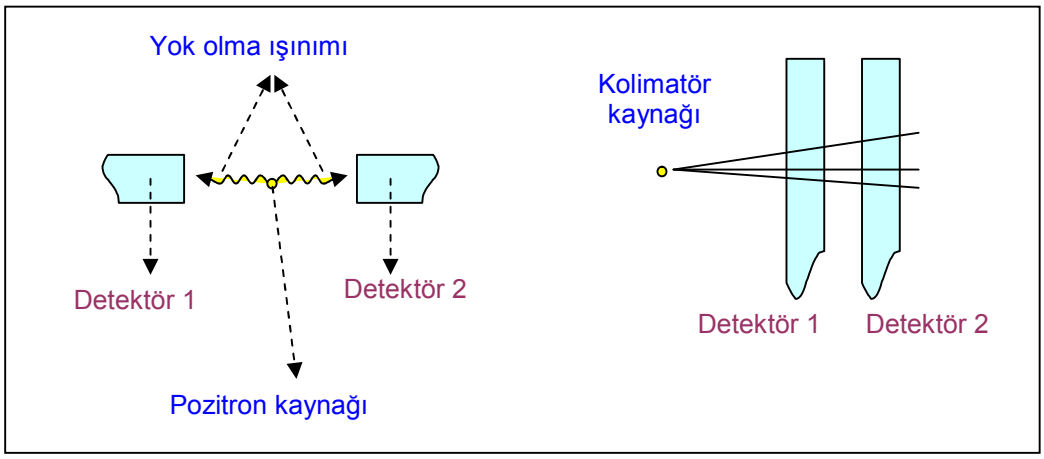
Şekil.5.10. 4.FÇT için HV-Sayım grafiği

5.3. Gecikme Zaman Taraması

Birbirine benzeyen iki detektörden gelen sinyallerin aynı parçacığa ait olduğunu doğrulamak ya da aynı parçacığın meydana getirdiği olayları çakıştırmak için gecikme zaman taraması yapılır. Aynı parçacıktan gelen ve bir birini izleyen sinyalleri ölçmek istediğimizde (örneğin β bozunumlarını takip eden γ ışınları), elektronik bir devre kullanılır. Bu devrenin temel amacı ikinci sinyalin birinci ile doğru zamanda karşılaşıp karşılaşmadığını tespit etmektir. Yani iki sinyal çok kısa bir zaman aralığında aynı parçacıktan mı gelir? Aynı parçacıktan gelen iki sinyalin zaman çakışmasına (coincidence) **gerçek çakışma** denir. Farklı parçacıklardan kaynaklanan sinyaller için de zamanlama devrelerini tetiklemek mümkündür; bu ise tesadüfi çakışmaya neden olur (Krane,2001).

γ ışını detektörlerinde kullanılan yaygın kaynaklardan biri pozitron yok olması sonucu ortaya çıkan ışınımlardır. Yok olma sonucunda eşit enerjili iki foton zıt yönde yayınlanır. Eğer yok olma kaynağı yüz yüze olan iki detektör arasına yerleştirilirse bu olaylar geçikme zamanını ayarlamak için kullanılabilir.

Eğer detektörler γ ışınını varlamaya yeterli değilse ve plastik sintilatörler gibi ince detektörlerse β kaynağında olduğu gibi her iki sayaçtan geçen yüklü parçacık hüzmesi kullanılır ve detektörler birbirlerine daha fazla yaklaştırılarak gecikme zamanı (çakışma) elde edilebilir. Parçacıklar detektörler içinden geçebilecek enerjiye sahip olmalıdır. Çakışma ölçümleri için kullanılan bir deney düzeneği şekil 5.11'de gösterilmiştir (Leo,1993).

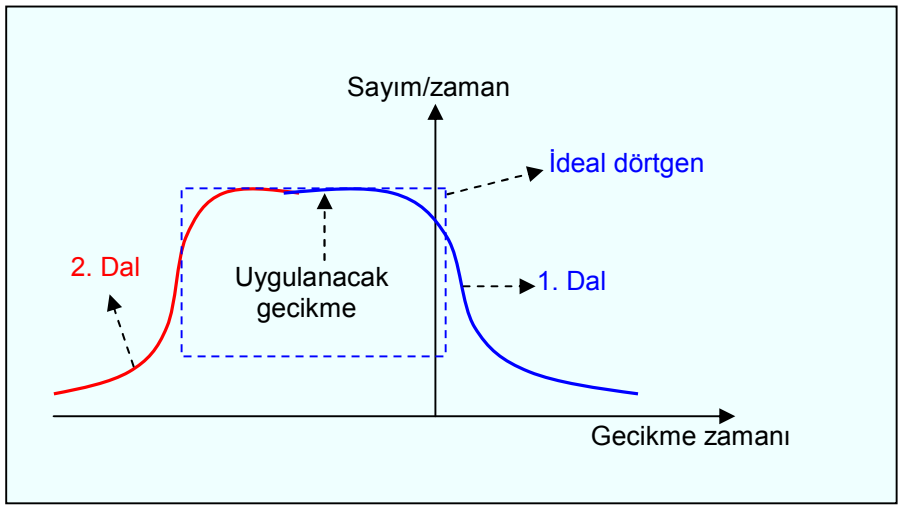


Şekil 5.11. İki detektör için gecikme zamanını ayarlama düzeneği. γ ışını detektörlerinde çakışma eğrisi elde etmek için pozitronun yok olmasından ortaya çıkan iki foton kullanılır. Yüklü parçacık detektörlerinde ise en azından 1. detektörü geçmeye yetecek enerjiye sahip elektron veya farklı parçacık hüzmeleri kullanılır (Leo,1993).

Çakışan aynı olaylar için bağıl gecikme zamanı, uygulanan gecikme zamanının fonksiyonu olarak olay sayısının (sayım) ölçülmesiyle bulunabilir. Sayım sayısının geçikme zamanına göre değişimden çakışma eğrisi elde edilir. Böyle bir eğri Şekil 5.12'de verilmiştir. 1. detektörden gelen sinyallerin (1.dal) 2. detektöre (2.dal) göre gecikmesi ters yönlü olduğu için burada 1.dal'ın gecikmesi pozitif x-ekseni boyunca 2.dalın gecikmesi ise negatif x-ekseni boyunca çizilmiştir. Zamanlayıcıda hiç gecikmenin olmadığı durumda (zaman sayacı sıfır gecikmeli duruma ayarlandığında) sinyalin zamanlayıcının içinden nano saniye gibi çok küçük bir gecikme ile geçtiği unutulmamalıdır. Bu çok kısa zaman aralığı bile bir gecikmedir. Her iki detektörden gelen sinyalleri aynı gecikme ile ölçebilmek için zamanlayıcıları eşleştirmek gerekir. Eğer tek bir zamanlayıcı kullanıp önce bir kol daha sonra diğer koldaki gecikme ölçülüp çakışma eğrisi çizilirse nano saniye mertebesindeki ek gecikmeden dolayı her bir kolun sıfır zaman noktaları çakışık olmayacaktır.

Şekil 5.12 deki eğriye göre uygulanacak (uygun) gecikme genellikle grafikteki platonun ortasında seçilir. En ideal eğri iki puls'ın üst üste bindiği bölgeye karşılık gelen bir dikdörtgendir. Elektronikler ve detektör birimlerinden oluşan

zaman değişiklikleri iki sinyal arasındaki uyumu bozar. Bu da kusursuzluğu temsil eden dikdörtgen şeklin kaybolması demektir. Eğer sinyal genişliği bu dalgalanmalardan çok küçükse doğru çakışmalar kaybolacaktır. Bundan dolayı çakışma ölçümleri anormal bir eğri verecektir. Böyle bir durumda sinyal genişliği bu dalgalanma etkilerini yok edecek kadar genişletilmelidir.



Şekil 5.12. Beklenen çakışma eğrisi

Sistemin zaman çözünürlüğü olarak genellikle eğrinin yarı maksimum genişliği (FWHM) alınır. Bu zaman aralığı iki puls genişliğinin toplamına yakın olmalıdır. Örneğin Şekil 5.13 deki grafiğin genişliği yaklaşık 80 ns'dir. Açıkça eğrinin çok dar olması elektroniklerdeki zaman kaybının ve hatalı çakışmaların az olduğunu gösterir (Leo,1993).

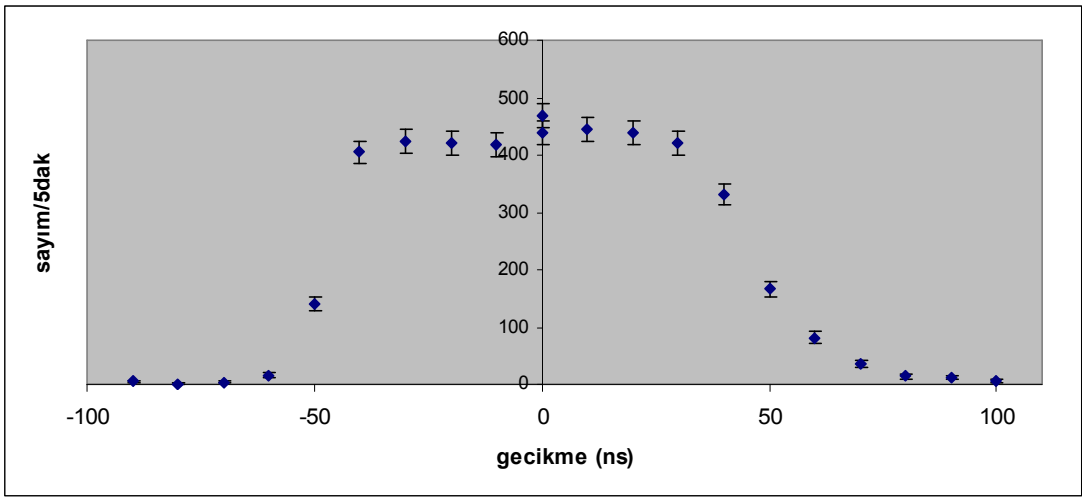
Deney düzeneğimizde (Şekil 4.2) alt ve üst sintilatör tabakaları iki detektör birimi (detektör 1 ve detektör 2) olarak düşünüldü. İki detektörden gelen sinyal **Ayrıştırıcı 1** den geçtikten sonra **VEYA Ünitesi** ve oradan **Ayrıştırıcı 2**'ye oradan da **Zamanlayıcı** (Gecikme Ünitesi)'ya ulaşmaktadır. Buradan çıkan sinyaller tekrar **Ayrıştırıcı 2**'ye ve sonra **Çakıştırıcı** ve **Sayaç**'a ulaşır. Çakışan olaylar **Ayrıştırıcı 2'**den bir osiloskop ile de okunabilir. Burada ikinci bir ayrıştırıcıyı kullanma nedenimiz **Ayrıştırıcı 1**'den elde edilen sayısal sinyalin **Çakıştırıcı'**ya gelene kadar

elektronik kaynaklı bozulmasıdır. Bu ayrıştırıcı için eşik taraması yapmaya gerek yoktur.

Çalışmamızda her iki detektörden gelen sinyal aynı zamanlayıcıdan geçirildiği için zamanlayıcıda eşleme problemi ortadan kaldırıldı. Uygulanan gecikmeye karşı sayım değerleri Çizelge 5.4'de verilmiş olup grafiği Şekil 5.7'da gösterilmiştir.

Çizelge 5.10 Gecikmeye karşı sayım değerleri

Gecikme(ns)	Sayım/5dak	Hata
0	468	21,63330765
10	446	21,11871208
20	438	20,92844954
30	421	20,51828453
40	331	18,1934054
50	166	12,88409873
60	82	9,055385138
70	36	6
80	14	3,741657387
90	11	3,31662479
100	7	2,645751311
0	438	20,92844954
-10	418	20,4450483
-20	420	20,49390153
-30	424	20,59126028
-40	405	20,1246118
-50	141	11,87434209
-60	16	4
-70	4	2
-80	1	1
-90	5	2,236067977



Şekil 5.13. Gecikmeye karşı sayım değerleri**.**

Atmosferin üst tabakalarında oluşup yeryüzüne ulaşan kozmik müyonların hızının yaklaşık 0,9c olduğunu varsayarsak müyonlar iki sintilatör tabakasından geçerken bu tabakaların her ikisinden de sinyal gelecektir. Deney düzeneğimizde iki tabaka arasındaki mesafe 1,45 m dir. Relativistik olmayan hesaplamalara göre bir müyon bu mesafeyi yaklaşık olarak 5,4 ns de geçer. Yani müyonların sintilatör tabakalarından geçerken verdiği sinyaller arasında 5,4 ns'lik fark vardır. Aynı olayların çakışması için bu sinyaller arasında farkın olmamasını istiyoruz. Aksi takdirde çakıştırıcı tesadüfi olayları da karşılaştırmış olur.. Bu nedenden dolayı FÇT'lerden başlayıp çakıştırıcı ünitesine kadar sinyallerin ilerlediği kablolardaki ve elektroniklerdeki gecikmeler de hesaba katılmalıdır. 9, 8, 7, 6, 5, 4 ve 3 numaralı FÇT'lere bağlı olan kabloların her biri 16 ns + 10 ns = 26 ns'lik gecikmesi olan uç uca eklenmiş iki kablodan oluşmuştur. 2 numaralı FÇT'ye bağlı olan kablo ise 8 ns + 8 ns + 10 ns = 26 ns'lik gecikmeli olup yine uç uca eklenmiş üç kablodan oluşmuştur. Kısaca FÇT'lerden ayrıştırıcıya bağlanan eşit gecikmeli kablolar kullanıldığından FÇT'ler ve ayrıştırıcı arasında zaman farkı yoktur.

Söz konusu diğer gecikmeleri de eşitlemek için, Şekil 5.13' deki sonuçlarımızda görüldüğü gibi, yapılan *gecikme zaman taraması'* nda platonun tam ortası eksi yönde olup ikinci kol üzerindedir. Bu durum müyonların üst tabakadan alt tabakaya geçmesi sırasında bir miktar geciktiğini, ayrıca elektroniklerden ve

kablolardan kaynaklanan sistematik bir gecikmenin olduğunu gösterir. Diğer taraftan ikinci kol üzerine, grafiğin hemen hemen orta noktasına denk gelen, 10 ns'lik gecikme uygulandı. Bu seçimi yaparken orta noktadan fazla uzaklaşmamaya dikkat edildi. Sonuçlardan da görüldüğü gibi platonun orta noktasından uzaklaştıkça çakışan olay sayısı azalacağından istatistik de azalmaktadır.

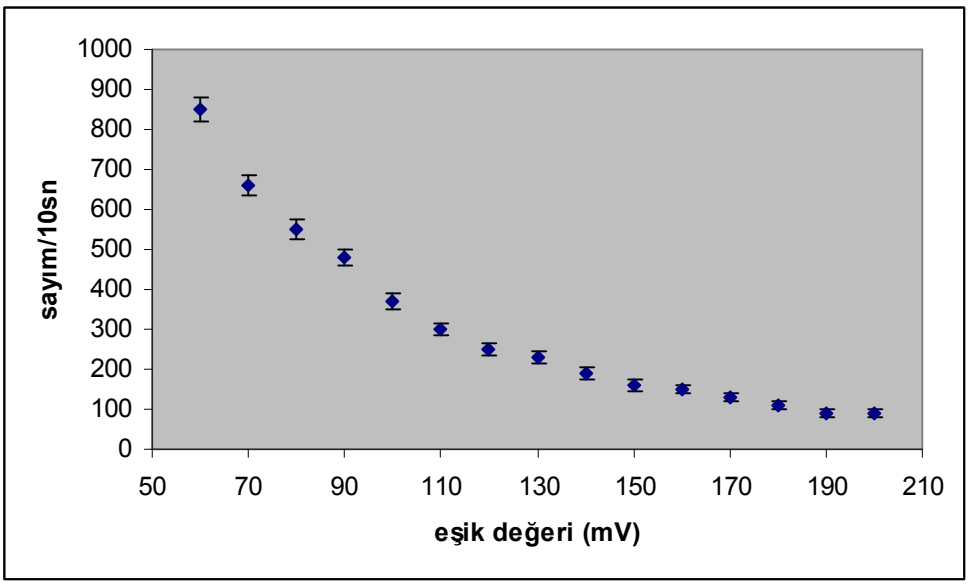
5.4. Eşik Değer Taraması

Ayrıştırıcı, analog sinyali sayısal sinyale dönüştüren elektronik devredir. Bu dönüşüm ancak belli bir eşik değer için yapılır. Yani gelen analog sinyal belirli bir değerin üstündeyse sayısal bir yanıt alınır, eşik değerinin altında ise ayrıştırıcıdan yanıt alınmaz. Ayrıştırıcının önemli bir özelliği de gürültü, dalgalanma ve yansımayı gerçek sinyallerden ayırmaktır. Bundan dolayı doğru eşik değerini belirlemek için FÇT' lerden gelen sinyallerin eşik değeri taraması yapılır.

Eşik değer taramasında alt ve üst sintilatör tabakasında bulunan her bir sintilatör için ayrıştırıcıya uygulanan eşik değerinin sayıma karşı verilerini aldık (Üst sintilatörler için Çizelge 5.11, 5.12, 5.13, 5.14 ve alt sintilatörler için Çizelge 5.15, 5.16, 5.17, 5.18). Bu çizelgelere karşılık gelen grafikler üst sintilatörler için sırasıyla Şekil 5.14, 5.15, 5.16, 5.17 ve alt sintilatörler için Şekil 5.18, 5.19, 5.20, 5.21 de verildi.

Çizelge 5.11. Üst sintilatör tabakasındaki 9 nolu sintilatör için verilen eşik değerine karşı sayım değerleri

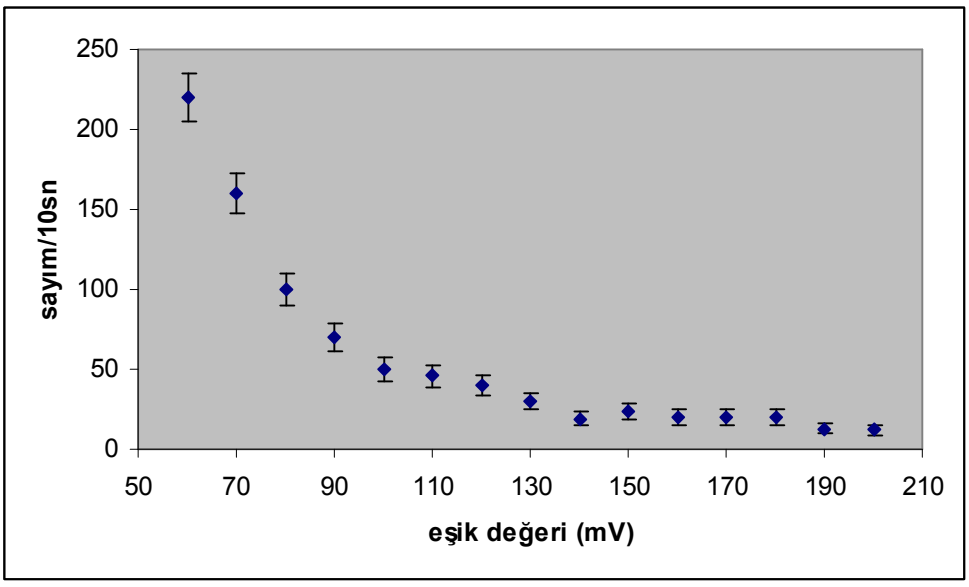
Sintilatör 9	HV 2280V	
	Eşik değeri (mV)	Sayım/10s
	60	850
	70	660
	80	550
	90	480
	100	370
	110	300
	120	250
	130	230
	140	190
	150	160
	160	150
	170	130
	180	110
	190	90
	200	90



Şekil 5.14 9 nolu sintilatör için eşik değerine karşı sayım değerleri

Çizelge 5.12 Üst sintilatör tabakasındaki 8 nolu sintilatör için verilen eşik değerine karşı sayım değerleri

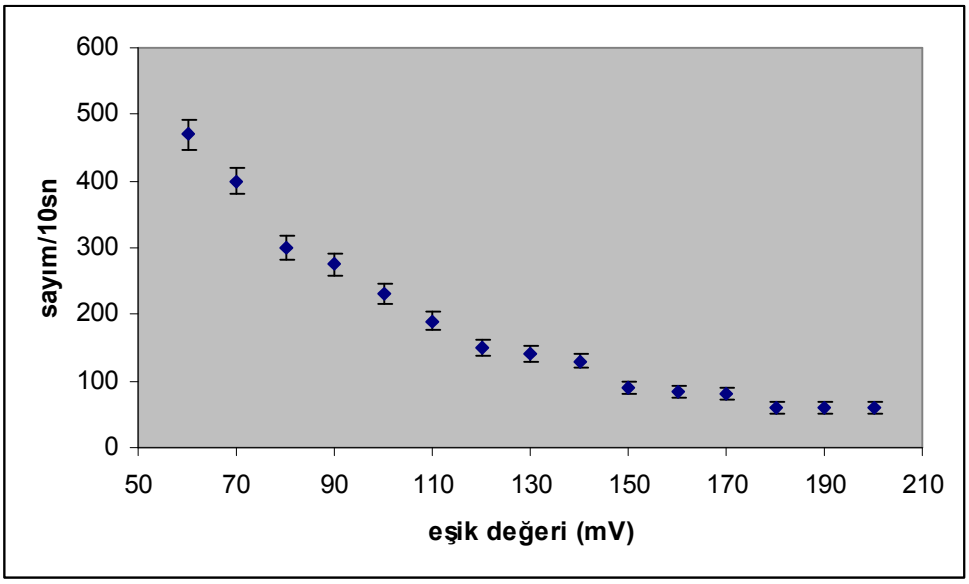
Sintilatör 8	HV 2500V	
	Eşik değeri (mV)	Sayım/10s
	60	220
	70	160
	80	100
	90	70
	100	50
	110	46
	120	40
	130	30
	140	19
	150	24
	160	20
	170	20
	180	20
	190	13
	200	12



Şekil 5.15 8 nolu sintilatör için eşik değerine karşı sayım değerleri

Çizelge 5.13 Üst sintilatör tabakasındaki 7 nolu sintilatör için verilen eşik değerine karşı sayım değerleri

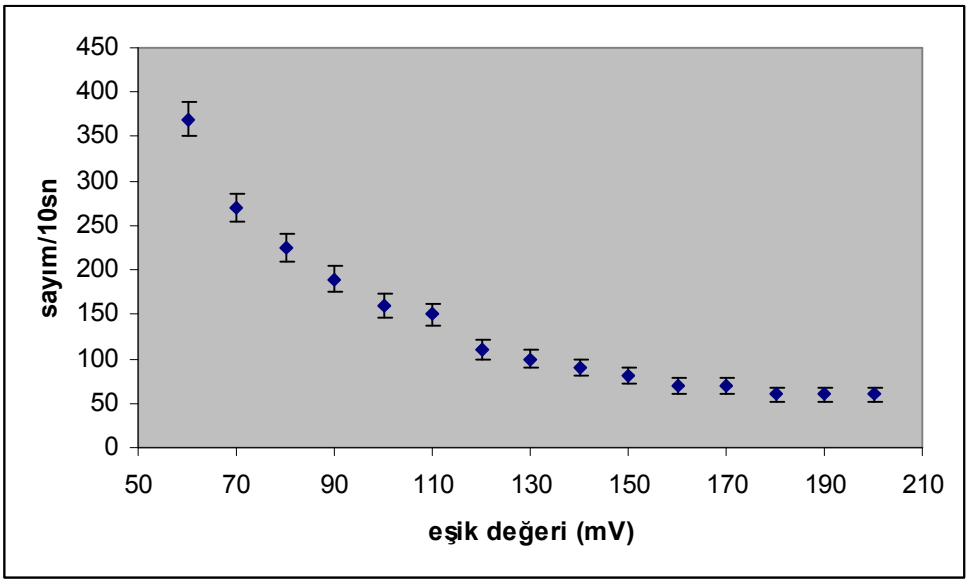
Sintilatör 7	HV 2150V	
	Eşik değeri (mV)	Sayım/10s
	60	470
	70	400
	80	300
	90	275
	100	230
	110	190
	120	150
	130	140
	140	130
	150	90
	160	85
	170	80
	180	60
	190	60
	200	60



Şekil 5.16 7 nolu sintilatör için eşik değerine karşı sayım değerleri

Çizelge 5.14 Üst sintilatör tabakasındaki 6 nolu sintilatör için verilen eşik değerine karşı sayım değerleri

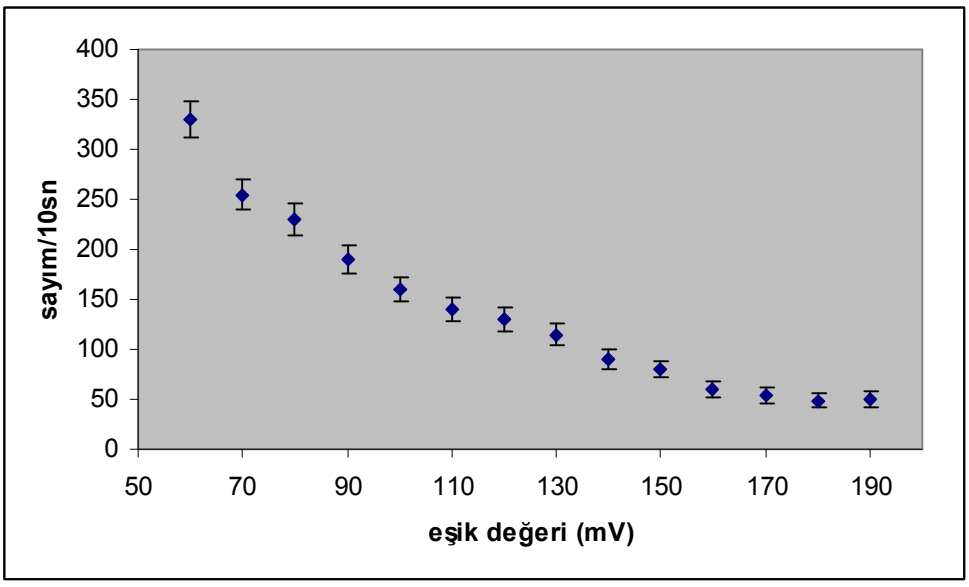
Sintilatör 6	HV 2100V	
	Eşik değeri (mV)	Sayım/10s
	60	370
	70	270
	80	225
	90	190
	100	160
	110	150
	120	110
	130	100
	140	90
	150	80
	160	70
	170	70
	180	60
	190	60
	200	60



Şekil 5.17 6 nolu sintilatör için eşik değerine karşı sayım değerleri

Çizelge 5.15 Alt sintilatör tabakasındaki 5 nolu sintilatör için verilen eşik değerine karşı sayım değerleri

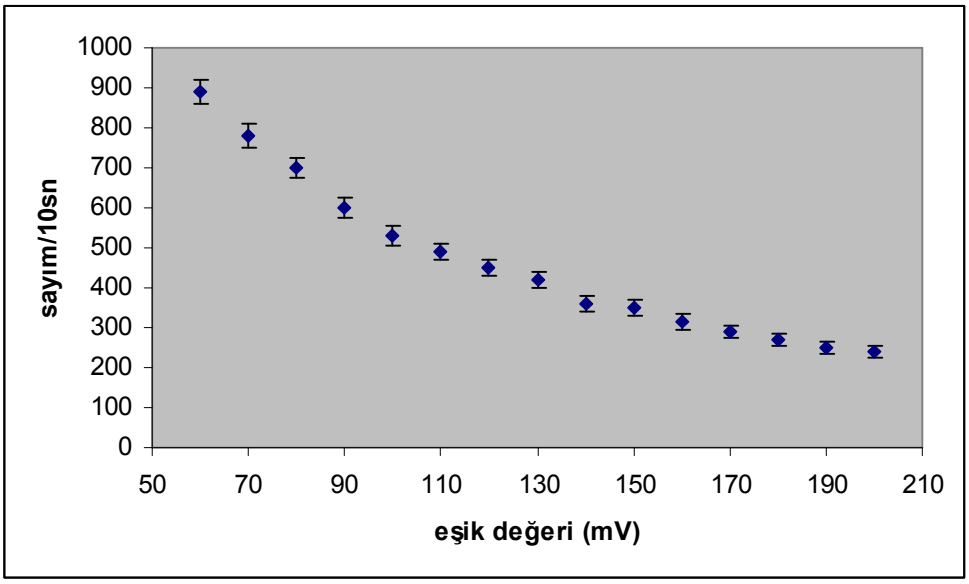
	HV 2150V	
Sintilatör 5	Eşik değeri (mV)	Sayım/10s
	60	330
	70	255
	80	230
	90	190
	100	160
	110	140
	120	130
	130	115
	140	90
	150	80
	160	60
	170	54
	180	49
	190	50
	200	40



Şekil 5.18 5 nolu sintilatör için eşik değerine karşı sayım değerleri

Çizelge 5.16 Alt sintilatör tabakasındaki 2 nolu sintilatör için verilen eşik değerine karşı sayım değerleri

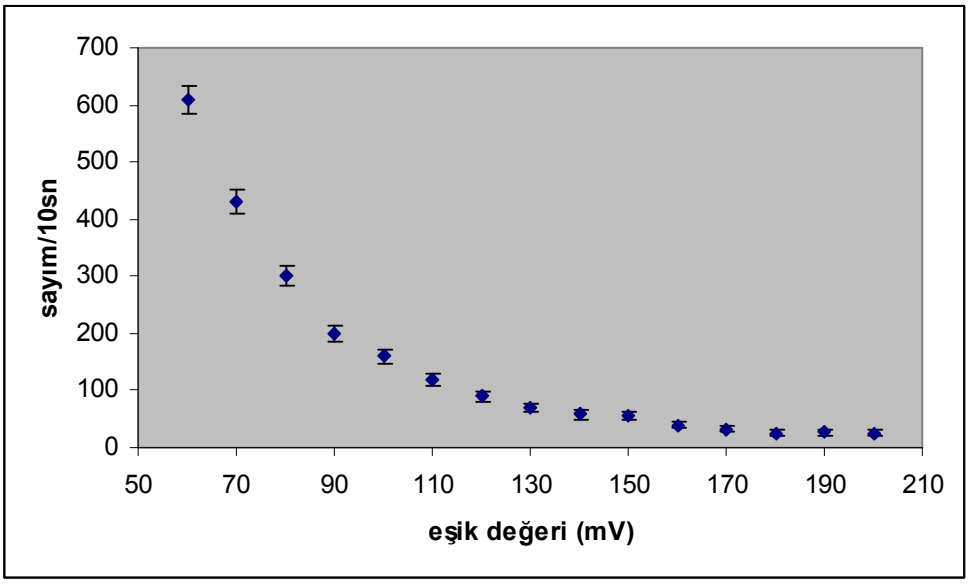
	HV 2150V	
Sintilatör 2	Eşik değeri (mV)	Sayım/10s
	60	890
	70	780
	80	700
	90	600
	100	530
	110	490
	120	450
	130	420
	140	360
	150	350
	160	315
	170	290
	180	270
	190	250
	200	240



Şekil 5.19 2 nolu sintilatör için eşik değerine karşı sayım değerleri

Çizelge 5.17 Alt sintilatör tabakasındaki 3 nolu sintilatör için verilen eşik değerine karşı sayım değerleri

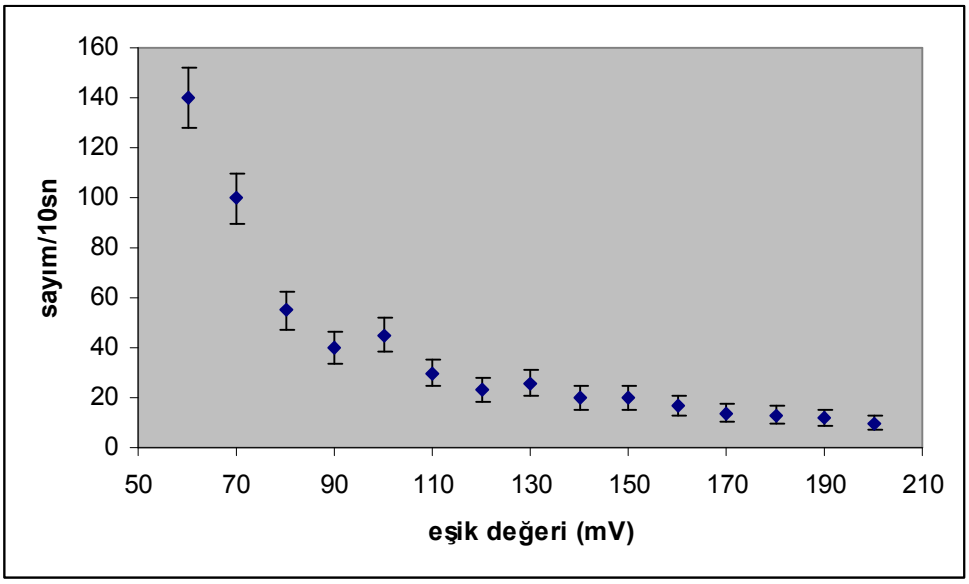
	HV 2100V	
Sintilatör 3	Eşik değeri (mV)	Sayım/10s
	60	610
	70	430
	80	300
	90	200
	100	160
	110	120
	120	90
	130	70
	140	58
	150	55
	160	40
	170	33
	180	25
	190	27
	200	26



Şekil 5.20 3 nolu sintilatör için eşik değerine karşı sayım değerleri

Çizelge 5.18 Alt sintilatör tabakasındaki 4 nolu sintilatör için verilen eşik değerine karşı sayım değerleri

	HV 2150V	
Sintilatör 4	Eşik değeri (mV)	Sayım/10s
	60	140
	70	100
	80	55
	90	40
	100	45
	110	30
	120	23
	130	26
	140	20
	150	20
	160	17
	170	14
	180	13
	190	12
	200	10



Şekil 5.21 4 nolu sintilatör için eşik değerine karşı sayım değerleri

Bu grafiklerden görüldüğü gibi eşik değeri artırıldığında o eşik değerini geçecek sinyal sayısı (sayım sayısı) azalacaktır. Belli bir eşik değeri aralığında grafikler bir düzlüğe (plato) ulaşmaktadır. Bu plato üzerinde sayımın eşik değerine karşı hassaslığı azalacağı için eşik değeri plato üzerinde seçilmelidir. Ancak platonun başladığı noktaya yakın bir değer alınırsa söz konusu hatalı ölçümlere de izin verilmiş olur. Platonun bitiş noktasına yakın değerlerin alınması da istediğimiz sinyallerin istatistiğini azaltabilir. Plato üzerinde orta noktada bir eşik değerinin seçilmesi gerekir. Bu grafikler yardımıyla müyon sinyallerini diğer sinyallerden ayırmak kolaylaşır.

Yapılan çalışmayı özetlersek; HV ve Eşik Değer taramaları sonucunda bazı FÇT-sintilatör çiftlerinin problemli olduğu gözlendi. Problemlerin kaynağı sintilatörlerdeki ışık kaçağı veya FÇT' lerdeki elektriksel gürültüler olabilir. Problemi test etmenin yolu sintilatör-ışık klavuzu-FÇT bağlantısını kontrol etmektir, bunun içinde ışıklı ve ışıksız ortamda sayaçtan veri almak gerekir. Laboratuardaki Hodoskop Sistemimiz için böyle bir karşılaştırma sonucu Çizelge 5.19' da verilmiştir. Bu karşılaştırma testine göre 9, 2, 4 nolu FÇT-sintilatör çiftlerinde ışık kaçağı ve 3 nolu çiftte ise FÇT' nin tabanı ile ilgili problem olduğu tespit edilmiştir.

Çizelge 5.19. FÇT-Sintilatör çiftlerinin ışıklı ortamla karşılaştırılması

FÇT-Sintilatör Çiftleri	Işıklı ortam	Işıksız Ortam
9 nolu	900	450
8 nolu	400	400
7 nolu	500	300
6 nolu	500	500
5 nolu	500	450
2 nolu	16000	13000
3 nolu	3000	3000
4 nolu	120	80

Çizelge 5.19. deki sonuçlara göre hodoskop sistemindeki 8, 7, 6, 5 nolu FÇT-sintilatör çiftlerinin 160 mV civarında eşik değeri ile çalışmasının uygun olduğu gözlenmiştir. Diğer sintilatörler sistemde kullanılmadan önce, tespit edilen bu problemli FÇT'lerin onarılması gereklidir.

KAYNKALAR

ALEKSA, M., 1999. Performance of the ATLAS Muon Spectrometer, Viyana Teknik Üniversitesi, Viyana

ARIK, E., 2005. 1. Ulusal Hızlandırıcı Yaz Okulu seminer notları, Ankara Üniversitesi, Ankara

ATLAS Collaboration, 1999. ATLAS Technical Design Report. ATLAS TDR 14, CERN/LHCC 99-14

ATLAS Muon Collaboration, 1997, ATLAS Muon Technical Design Report, CERN/LHCC 97-22

AVRAMİDOU, R., 2002. Hodoscope performance fort he cosmic ray set up of the MDT-BIS chamber "Beatrice", Athens, NTU

AVRAMİDOU, R., 2005. A Summary of the ATLAS MDT Calibration Model, ATLAS μ Internal note, ATLAS MDT Spectrometer Calibration Group, CERN

BETHE, A. H., 1953.Molier's Theory of Multiple Scattering, Phys. Rev. 89, p. 1256

BIEBEL, O., 2003. A Cosmic Ray Measurement Facility for ATLAS Muon Chambers. Münich. Üniversitesi, Münich

CHRISTIDI, A., 2000. Testing of Chambers for ATLAS in X5/GIF Area at CERN, CERN

CORNELISSEN, T. G., 2006.Track Fitting in the ATLAS Experiment. Amsterdam Üniversitesi, Amsterdam

ÇETİN, S., 1998. Physics and Trigger studıes with ATLAS Detector. Boğaziçi Üniversitesi,İstanbul

ELWYN, D., 2004. ATLAS End Cap Toroid Magnets Cryostat Design, Manifucture andIntegration at CERN. Institute of Electrical and Electronics Engineers, USA

FABJAN, C.W., Calorimetry for Particle Physics, Rev. Mod. Phys. 75 (2003) 1243 1286.

GRUPEN, C.,2004.Physics for Particle Detection (B. Wenclawiak ve S. Wilnewski editör). Kosmisher Myonenschauer im ALEPH-Experiment.

HORVAT, S.,2005. Study of the Higgs Discovery Potential in the Process pp → H → 4μ. Zagrep University,Zagrep

http://atlas.ch/atlas_brochures_pdf/atlas_tech_full.pdf

http://atlas.ch/atlas_brochures_pdf/brochure_american.pdf

http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/INNER_DETECTOR/TDR/tdr-figs.html#Vol.I

http://atlas.web.cern.ch/Atlas/SUB_DETECTORS/DetStatus/innerdetector/pixel/sensor.jpg

http://atlas-bt.web.cern.ch/atlas-bt/docs/design/pars/

http://atlasexperiment.org/atlas_photos/liqargcal/liqargcal_barrel/B_wotext.jpg

http://atlasexperiment.org/atlas_photos/liqargcal/liqargcal_general/9308048_09_general.jpg

http://atlasexperiment.org/Calo.html

http://atlasexperiment.org/magnet.html

http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/Welcome.html

http://atlas-magnet.web.cern.ch/atlas-magnet

http://doc.cern.ch//archive/electronic/cern/others/atlnot/INT/muon/muon-int-2006-008.doc

http://lhc.web.cern.ch/lhc/

http://lhc-machine-outreach.web.cern.ch/lhc-machine-outreach/images/complex/Cern-complex.gif

http://www.cme.rl.ac.uk/cae/aectcm/aectcm.htm

http://www.fys.uio.no/epf/atlas/NYatlasF/Bilder/detpic40b.jpg

KRANE, K. S.,2001. Introduction to Nuclear Physics, Oregon State University

LEO, W. R., 1993. Techniques For Nuclear and Particle Physics Experiments. New York,

LOHMAN, W., 1985.Energy loss of muons ın the energy range 1-1000 GeV.Cern-85 03.

PDG, 2002. Particle Physics Booklet

POLICICCHIO, A.,2006. Study of Rare with ATLAS Detektor at LHC and Chamber Performances.

SAMPSONIDIS, D., 2002. X-ray Tomograph results from two BIS Modul 0 Chambers and improvements of the construction procedure on the basis of the result. ATLAS Muon Note. Aristotle University of Thessaloniki, Selanik

SCHLAGER, G., 2006. The Energy Response of ATLAS Calorimeter System, Vienna University of Thecnology, Viyana

SCOTT, W. T.,1963.The Theory of Small-Angle Multiple Scattering of Fast Charged Particles, Rev. Mod. Phys. 35, p. 231

SUN, Z., 2006. ATLAS Barrel Toroid Warm Structure Design and Manifacturing. Institute of Electrical and Electronics Engineers, USA

WIGMANS, R., 2000. Calorimetry, Energy Measurements in Particle Physics, Oxford: Clarendon Press, 2000

WIGMANS, R.,Advances in Hadron Calorimetry, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 41 (1991) 133

WOUDSTRA, M.J.,2002. Precision of the ATLAS muon spectrometer. Amsterdam Üniversitesi, Amsterdam

ÖZGEÇMİŞ

1981 yılında Ordu'nun Fatsa ilçesinde ev hanımı bir anne ve işçi bir babanın oğlu olarak dünyaya geldim. İlk, orta ve lise öğrenimimi Samsun ili Terme ilçesinde tamamladıktan sonra 1998 yılında Çukurova Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde lisans eğitimime başladım. 2003 yılında buradan mezun olarak aynı yıl içerisinde Çukurova Üniversitesi' nde fizik anabilim dalında tezli; ortaöğretim fen ve matematik alanlar eğitimi anabilim dalında tezsiz yüksek lisans programlarına başladım. 2005 yılında tezsiz yüksek lisans programından mezun oldum.

2001 yılında TÜBİTAK-BAYG'ın bursiyeri oldum. 2005 yılında ÜDS' den 65 dil puanı aldım. 2006-2007 eğitim döneminde ERASMUS değişim programıyla 9 ay Yunanistan'da bulundum. 2006 yılında MEB yurt dışı lisans üstü eğitim bursu kazandım.