

**T.C.**  
**KAFKAS ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**  
**FİZİK ANABİLİM DALI**

**DENİZ SEVİYESİNDE KOZMİK İŞİN AKI ORANI VE UÇUŞ ZAMANININ**  
**BİR SİNTİLYON DEDEKTÖRÜ İLE TESPİT EDİLMESİ**

**Ahmet YILDIZ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**DANIŞMAN**

**Doç. Dr. Mithat KAYA**

**HAZİRAN-2008**

**KARS**

T.C. Kafkas Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans öğrencisi Ahmet YILDIZ'ın Doç. Dr. Mithat KAYA'nın danışmanlığında yüksek lisans tezi olarak hazırladığı "**Deniz seviyesinde kozmik ışın akı oranı ve uçuş zamanının bir sintilasyon dedektörü ile tespit edilmesi**" adlı bu çalışma, yapılan tez savunma sınavı sonunda jüri tarafından Lisansüstü Eğitim Yönetmeliği uyarınca değerlendirilerek **oy birliği** ile kabul edilmiştir.

29/05/2008

	<b>Adı ve Soyadı</b>	<b>İmza</b>
<b>Başkan</b>	<b>: Doç. Dr. Mithat KAYA (Danışman)</b>	.....
<b>Üye</b>	<b>: Doç. Dr. Mevlüt KARABULUT</b>	.....
<b>Üye</b>	<b>: Prof. Dr. İsmail ÇAKMAK</b>	.....

Bu tezin kabulü, Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulunun ...../...../2008 gün ve ...../.... Sayılı kararı ile onaylanmıştır.

Enstitü Müdürü  
Prof. Dr. Vahit ALİŞOĞLU

## ÖNSÖZ

Bu çalışma, Kafkas Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Bilim dalında yüksek lisans tezi olarak hazırlanmıştır. Çalışmanın deneysel bölümü hazırlanırken “Università degli Studi di Roma La Sapienza” Fizik Bölümünde bulunan Kozmik Işın Laboratuvarından yararlanılmıştır.

Bu çalışmada bir sintilasyon dedektörü kullanılarak deniz seviyesinde kozmik ışınların akı oranı ve uçuş zamanı ölçülmüştür. Çalışmada kozmik ışınların tarihçesi, kullanılan dedektörün yapısal özellikleri ve onu diğer dedektörlerden ayıran avantajlarına değinilmiştir. Kullanılan elektronik cihazlar detaylı bir şekilde anlatılarak izlenen yöntem anlatılmıştır. Elde edilen sonuçlar literatürde mevcut olanlarla karşılaştırılıp doğruluğu sınanmıştır. Amaç, oldukça basit kurulumu olan bu dedektörü kullanarak kozmik ışınları (çoğunlukla müonlar) deniz seviyesinde saymak, akı ve uçuş zamanını hesaplamaktır.

Bu çalışmanın hazırlanmasında desteğini esirgemeyen, yönlendiren ve deneyimlerini benimle paylaşan danışmanım sayın Doç. Dr. Mithat KAYA'ya ve bu çalışmanın deneysel kısmında tüm laboratuvar imkanlarını bana sunan, bilgi, birikim ve data analizi konularında yardımlarını esirgemeyen, Roma “La Sapienza” Üniversitesinde danışmanlığımı yapan sayın Prof. Maurizio IORI'ye ve deneysel kısmında yardımcı olan sayın Prof. Paolo De Bernardis'e ile Prof. Fabio Ferrarotto'ya teşekkürlerimi sunarım.

KARS, 2008

Ahmet YILDIZ

## İÇİNDEKİLER

<b>İÇİNDEKİLER</b> .....	i
<b>ÖZET</b> .....	iii
<b>ABSTRACT</b> .....	iv
<b>SİMGELER DİZİNİ</b> .....	v
<b>ŞEKİLLER DİZİNİ</b> .....	vii
<b>ÇİZELGELER DİZİNİ</b> .....	ix
<b>1. GİRİŞ</b> .....	1
<b>2. GENEL BİLGİ</b> .....	2
2.1 Kozmik Işımlar .....	2
2.1.1 Birincil kozmik ışınlar .....	5
2.1.2 İkincil kozmik ışınlar .....	6
2.1.3 Uzayda kozmik ışınlar .....	9
2.1.4 Atmosferde kozmik ışınlar.....	10
2.1.5 Kozmik Işımların Tarihçesi .....	11
2.1.6 Kozmik Radyasyon .....	13
<b>3. MÜONLAR</b> .....	15
3.1 Depolanan enerji .....	19
3.2 Enerji kaybı süreçleri.....	20
3.2.1 İyonizasyon .....	20
3.2.2 Fotonükleer Etkileşimler.....	23
3.2.3 Elektron ve Müonlar için enerji kayıp süreçleri.....	24
3.3 Manyetik bir alanda yüklü parçacıklar .....	26
<b>4. MATERYAL VE METOD</b> .....	28
4.1 Çalışmanın Amacı .....	28
4.2 Dedektörün Yapısı .....	28
4.3 Dedektör bileşenlerinin tanımlanması ve özellikleri.....	29
4.3.1 Fotoçoğaltıcı Tüpler .....	29
4.3.2 Sintilatörler.....	32
4.3.3 Fan-In / Fan-Out.....	35
4.3.4 Scaler (Sayıcı) .....	36

4.3.5 Diskriminatör .....	37
4.3.6 Coincidence (Çakışma) birimi (Lecroy Model 465) .....	38
4.3.7 Amplifikatör (ORTEC model 5359) .....	39
4.3.8 ADC (Analog-to-Digital Converter) .....	40
4.3.9 TDC .....	41
4.3.10 Delay.....	43
<b>5. DATA ELDE ETME VE TRİGGERİN TANIMLANMASI.....</b>	<b>44</b>
5.1 Sinyal tespiti .....	45
5.2 Coincidence (Çakışma) Tekniği .....	46
5.3 TOF ve uygunluğunun ölçülmesi.....	48
<b>6. BULGULAR.....</b>	<b>49</b>
6.1 Yüzeylerin tyvek kâğıtla kenarların siyah bantla kaplanması .....	50
6.2 Tüm yüzeylerin tyvek kâğıt ile kaplanması.....	51
6.3 Panellerin üzerine kurşun blokların yerleştirilmesi ile akı değişimi.....	53
6.4 Panel köşelerinin yansıma ve TOF üzerine etkisi .....	54
6.5 Kurşun blokların gelen ışınların akı oranını düşürmesi .....	55
6.6 Dedektöre 650 lik eğim açısında gelen ışınların akı oranı ve TOF .....	57
6.7 Dedektöre 73 <sup>0</sup> lik eğim açısıyla gelen ışınların akı oranı ve TOF.....	58
6.8 Yatay gelen ışınların akı oranı ve TOF .....	59
<b>7. SONUÇLAR.....</b>	<b>62</b>
7.1 Ölçümler (akı oranı ve TOF) .....	63
7.2 Kozmik ışın akı oranını hesaplama tekniği .....	64
<b>8. İSTATİSTİKSEL HATALAR.....</b>	<b>68</b>
8.1 Noise.....	68
8.2 RMS (Root Mean Square) Hata.....	68
8.3 Chi-Square Data Fitting Error.....	69
<b>KAYNAKLAR .....</b>	<b>70</b>
<b>ÖZGEÇMİŞ .....</b>	<b>73</b>
<b>EKLER.....</b>	<b>74</b>

## ÖZET

Bu tez çalışmasında, kozmik ışınların akı oranı ve uçuş zamanı bir sintilasyon dedektörü kullanılarak deniz seviyesinde tespit edilmiştir. Bu ölçümlerin yapılabilmesini dedektörün esnek yapısı sağlar ve farklı ölçümler için büyük bir avantaj sağlamaktadır. Kullanılan dedektör oldukça kullanışlı olup aşağıdan ve yukarıdan gelen ışınları ölçebilmekte, birbirlerinden ayırt edebilmekte, istenilen her yöne ve her açıya dönebilme özelliğine sahiptir.

Uçuş zamanı, akı oranı ve zaman kararlılığı ölçümleri üzerine; siyah bant, tyvek kâğıt ve kurşun blok gibi değişik materyallerin etkisi gözlemlenmiştir. Deneysel tespitler deniz seviyesinde yapıldığından, Roma'da, çoğunlukla kozmik müonlar ölçülmüştür. Yapılan bu tez çalışmasında, kozmik ışınların genelde dikey yönden geldiği ve zaman kararlılığının kaplama maddesine ki zaman kararlılığını değiştirebilir bağlı olduğu deneysel olarak gözlenmiştir. Elde edilen çalışma neticeleri literatürle karşılaştırılarak doğrulanmıştır.

**2008, 95 sayfa**

**Anahtar Kelimeler:** Sintilasyon Dedektörler, Kozmik Işınlar, Müon, Uçuş Zamanı, Kozmik Işın Akı Oranı

## **ABSTRACT**

In this thesis, flux rate and time of flight of cosmic rays were detected by using a scintillation detector array at sea level. The flexibility of the detector provides to make such measurement and also provides big advantage for different kind of measurements. The detector system which is rotatable any direction and angle was able to measure and separate upward and downward rays.

The Time of Flight (TOF) and the flux rate were measured between the two detectors which were covered with different materials such as black tape, white tyvek paper and lead sheet. Effects of different materials on the time of flight resolution and flux rate were also investigated. Since the location of the laboratory was on the sea level in Rome, mostly muon rays were investigated. The results clearly indicated that cosmic rays which are studied in this thesis are mostly coming from vertical direction and time resolution is based on the covered materials by which it can be changed. The results were compared with the previous experiments.

**2008, 95 pages**

**Key Words:** Scintillation Detectors, Cosmic Rays, Muon, Time of Flight, Cosmic Ray Flux Rate

## SİMGELER DİZİNİ

$E_c$	Kritik enerji
ADC	Analog-to-Digital Converter
TDC	Time-to-Digital Converter
TOF	Time of Flight
MeV, GeV	Mega Elektron Volt, Giga Elektron Volt
ns	Nanosaniye
sr	Steradyan (Katı Açı Birimi)
RMS	Root Mean Square (İstatistiksel bir hata)
CAMAC	Computer Automated Measurement And Control
NIM	Nuclear Instrument Module
Noise	Gürültü (Hata)
PMT	Photomultiplier Tube (Fotoçoğaltıcı Tüp)
$MeV/c^2$	Relativistik Kütle
EAS	Extensive Air Shower
AGASA	Akeno Giant Air Shower Array
$\rho_{k\u00fctle}$	K\u00fctle yo\u011funlu\u011fu
$N_A$	Avagadro Sayısı
$\rho_{atomik}$	Atomik yo\u011funluk
$\epsilon_{max}$	Serbest elektrona transfer edilebilen maksimum iyonizasyon par\u00e7acık enerjisidir
$X_0$	Elektronların radyasyon uzunlu\u011fudur
microSv	Microsievert (radyasyon doz birimi)
$\eta(\lambda)$	Kuantum Verimi
$\lambda$	Işı\u011fın dalga boyu
nA	Nanoamper
NaI	Sodyum İyod\u00fcr
CsI	Sezyum iyod\u00fcr
$S_0, S_1, \dots$	Elektron seviyeleri
TTL	Transistor-Transistor-Logic



MHz	Megahertz (Frekans birimi)
FWHM	Full Width at Half Maximum
mV	Mili volt
DAQ	Data acquisition
offset	Denkleştirme
$\Delta\Omega$	Katı açısı
$\Phi(x)$	Akı Oranı

## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1	Kozmik ışının hava çekirdeği ile çarpışması sonucu oluşan bir duş örneği.....	2
Şekil 2.2	Milikan'ın Muir ve Arrowhead göllerindeki deneyleri.....	4
Şekil 2.3	Bir kozmik hızlandırıcıda proton demeti ile kozmik ışınların mümkün iki oluşum olasılığı.....	5
Şekil 2.4	$0^0$ (kapalı noktalar) ve $70^0$ (açık noktalar) yörüngeleri ile parçacıklar için deniz seviyesinde gözlenen kozmik ışın akısı.....	8
Şekil 2.5	Tipik enerjilerde birincil kozmik ışınların enerji spektrumu.....	9
Şekil 2.6	Kozmik ışınları tespit etmek için kullanılan değişik teknikler.....	10
Şekil 2.7	Doğal radyasyon içerisinde var olan kozmik radyasyonun yüzde oranı.....	13
Şekil 2.8	Kozmik ışınlardan 1 saatte alınan radyasyon dozunun yüksekliğe göre değişimi.....	14
Şekil 3.1	GeV den daha büyük enerjilerle atmosferde kozmik ışınlar.....	15
Şekil 3.2	0.2 TeV üzerindeki enerjilerde müon elektrona benzer hareketi.....	17
Şekil 3.3	Bethe-Bloch Enerji Kayıp Eğrisi.....	23
Şekil 3.4	Elektronlar için enerji kayıp eğrisi.....	24
Şekil 3.5	Bir bakır hedef üzerinde Müonlar için toplam enerji kayıp eğrisi.....	25
Şekil 3.6	$b(E)$ ye katkı sağlayan terimlerin enerji bağımlılığı.....	26
Şekil 4.1	Kule ve elektronik düzeneğin görünüşü.....	29
Şekil 4.2	Fotoçoğaltıcı bir tüpün çalışma prensibi.....	30
Şekil 4.3	Hamamatsu H5783 fotoçoğaltıcı tüpler.....	31
Şekil 4.4	Organik moleküllerde enerji seviyeleri.....	33
Şekil 4.5	Deneyde kullanılan bir $19 \times 19 \text{ cm}^2$ Kuraray organik sintilatörü.....	34
Şekil 5.1	Kullanılan elektronik düzenek.....	44
Şekil 5.2	PMT den gelen iki sinyalin diskrimine edilmesi.....	45
Şekil 5.3	Amplifikatör ile yükseltgenen iki farklı sinyal.....	46
Şekil 5.4	Coincidence tekniği.....	46
Şekil 6.1	Histogram üzerindeki harf ve kısaltmaların anlamları.....	50
Şekil 6.2	Test 1 için deney düzeneğinin şematik çizimi.....	50
Şekil 6.3	Test 1 den elde edilen data grafiği.....	51
Şekil 6.4	Test 2 deney düzeneği.....	52

<b>Şekil 6.5</b> Test 2 den elde edilen data grafiği .....	52
<b>Şekil 6.6</b> Test 3 deney düzeneği .....	53
<b>Şekil 6.7</b> Test 3 den elde edilen grafik .....	53
<b>Şekil 6.8</b> Test 4 deney düzeneği .....	54
<b>Şekil 6.9</b> Test 4 den elde edilen data grafiği .....	55
<b>Şekil 6.10</b> Test 5 deney düzeneği .....	55
<b>Şekil 6.11</b> Test 5 veri grafikleri .....	56
<b>Şekil 6.12</b> Kulenin 65 <sup>0</sup> açılı ile eğilmiş hali ve deney düzeneği .....	57
<b>Şekil 6.13</b> 65 <sup>0</sup> derece eğimli ve 120 cm aralıklı panellerden elde edilen data grafiği....	57
<b>Şekil 6.14</b> Dedektörlerin 2 cm aralıklı olarak ve 73 <sup>0</sup> derece açılı ile eğilmiş düzeneği...	58
<b>Şekil 6.15</b> 73 <sup>0</sup> derece eğimli dedektörden elde edilen data grafiği .....	59
<b>Şekil 6.16</b> İki panel arası 160 cm ve dedektörlerin yatay olarak konumlanmış şekli ....	59
<b>Şekil 6.17</b> Yatay olarak 160 cm aralıklı olarak yerleştirilmiş dedektörden elde edilen data grafiği .....	60
<b>Şekil 7.1</b> Bir kuleye (Tower) paralel yerleştirilmiş Sintilatör paneller.. .....	63
<b>Şekil 7.2</b> Detektörün yerleşim düzeni.....	64
<b>Şekil 7.3</b> Literatür ile 90 <sup>0</sup> derecede elde ettiğimiz akı oranının karşılaştırılması .....	67

## ÇİZELGELER DİZİNİ

<b>Çizelge 2.1</b> Temel parçacıkların yarı ömürleri.....	3
<b>Çizelge 2.2</b> Müon için çeşitli gaz ortamlarında enerji kayıpları ve $E_c$ enerjisi .....	19
<b>Çizelge 3.1</b> Scaler (Sayıcı) için performans verileri.....	37
<b>Çizelge 3.2</b> Deneyde kullanılan Model C414 TDC özellikleri. ....	42
<b>Çizelge 3.3</b> Deneyde kullanılan N108A Delay özellikleri. ....	43
<b>Çizelge 5.1</b> Diskriminatör ve PMT için seçilen eşik değerleri .....	49
<b>Çizelge 6.1</b> Elde edilen değerler.....	62

## 1. GİRİŞ

Kozmik ışınlar yüzyılımızın fizik alanında en çok araştırılan ve uğruna en çok para harcanan konularındandır. Bu ışınları bu kadar cazip kılan başlıca bazı nedenler bulunmaktadır. Birincisi kaynaklarının tam olarak bilinmemesi ve tamamen senaryolara dayanması, ikincisi ise evrenin geçmişi, gelişimi ve geleceği hakkında birçok soruya cevap bulunacağı ümididir. Bu gibi nedenlerle devasa deney projeleri hazırlanmakta ve bilim çevreleri bu sırları ortaya çıkarmak için bir araştırma yarışına girmişlerdir.

Kozmik ışınları araştırmak için çok değişik deneysel teknikler denenmektedir. Atmosferin dışından başlayıp yerin binlerce metre altına varan düzenekler halen faal haldedir. Teleskoplar, EAS düzenekleri, su altı, yer yüzeyi, kimyasal karışımlar ve sintilatörler bu tekniklerden sadece birkaçıdır.

Bu çalışmada hedeflenen konu, bu tekniklerden biri olan bir sintilasyon dedektörü kullanılarak kozmik ışınlar tespit etmek, kozmik ışın akı oranını deniz seviyesinde ölçmek (deney deniz seviyesinde yapıldığından çoğunlukla müonlar elde edilmiştir) ve gelen ışınların uçuş zamanını belirlemektir. Sintilatörler mali açıdan diğerlerine kıyasla oldukça ucuzdur ve deney düzeneklerinin kurulumu oldukça basittir. Temel amaç sintilatörleri farklı materyallerle kaplayarak uçuş zamanı üzerine bu materyallerin etkisini hesaplamak ve iki dedektör arasındaki mesafe değiştirilerek farklı mesafeler için akı ölçümü yapmaktır.

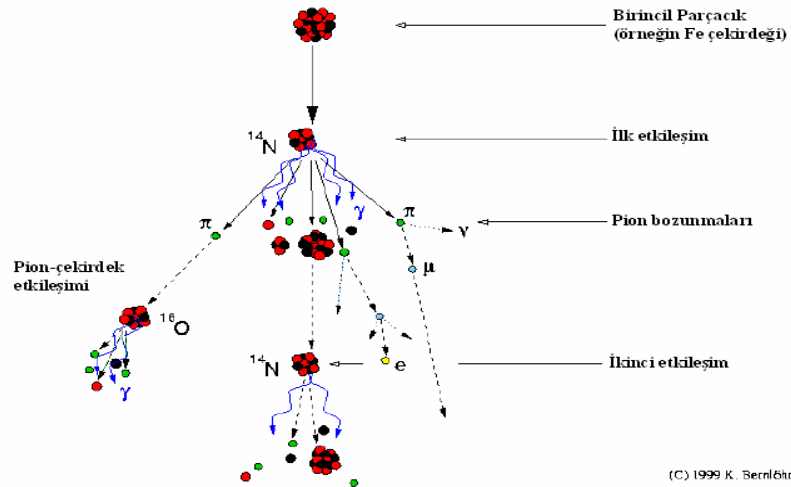
Bu tezin içeriğinde öncelikle kozmik ışınlar (özellikle Müonlar), enerji kayıp süreçleri hakkında detaylı bilgiler verilecek, ardından “Materyal ve Metod” başlığı altında deneyde izlenen yöntem ve kullanılan elektronik cihazlar hakkında bilgiler verilecektir. “Data Elde Etme ve Triggerin Tanımlanması” başlığı altında yapılan değişik testlerden elde edilen bulgular sunulacaktır. “Tartışma ve Sonuç” bölümünde ise elde edilen sonuçlar tartışılacak, yorumlanacak ve bu sonuçların literatür ile kıyaslanması verilecektir.

## 2. GENEL BİLGİ

### 2.1 Kozmik Işımlar

Bilim dünyasında, açıklanamayan bazı olaylar zaman içinde yeni teorilerin ve bilimsel buluşların ortaya çıkmasına neden olabiliyor ve bu nedenle açıklanamayan olayların üzerinde durmak insanlık için son derece faydalı sonuçlar ortaya koyabilir. Ancak bu olaylardan bazıları ilk ortaya kondukları andan bu ana yıllar geçmiş olmasına rağmen halen açıklanamıyor ve yanlışlıkları da ispatlanamıyor. 2008 yılı itibariyle üzerinde en çok durulan ve henüz açıklanamayan olayların başında kozmik ışınlar gelmektedir.

Kozmik ışınlar dış uzaydan gelen parçacıklardır, bunlar çoğunlukla protonlar olmakla birlikte diğer parçacıklar helyum, nötron, nötrino... vb. Uzayda bulunan kozmik ışınları genelde yüklü parçacıklar oluşturmaktadır. Bu ışınların bileşenleri hidrojen çekirdekleri ile baskındır. Bu gibi kozmik ışınlar uzayın derinliklerinde gezinirken dünyamıza da uğrarlar. Ve dünya atmosferinde bulunan hava çekirdekleri ile etkileşir. Dünya atmosferine çarpan bu ışınlar aşırı enerji yüklü olduğundan atmosferdeki gaz moleküllerinin çekirdekleri ile etkileşerek başka parçacıkların oluşmasına neden olur. Oluşan bu parçacıklar bir parçacık sağanağı şeklinde yeryüzüne doğru iner. Bu sağanağa yapısı itibariyle “parçacık duşu” adı verilir. Şekil 2.1’de bir duş oluşum şeması gösterilmiştir.



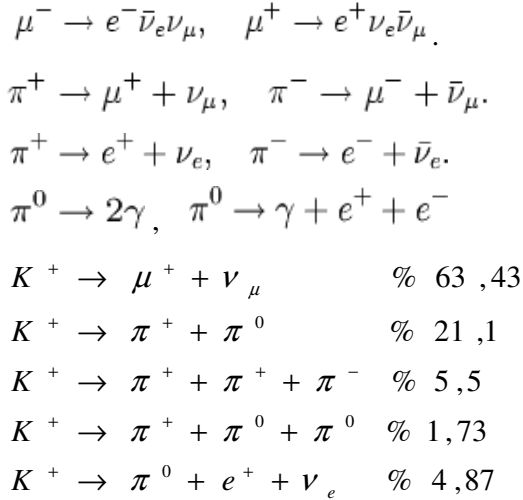
Şekil 2.1 Kozmik ışının hava çekirdeği ile çarpışması sonucu oluşan bir duş örneği[1].

Bu duş ürünleri yarı ömürlerinin az olması nedeniyle çabucak başka parçacıklara bozularak yer yüzeyine doğru inmeye başlarlar. Bazı temel parçacıklara ait “parçacık yarı ömür tablosu” Çizelge 2.1 ile aşağıda verilmiştir[2].

**Çizelge 2.1** Temel parçacıkların yarı ömürleri[2].

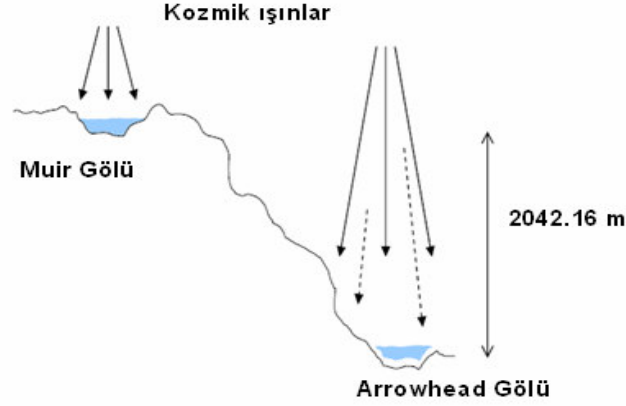
Tip	İsim	Sembol	Kütle (MeV/c <sup>2</sup> )	Yarı ömür
<b>Lepton</b>	Elektron/Pozitron	$e^- / e^+$	0,511	$> 4.6 \times 10^{20}$ yıl
	Müon /Antimüon	$\mu^- / \mu^+$	105,6	$2.2 \times 10^{-6}$ saniye
	Tau/Antitau	$\tau^- / \tau^+$	1777	$291 \times 10^{-15}$ saniye
<b>Mezon</b>	Nötral Pion	$\pi^0$	135	$8.4 \times 10^{-17}$ saniye
	Yüklü Pion	$\pi^+ / \pi^-$	139,6	$2,6 \times 10^{-8}$ saniye
<b>Baryon</b>	Proton/ Antiproton	$p^+ / p^-$	938,2	$> 10^{29}$ yıl
	Nötron /Antinötron	$n / \bar{n}$	939,6	885,7 saniye
<b>Bozon</b>	W bozon	$W^+ / W^-$	80,400	$10^{-25}$ saniye
	Z bozon	$Z^0$	91,000	$10^{-25}$ saniye

Atmosferde duş ürünü olarak oluşan bazı parçacıkların yukarıda belirtilen yarı ömür süreleri içinde gerçekleştirdikleri bazı reaksiyonlar aşağıda verilmiştir[3].



Kozmik ışın akısı; belirlenen bir kesitten birim zamanda geçen kozmik ışın sayısıdır. Kozmik ışın radyasyon akısının atmosferden mi yoksa yerden mi kaynaklandığını anlamak için Millikan, Muir ve Arrowhead gölünde bazı denemeler yaptı. 1925 yılında Kaliforniya’da farklı yüksekliklerde olan Muir (3,657 m) ve Arrowhead (1,524 m)

göllerinde teleskoplarla detaylı çalışmalar yaptı. Teleskopları iki gölün farklı derinliklerine yerleştirerek iyonizasyon değişimlerini gözlemledi[4].



**Şekil 2.2** Milikan'ın Muir ve Arrowhead göllerindeki deneyleri[4].

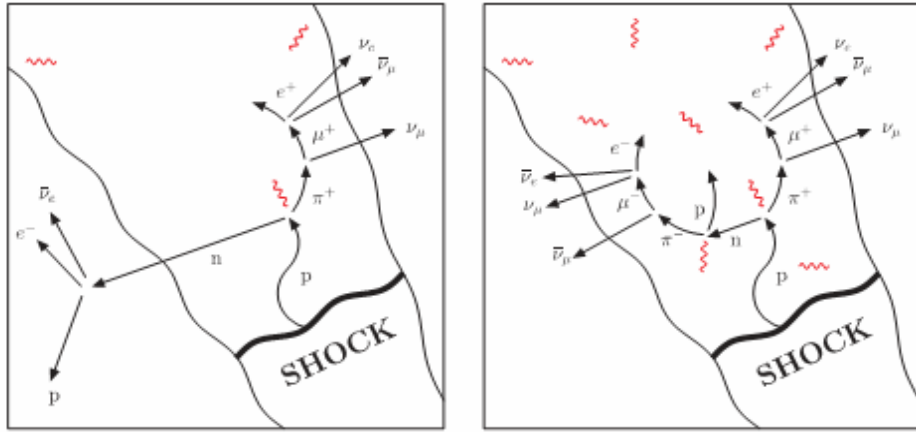
Eğer Şekil 2.2'deki kozmik ışınlar atmosferde üretilseydi (tire oklar) Arrowhead gölünde ölçülen radyasyon akısı Muir gölünden daha büyük olmalıydı. Bu delil olarak bulunamadı ve ölçümlerde azalan akı radyasyonun aşağıdan değilde yukarıdan geldiği doğrulanarak gölün artan derinliklerinde elde edildi. İyonizasyonun gece ve gündüz devam ettiğini gözlemlendi ve ışınların gamma ışınlarından 18 kat fazla enerjiye sahip olduğunu fark etti. Bu iyonize ışınları “kozmetik” adı veren Millikan oldu[4].

Genel olarak kozmik ışınlar birincil ve ikincil ışınlar olmak üzere ikiye ayrılır. Birincil kozmik ışınlar astrofiziksel kaynaklarda hızlandırılan parçacıklardır. İkincil ışınlar ise yıldızlar arası gazlarda birincil ışınların etkileşimleri ile üretilen parçacıklardır. Elektronlar, proton ve helyum, karbon, oksijen, demir ve yıldızlarda sentezlenen diğer parçacıklar birincilleri oluşturur. Lityum, Berilyum ve Bor ise ikincillerdendir[5].



### 2.1.1 Birincil kozmik ışınlar

Birincil kozmik ışınlar astrofiziksel kaynaklarda meydana gelen oldukça yüksek enerjili parçacıklardır ve evren boyunca dışa doğru yayılırlar. Onlar genelde pozitif yük ile baskındırlar. Bu baskınlığın  $\approx \% 98$ 'ı parçalanmış çekirdek ve  $\% 2$  ise elektrondur. Kozmik ışın spektrumu, yıldızlar arası ortamlarda bulunan ağır çekirdeklerle parçalanmaya neden olan kozmik ışınları belirterek nükleosentez ile umulanla karşılaştırılan hafif çekirdekte bol miktarda bulunmaktadır. Daha ağır leptonlar zayıf bozunma karşısında kararsızdırlar ve kaynaktan dünyaya gelinceye kadar çok uzun mesafeler boyunca gezinmeye gücü yetmez[6].



**Şekil 2.3** Bir kozmik hızlandırıcıda proton demeti ile kozmik ışınların mümkün iki oluşum olasılığı. Bağlı akılar magnetik sınırlanma bölgesinin optiksel kalınlığına bağlıdır[6].

Yüksek enerjili parçacıkların ve protonların birçoğu çekim etkisiyle ile değişik yollarla üretilebilir. Aktif galaktik çekirdekler ve ikili kaynakların katkısıyla, sürekli olarak bol miktarda enerji salınacaktır, gravitasyonel potansiyel enerji yüzeyde ısıya dönüştürülen kinetik enerjiye dönüştürülecektir. Alternatif olarak, farklı olaylarda uzay boyunca dışa doğru gezinerek bol miktarda parçacık meydana gelecektir. Meydana gelen kozmik ışınlar, daha sonra radyo galaksileri ve süpernovada var olan şoklarla hızlandırılmaktadır[6].

Birincil kozmik ışınlar, nükleon başına  $10^{11}$  GeV enerjiye kadar tespit edilebilmektedir. Bununla birlikte çoğu 1 GeV ile  $10^3$  GeV enerjilere sahiptir. Kozmik ışın ve enerji spektrumu birkaç bölgeye ayrılabilir, 1 den  $10^6$  GeV ye kadar akıyı  $N(E)dE = kE^{-\gamma} dE m^{-2} s^{-1} GeV^{-1}$  'lik bir güç yasası izler, burada  $2.5 < \gamma < 2.7$  dir.  $10^7$  GeV üzerindeki akı hızlı bir şekilde azalır, bu bir k sabiti ile  $\gamma \approx 2.1$  de azalma iken  $\gamma=3,1$  de artış olur.

$4.10^{10}$  GeV üzerindeki enerjilerde parçacıklar çok nadirdir, fakat kaynakları ardındaki noktalar ve B galaktik manyetik alan tarafından etkilenmektedir[7]. Bu 1985 yılında A.A. Watson tarafından gözlemlendi ve Sydney Giant Air Shower Array'de de çok yakın bir zamanda bu gözlemlendi ve galaksimizde bilinen kaynaklarla bağlantısı olmayan çok yüksek enerjili kozmik ışınlar gözlemlendi[8].

### 2.1.2 İkincil kozmik ışınlar

İkincil kozmik ışınlar birincil kozmik ışınların geçtikleri ortamda bulunan bir birincil ya da ikincil kozmik ışınlarla etkileşimi yoluyla üretilmektedir. İkincil parçacıklar, bir protonun oksijen veya nitrojen molekülleri ile etkileşmesiyle genelde atmosferde üretilmektedir. Bu etkileşimlerde, fotonükleer parçalanma boyunca kademeli nükleonik tetik ya da bremsstrahlung yoluyla enerjili fotonlar üretilebilir. Daha sonra, üretilen fotonlar, çift oluşumu geçirebilir. Çok sayıda pion, lepton-nötrino veya foton çiftine bozunarak güçlü etkileşimler boyunca da üretilmektedir.

Çizelge 2.2'de bir parçacık düşünde en çok bulunan bazı parçacıkların bozunma kanalları ve bu kanallara bozunma yüzdesi verilmiştir.

**Çizelge 2.2** Bazı parçacık bozunmaları ve bozunma yüzdeleri[1,3].

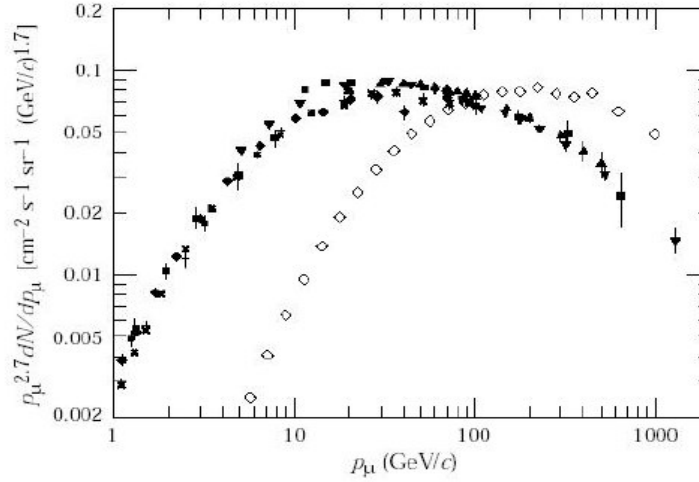
Parçacık bozunumu	Olasılık (yüzde)
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	$99.98770 \pm 0.00004$
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \gamma$	$2.00 \pm 0.25 \times 10^{-4}$
$\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$	$1.23 \pm 0.004 \times 10^{-4}$
$\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \gamma$	$1.61 \pm 0.23 \times 10^{-7}$
$\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \pi^0$	$1.025 \pm 0.034 \times 10^{-8}$
$\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + e^+ + e^-$	$3.2 \pm 0.5 \times 10^{-9}$
$\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \nu + \bar{\nu}$	$< 5 \times 10^{-6}$
$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	$99.98770 \pm 0.00004$
$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \gamma$	$2.00 \pm 0.25 \times 10^{-4}$
$\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$	$1.230 \pm 0.004 \times 10^{-4}$
$\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \gamma$	$1.61 \pm 0.23 \times 10^{-7}$
$\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \pi^0$	$1.025 \pm 0.034 \times 10^{-8}$
$\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + e^- + e^+$	$3.2 \pm 0.5 \times 10^{-9}$
$\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \bar{\nu} + \nu$	$< 5 \times 10^{-6}$
$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$	98.8
$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$	$\sim 100$
$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e + \gamma$	$1.4 \pm 0.4$
$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e + e^+ + e^-$	$3.4 \pm 0.4 \times 10^{-5}$
$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$	$\sim 100$
$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e + \gamma$	$1.4 \pm 0.4$
$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e + e^- + e^+$	$3.4 \pm 0.4 \times 10^{-5}$

Yüklü pionlar,  $\approx 2,5 \cdot 10^{-2}$   $\mu sn$  yarıömüre sahiptir ve bu yüzden çok yüksek enerjili olanları dışında atmosferde çabucak bozunmaktadırlar[6]. İki yüklü pion, müonlara ve müon nötrinolarına bozunur. Gözlenen birçok müonun deniz seviyesinde bulunması çok önemlidir. Yüksek atmosferde üretilen müonlar, relativistik olarak gezinen parçacıklar için  $t \approx 50 \mu sn$  olan sürede yüzeye ulaşmak için 15 km kadar gezinmek zorundadır. Müon yarı ömrü  $t$  olarak  $2 \mu sn$  civarında olduğundan bundan çok daha düşüktür.  $\gamma = 25$  de bir müon 2,6 GeV/c üzerinde çok az momentuma sahiptir[3,7].

Bu momentum, müonun dünyaya doğru ilerlerken atmosfer ile etkileşmesi esnasında kayıp enerji ve momentum bir müona gerekli küçüklüktedir. 2,4 GeV/c momentumda meydana gelen müon bir vakumda 15 km bozunma uzunluğuna sahip olabilir, fakat atmosfer boyunca enerji kayıpları 8,7 km için indirgenir. Tipik bir müon, başlangıç

enerjisine bağılı olarak yer seviyesine ulaşmadan önce iyonizasyon yoluyla  $\approx 2$  GeV enerji kaybeder[7,8].

Deniz seviyesinde müonların ortalama enerjileri 4 MeV dir. Enerji spektrumu 1 GeV nin altında yassıdır ve daha yüksek enerjilerde bu dikleşir, çünkü bu aralıkta daha az birincil parçacık vardır. 1 GeV den daha düşük enerjili parçacıklar için enerji spektrumu, yerel jeomanyetik durum ve solar koşullar için çok hassas olarak ölçülmüştür. Enerjisi  $> 1$  GeV olan dikey müonların şiddetleri deniz seviyesinde  $\approx 70 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  dir ve enerjileri 1 ile 10 GeV arasındaki müonlar için bir  $\cos^2 \theta$  fonksiyonuna bağlı açı ile değişir. Yüksek açılarda çok az müon atmosfer boyunca çok daha büyük mesafelerde gezinme şartı ile yüzeye ulaşabilir ve bu yüzden daha fazla enerji kaybetmektedir. Enerjinin bir fonksiyonu olarak kozmik ışın akısı, yani  $dN/dp$ ,  $0^0$  ile  $70^0$  derecedeki yörüngeleri ile parçacıklar Şekil 2.4’de gösterildiği gibidir[8,9].



**Şekil 2.4**  $0^0$  (kapalı noktalar) ve  $70^0$  (açık noktalar) yörüngeleri ile parçacıklar için deniz seviyesinde gözlenen kozmik ışın akısı[8].

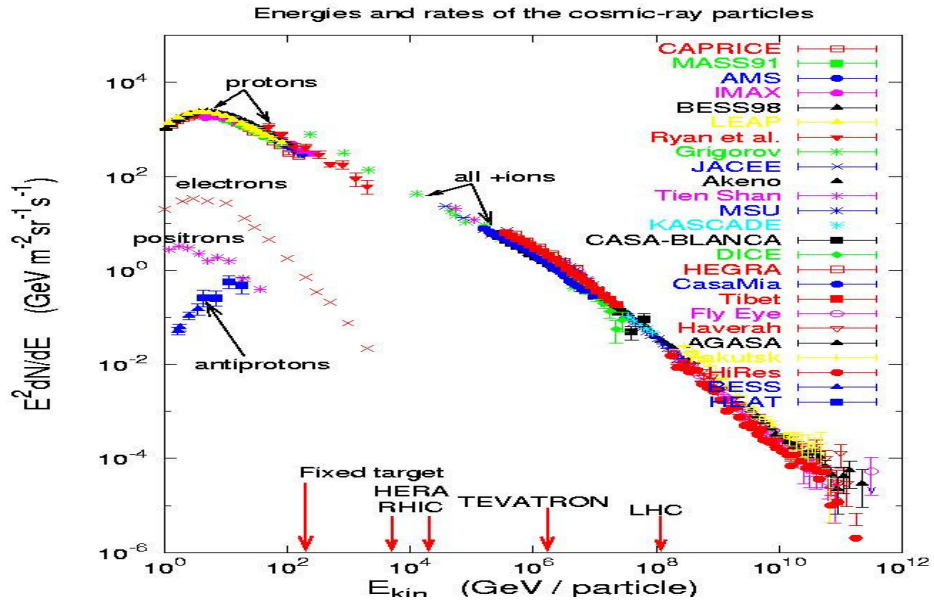
Eğer Şekil 2.4’deki açık noktalar için veri lineer eksen üzerinde çizilirse, açık olanlar  $y = 0,001 p_\mu^{1,73}$  formunda bir güç yasası eğrisi ile bağlantılıdır. En üst ve en alt momentum limiti içinde müon sayısı aşağıdaki formülle verilir[9].

$$p_\mu^{2,7} \frac{dN}{dp_\mu} = 0.0001 p_\mu^{1,73}$$

$$N = 0.0001 \frac{p_\mu^{0,03}}{0.03} \Big|_{p_{\text{lower}}}^{p_{\text{upper}}}$$

### 2.1.3 Uzayda kozmik ışınlar

Kozmik ışınları birincil ve ikincil olmak üzere karakterize ediyoruz, birincil olanlar astrofiziksel kaynaklarda meydana gelen orjinal parçacıklardır, ikincil olanlar ise uzaydan geçişi esnasında bazı maddelerle karışarak birincillerin çarpışmalarından sonra meydana gelen “kalıntı (debris)” parçacıklardır. Yıldızlar tarafından bolca üretilen parçacıklar, örneğin elektronlar, protonlar ve helyum, karbon, oksijen ve demir çekirdekleri birincilleri oluştururken diğer çekirdekler büyük ihtimalle ikincillerdir. Dünya atmosferi, deniz seviyesine ulaşmadan önce birçok birincil parçacığı ikincil parçacığa (baskın olarak yüksüz ve yüklü pionlar) her birini dönüştürür ya da soğurur, birincil enerjilerle tespit ettiğimiz ikincillere etkisi oldukça önemlidir[10]. Aşağıda gösterilen Şekil 2.5’de kozmik ışınların ana bileşenlerinin enerji spektrumunu gösterir.



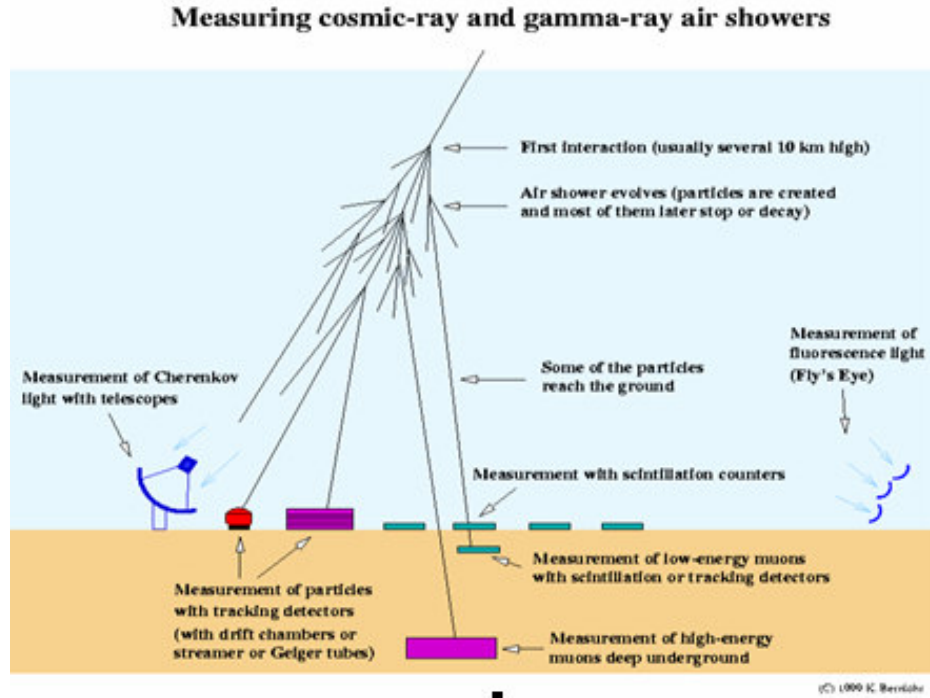
Şekil 2.5 Tipik enerjilerde birincil kozmik ışınların enerji spektrumu[11].

Dünya, güneş ve manyetik alanıyla biraz çevrelenmiştir. Dünya atmosferinin üst tabakalarına ulaşan 10 GeV altında birincil parçacık akısında azalma vardır[12]. Şekil 2.5 ten görüleceği gibi akı oranının artış gösterdiği üst bölgelerde ışınların enerjisi azalmakta ve çoğunlukla bu bölgede bulunan ışınlar protonlar olmuştur. Bunun aksine enerji arttıkça akı oranı azalmaktadır.

## 2.1.4 Atmosferde kozmik ışınlar

Yüksek enerjili kozmik ışınlar, birçoğu pionlar olmakla birlikte daha çok egzotik mezonlar üretebilen ikincil hadronlardır ve yüksek atmosferde parçacıkların çarpışmasıyla bir jete neden olan şiddetli inelastik çarpışmalarda üretilir.  $2,6 \times 10^{-8}$  saniye yarı ömürlü bir yüklü pion % 99,8 olasılıkla müonlara bozunurken, yüksüz pionların % 98,8 civarında tipik elektromanyetik duş olarak ilerleyen fotonlara bozunur. Sonuç olarak birincil ve diğer hadronlardan nükleonik kalıntılarla (fotonlar ve nötronlar) birlikte müon-nötrinolar ve % 1,7 olasılıkla müon, elektromanyetik duşlardan % 18 olasılıkla elektron ve % 80 fotonların başlıcalarını içeren ikincil “kalıntı” ların bir duşudur.

Bu hava duşları ya da yaygın hava duşları yeterince geniş bir ebata ulaştıklarında, çok kayda değer olarak alanı kaplar, onların açısı ona neden olan birincil parçacıkların doğrudan enerjisine bağlıdır. Bu bize düşük maliyet kullanarak dünyadan çok yüksek enerjili birincil parçacık enerjisini ölçme imkânı sağlar[12].



Şekil 2.6 Kozmik ışınları tespit etmek için kullanılan değişik teknikler[13].

Şekil 2.6’da kozmik ışınları tespit etmek için kullanılan değişik yöntemler gösterilmiştir. Yapılan deneyler irtifadaya ve ışınların özelliklerine bağlı olarak farklı mevkilerde ve farklı cihazlar kullanılarak yapılmaktadır.

### **2.1.5 Kozmik Işınların Tarihçesi**

1912 yılında, kozmik ışın araştırmalarının babası kabul edilen Victor Hess tarafından 5,000 m rakımda bir balonla uzaydan gelen “nüfuz radyasyonu” keşfedildi. Bu kozmik ışın alanında bir milat oldu ve birçok fizikçinin bu konuya yönelmesine ön ayak oldu.

1929 yılında, Dimitry Skobelzyn ilk kez çok yeni bir icat olan sis odasını kullanarak kozmik ışınların geride bıraktığı gizemli izleri gözlemledi.

1932 yılı, kozmik ışınların doğası üzerine şiddetli tartışmalara sahne oldu. Robert Millikan’ın bir teorisine göre uzaydan gelen gama ışınları idi bu yüzden “ kozmik ışın” olarak adlandırıldı. Fakat kanıt gerçekte kozmik ışınların enerjik parçacıklar olduğunu destekliyordu.

1933 yılında, Carl Anderson kendi sis odasından geçen kozmik ışınların izlerini gözlemlerken daha sonra pozitron olarak adlandırılan anti-elektronda antimaddeyi keşfetti. Bir pozitron tamamen bir elektrona benzeyen bir parçacıktır, fakat pozitif yüklü olduğundan zıddır.

Müonlar 1936 da C.W.Anderson ve S.H.Neddermeyer tarafından kozmik ışınlarda keşfedildi ve ilk kez 1941 de F.Rasetti tarafından yarı ömrü ispatlandı[8]. Pozitron ve müon kozmik ışınlar kullanılarak keşfedilen ilk atomaltı parçacık serisi idi. Keşifler temel parçacık fiziği bilimini ortaya çıkardı. Parçacık fizikçiler 1950 lerde parçacık hızlandırıcıları gelinceye kadar araştırmalarında kozmik ışınları kullandılar.

1938 yılında, Alplerin yükseklerine parçacık dedektörleri yerleştiren Pierre Auger, metrelerce uzağa yerleştirilen iki dedektörün her ikisine de yaklaşık aynı zamanda gelen

parçacık sinyallerinin farkına vardı. Auger, hava molülleri ile birincil yüksek enerjili parçacıkların çarpışmalarının neden olduğu ikincil atomaltı parçacıklar düşünü yani “Extensive Air Shower (EAS)” keşfetti. Auger ölçümlerine dayanılarak, herhangi bir şey bilinmeden önce  $10^{15}$  eV kez enerjilerde duşlar olduğu sonucuna vardı.

1949 yılında Enrico Fermi, kozmik ışınların hızlandırılmalarına yönelik bir açıklama öne sürdü. Fermi'nin kozmik ışın “shock” hızlandırıcısında, protonlar uzayda manyetik bulutta dışa doğru hareketle hızlanır. Patlayan yıldızların (Süpernova) kozmik hızlandırıcı gibi hareket ettiğine inanılmaktadır, fakat onlar tek başına çok yüksek enerjili kozmik ışınların oluşumundan sorumlu olamaz.

1960 ların başında Arno Penzias ve Robert Wilson evrende yayılan düşük enerjili mikrodalgaları keşfettiler. Kenneth Greisen, Vadem Kuzmin ve Georgi Zatsepin yüksek enerjili kozmik ışınların mikrodalga fon (fon radyasyonu) ile etkileşebileceğini ileri sürdüler. Etkileşim enerjilerini düşürebilir, öyle ki uzun galaksiler arası mesafelerde gezinen parçacıklar  $5 \times 10^{19}$  eV den daha büyük enerjilere sahip olamazdı.

1991 yılında, Amerika’da Fly's Eye kozmik ışın araştırma grubu  $3 \times 10^{20}$  eV enerjili bir kozmik ışın olayı keşfetti.  $10^{20}$  eV enerjilerdeki olaylar 30 yıl önce de rapor edilmişti fakat bu muazzam enerji çok daha açıktı.

1994 da Japonya da AGASA grubu  $2 \times 10^{20}$  eV enerjide bir olay rapor etti. Fly's Eye ve AGASA olayları daha önce görülenlerden çok daha yüksek enerjilerde idi.

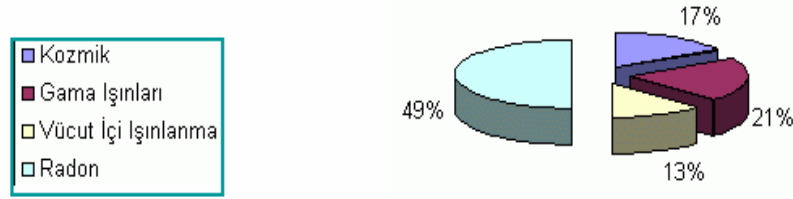
1995 de uluslar arası bir araştırma grubu hava duşlarının kâşifi onuruna Pierre Auger olarak adlandırılan projede yeni bir kozmik ışın gözlemevi tasarlama çalışmalarına başladı. Yeni gözleminde oldukça yüksek enerjili kozmik ışınlardan oluşan çok sayıda hava duşlarını ölçen ve tespit eden devasa düzenekler kullandı. Çok yüksek enerjili kozmik ışınları izleyerek bilinmeyen kaynaklarının anlaşılması ve evrenin gelişimi üzerine halen araştırma devam etmektedir[14].



## 2.1.6 Kozmik Radyasyon

### Doğal Radyasyon Kaynakları

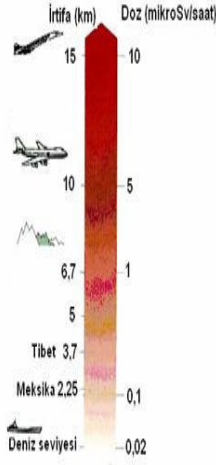
Doğal radyasyonun bir kısmını uzaydan gelen **kozmetik ışınlar** oluşturur. Bu ışınların büyük bir kısmı dünya atmosferinden geçmeye çalışırken tutulurlar. Sadece küçük bir miktarı yerküreye ulaşır[15].



**Dünya Genelinde Doğal Radyasyon Kaynaklarından Maruz Kalınan Radyasyon Dozlarının Oransal Değerleri**

**Şekil 2.7** Doğal radyasyon içerisinde var olan kozmik radyasyonun yüzde oranı[15].

Kozmik ışınların kaynağı tartışma konusudur. Bir görüş bunların yoğunluklu olarak galaksimizden geldiğini savunurken, diğer bir görüş galaksimiz dışından geldiğini savunmaktadır. Güneş de kozmik radyasyonu bir miktar artırır. Kaynağı bilinmeyen miktarı hemen hemen sabitken, güneşten gelenin miktarı güneşteki patlamaların olduğu günlere göre değişir. Yeryüzü atmosferine giren kozmik ışınların miktarı yeryüzünün manyetik alanından da etkilenir. Kutup yakınlarına ekvatora oranla daha fazla kozmik ışın gelir. Bu ışınlar atmosfere nüfuz ettiklerinde karmaşık reaksiyonlara uğrarlar ve atmosfer tarafından azar azar tutulurlar. Bu nedenle yükseklik azaldıkça doz miktarı da azalır[15]. Şekil 2.14’de bu teoriyi doğrulayan iki ayrı çalışma verilmiştir.



## 2) Radiation Risk – natural sources

TABLE 15.4. Typical radiation doses from natural sources.

Radiation source	Detail	Dose rate to target organ (Sv yr <sup>-1</sup> )	Average effective dose rate <sup>a</sup> (i.e., multiplied by w <sub>T</sub> , Sv yr <sup>-1</sup> ) (NCRP 94)
Cosmic radiation	New York City	$0.30 \times 10^{-3}$	$0.27 \times 10^{-3}$
	Denver (1.6 km)	$0.50 \times 10^{-3}$	
	La Paz, Bolivia (3.65 km)	$1.8 \times 10^{-3}$	
	Flying at 40 000 ft	$7 \times 10^{-6}$ Sv h <sup>-1</sup>	
Terrestrial (radioactive minerals)	Over fresh water	0	$0.28 \times 10^{-3}$
	Over sea water	$0.2 \times 10^{-3}$	
	Sandy soil	$(0.1 - 0.25) \times 10^{-3}$	
	Granite	$(1.3 - 1.6) \times 10^{-3}$	
Ingestion	Potassium	$0.17 \times 10^{-3}$	$0.4 \times 10^{-3}$
Inhalation of radon		$25 \times 10^{-3}$	$2.0 \times 10^{-3}$
Total			$3.0 \times 10^{-3}$

<sup>a</sup>NCRP Report 94 (1987).

Average annual effective dose assumed to be 1-3 mSv  
Average risk estimate of radiation induced mortality = 4% per Sv  
(estimated for adult workers, using BEIR V).

Ref: Hobbie

10

**Şekil 2.8** Soldaki şekil kozmik ışıklardan 1 saatte alınan radyasyon dozunun yüksekliğe göre değişimini [15], Sağda yine yapılan bir başka çalışmaya göre kozmik ışıkların yüksekliğe bağlı olarak neden olduğu radyasyon miktarları gösterilmiştir[16].

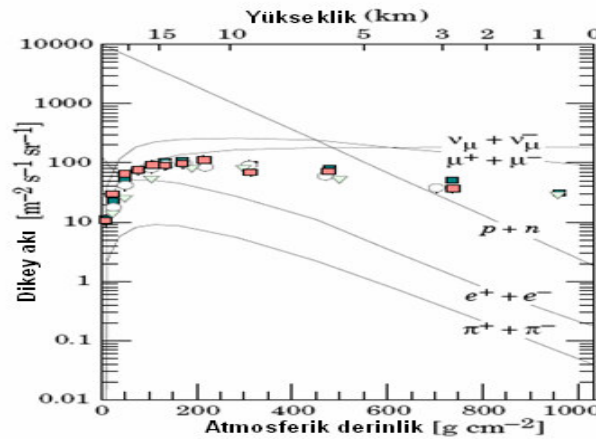
İnsanların büyük çoğunluğu yüksekliği az olan bölgelerde yaşadıkları için kozmik radyasyon nedeni ile maruz kaldıkları dozlarda fazla farklılıklar gözlenmez. Bir dağın tepesinde veya havada yol alan bir uçakta bulunan bir kişi, deniz seviyesinde bulunan bir kişiden çok daha fazla kozmik ışına maruz kalır. Bu yüzden bir pilot, uçuş süresi boyunca, deniz seviyesinde çalışan bir kişinin maruz kaldığı doğal radyasyon düzeyinden yaklaşık 20 kat daha fazla bir radyasyon dozuna maruz kalır[15].

### 3. MÜONLAR

Yapılan bu çalışma deniz seviyesinde yapıldığından çoğunlukla müonlar ölçülmüştür. Zira diğer parçacıklar yarı ömürleri çok kısa olduğundan atmosferde oluştuktan çok kısa bir süre sonra çabucak başka parçacıklara bozunurlar, fakat müonların yarı ömürleri nispeten daha fazla olduğu için deniz seviyesine hatta yeraltına dahi inebilir. Bu nedenle burada müonlar ile ilgili bazı bilgiler vermek yararlı olacaktır.

1937'de Anderson ve öğrencisi Neddermeyer kozmik ışınlar arasında kütlesi 100 MeV civarında olan bir parçacık gözlemler. Bu değer Yukawa'nın tahminine çok güzel uyduğu için dikkatler Yukawa teorisine çekildi. Fakat daha sonra 10 yıl içinde Anderson ve öğrencisinin gözlemlendiği parçacığın Yukawa'nın öngördüğü mezon olmadığı anlaşıldı. Bu yeni parçacığa müon veya  $\mu$  parçacığı adı verildi:  $\mu^+$  ve  $\mu^-$  gibi artı ve eksi yüklü iki müon olduğu görüldü. Müonlar, enerjik atomaltı parçacıkların çarpışmalarında üretilen ve kozmik ışınlarda var olan atomaltı parçacıklardır. Müonlar her şeyden geçebilir. Böylelikle, müonlar genellikle bir dedektörde tespit edilen son parçacıklardır[17].

Şekil 3.1'de gösterilen şekil yüksekliğe karşı  $E > 1$  GeV enerjili ikincillerin dikey akısını gösterir.  $90 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  civarında bir dikey akı ile yüzeye ulaşan birçoğu yüklü parçacık olan müonlar görülmektedir. Parçacıkların tespit edilmesini çoğunlukla iyonize olmaları sağlar.



Şekil 3.1 GeV den daha büyük enerjilerle atmosferde kozmik ışınlar[9,10].

Yer seviyesinde  $E \approx 3 \text{ GeV}$  ile müonların açısal dağılımı  $\alpha \cos^2 \theta$  dir, burada  $\alpha$  dikey akıdır. Daha düşük enerjiler için bu dikleşirken, daha yüksek enerjilerde  $\theta < 70^\circ$  için ve pion kritik enerjisinden çok daha büyük enerjilerle müonlar için  $\alpha \sec \theta$  olma eğilimindedir. Yer seviyesinde müonların başlıca enerjileri yaklaşık 4 GeV dir[18].

Sintilasyon kimyasallar, plastik müon dedektöründen yüksek enerjili bir müon geçtiğinde kazanılan enerjiyi foton yayınlamak için kullanılır. Bu fotonlardan bazıları katotta fotoelektronların meydana getirildiği fotoçoğaltıcı tüpe geçmektedir. Daha sonra elektriksel sinyal PMT tarafından yükseltgenir[17,18].

Gerçek şu ki birçok deniz seviyesindeki ölçüm 1.dikey müon akısı için [19], 2. ve 3. yakın-yatay akı için [20] ve 4.data derlemesi için [21] deneylerin her biri kendi başına çok iyi bir istatistiksel kesinliğe sahip olmasına karşın çok nadir birbirleriyle çelişirler.

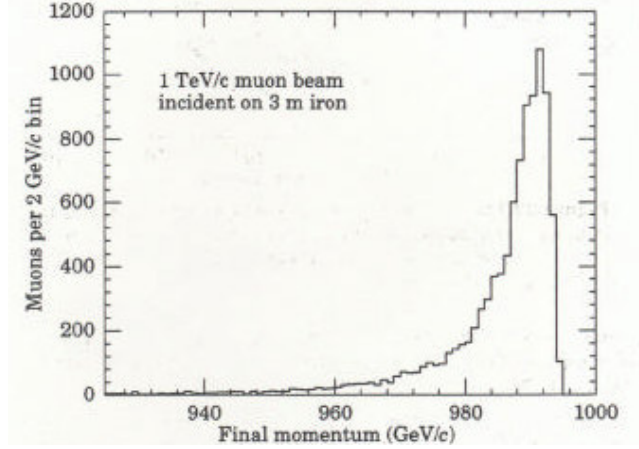
Müonlar güçlü etkileşme yapmadığından düşük fon radyasyonu ve yüksek kesinlikle tespit edilebilir. Yarı ömrü diğer parçacıklara göre daha uzundur. Birçok ağır parçacık için lepton bozunma kanalları açıktır ve düşük fon radyasyonuna sahiptir. Araştırılan yeni parçacıkların birçoğunun yapısında müon olduğu düşünülüyor[9].

Atmosferin yukarısında cascade ile üretilen parçacıkların tümü, kendi başına ve atmosferik çekirdekle etkileşimleri ile deniz seviyesine kadar ulaşmaz. Deniz seviyesindeki müonların akısı yaklaşık 4 GeV kinetik enerji ile  $\text{cm}^2$  başına dakikada ortalama 1 dir[9,18].

İtinalı çalışma olan [2] deniz seviyesinde tespit edilen müonların atmosferinde üretim yüksekliğinin 15 km olduğunu göstermiştir. Işık hızında hareket ederek, üretildiği noktadan deniz seviyesine geçiş zamanı  $50\mu\text{sec}$  dir.

Müon enerji kaybı elektromanyetik etkileşimlerle tanımlanmaktadır. Bunlar; iyonizasyon, çift oluşumu, bremsstrahlung, foto-nükleer reaksiyonlardır. 200 GeV nin altındaki müon enerji kayıpları çoğunlukla iyonizasyonla olur. Ortalama kayıp yaklaşık  $2 \text{ MeV/g.cm}^2$  dir[17,18].

$dE/dx$  enerji kayıp eğrileri ortalama enerji kaybını tanımlar. Enerji kayıplarının dalgalanması Landau dağılımı ile tanımlanmaktadır.

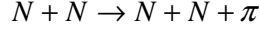


**Şekil 3.2** 0.2 TeV üzerindeki enerjilerde müon elektrona benzer hareket eder; geçtiği yol boyunca elektromanyetik düş bulutları oluşturur[18].

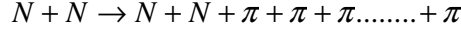
Müonun yönü elektromanyetik etkileşimle değişir[22]. Pion ve müonlar arasındaki en önemli fark şudur; kuvvetli etkileşimin aracı parçacığı olan pi mezonu çekirdeklerle kuvvetli etkileşimler yapar. Oysa Anderson ve Neddermeyer in müonu çekirdekle çok zayıf etkileşir. Örneğin, negatif müonların çekirdek etrafında atomik yörüngelerde tutulduğu gözlenmiştir. Eğer müon Yukawa'nın öngördüğü parçacık olsaydı kısa sürede çekirdek tarafından soğurulur ve çekirdeği parçalayacak kadar enerji açığa çıkardı. Oysa müonların atomik yörüngede uzun süre kalıp sonra kendiliğinden bozunduğu gözlenmiştir[9,18,22].

Bu ve diğer birçok nedenlerle Müon Yukawa'nın öngördüğü kuvvetli etkileşimin aracı parçacığı olmadığı kanıtlanmıştır. Müonların kuvvetli çekirdek etkileşmesiyle hiçbir alakası yoktur.  $\mu^-$  ve  $\mu^+$  birbirinin anti parçacığı olup, her bakımdan elektron ve pozitron çifti gibi davranır. Müonların spini  $\frac{1}{2}$  ve magnetik momentleri Dirac teorisinin öngördüğü değerdedir.

Yukawa'nın öngördüğü parçacığın müon olmadığını gören fizikçiler 1947'lerde tekrar kozmik ışınlarda orta kütleli bir parçacık aramaya koyuldular. Çarpışan iki nükleonun enerjisi yeterliyse, pion üretilebilir:

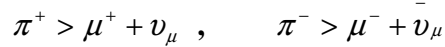


veya daha büyük enerjilerde çok sayıda pion üretilebilir;

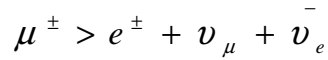


Buna göre, atmosferin üst tabakalarında yüksek enerjili kozmik ışınların atmosferdeki çekirdeklerle çarpışması sonucu çok sayıda pion üretilmesi beklenir. Öte yandan pionlar çekirdekle kuvvetli etkileşip soğurdukları için, kilometrelerce atmosfer tabakasını geçip yeryüzüne gelme olasılıkları çok küçük olmalıdır. Bu durumda deniz seviyesindeki laboratuvarlarda pion gözlenme olasılığı zayıf olur. Bunun üzerine İngiliz fizikçi Powell yönetimindeki bir grup araştırmacı Preense dağlarının zirvelerinde deneyler gerçekleştirdiler. Dağın tepesinde bir hafta bekletilen yüzlerce fotoğraf filmi incelendiğinde gerçekte orta kütleli iki parçacık bulunduğu görüldü; biri  $10^5$  MeV kütleli müon diğeri ise uzun zamandır beklenen 140 MeV kütleli piondur.

İlk gözlenen pionlar yükü  $\pi^+$  ve  $\pi^-$  oldular. Powell ve arkadaşları şu reaksiyonlarda Pionların bozunarak müonlara dönüştüğünü gözlediler:



Bu iki reaksiyon pionların başlıca bozunma mekanizması olup, kozmik ışınlarda çok sayıda müon gözlenmesini açıklar.  $\pi^+$  ve  $\pi^-$  nin ortalama ömürleri  $10^{-8}$  sn'dir. Powell ve arkadaşlarının deneylerinde müonlarında elektron, nötrino ve antinötrinoya dönüştükleri de gözlemlendi:



Pionların çekirdekle kuvvetli etkileştiği kısa sürede anlaşıldı. Örneğin çekirdek etrafında bir atomik yörüngede yakalanan negatif pion parçacığı kısa sürede çekirdek tarafından soğurulur ve açığa çıkan enerji çekirdeği parçalara ayırır.

Kozmik ışınlarda gözlemlendiğinden kısa süre sonra pionlar Berkeley'deki 6 GeV'lik hızlandırıcıda yapay olarak üretilmeye başlandı. Yukawa teorisine göre yüklü  $\pi^\pm$  un

yanı sıra nötr bir  $\pi$  parçacığı da olması gerekir. Yüklü pionların kütleleri bir birine eşit olduğu halde nötr pionun kütlesi biraz daha hafiftir:

$$M(\pi^\pm) = 139,6 \text{ MeV} \quad M(\pi^0) = 135 \text{ MeV}$$

Fakat yüksüz pionun  $\pi^\pm$  den en önemli farkı bozunmasında görülür.  $\pi^\pm$  parçacıkları  $10^{-8}$  saniye içinde bozunurken, nötr  $\pi$  daha çok iki fotona dönüşür:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

ve ortalama ömrü daha kısa olur; yaklaşık  $8,3 \times 10^{-17}$  sn'dir. Yüklü ve yüksüz pionların ömürleri arasındaki büyük farkın nedeni şudur nötr pionun bozunması elektromanyetik kuvvetin eseridir; oysa yüklü pionların bozunması daha küçük olan zayıf etkileşme yoluyla olur[22,23].

### 3.1 Depolanan enerji

Birçok parçacık dedektörü, yüklü parçacıkları tespit edebilmek için iyonizasyona güvenir, bununla birlikte enerji başka yollarla da depolanmaktadır.

Bir madde boyunca geçen bir kozmik ışın, aşağıda verilen her bir ortam için özel bir  $E_c$  kritik enerji sağlanmaktadır, iyonizasyon boyunca parçacık enerjisinin birçoğunu kaybeder. Yukarıdaki  $E_c$  kritik enerjisi, bremsstrahlung, parçacık-antiparçacık çift oluşumu ve fotonükleer olaylar olarak bilinen radyoaktif süreçler boyunca kaybolur. RPC (Resistive Plate Chamber) lerde kullanılan değişken genelde gazlarda 4 GeV de müonlar için  $E_c$  aşağıda verilen Çizelge 3.1 ile verilmektedir[24].

**Çizelge 3.1** Müon için çeşitli gaz ortamlarında enerji kayıpları ve  $E_c$  enerjisi[25].

Gaz	İyoniz.	Bremss.	Çift oluş. $MeV.cm^2.g^{-1}$	Foto- Nükleer	Toplam	$E_c$ GeV
Hava	2.396	0.001	0.001	0.002	2.401	1115
Argon	2.054	0.003	0.002	0.002	2.061	572
Bütan	2.928	0.001	0.001	0.002	2.932	1557
Freon 12	2.008	0.002	0.002	0.002	2.014	615
CO2	2.401	0.002	0.001	0.002	2.405	1095
Oksijen	2.054	0.003	0.002	0.002	2.061	1050

Buradan, 4 GeV de herhangi bir gaz için iyonizasyon yoluyla enerji kaybının en büyük bileşenin farkı görülebilir. Kritik enerji listelenen tüm gazlar için 4 GeV den çok daha yüksektir[18,23].

### 3.2 Enerji kaybı süreçleri

Enerjili parçacıklar, madde boyunca geçerek bir süreç değişikliği boyunca enerjilerinin bir kısmını kaybedeceklerdir. Süreç değişimi, bir enerji bölgesi üzerinde farklı parçacıklar etkileşecek ve bu yüzden gözlenen enerji bölgesinin ne olduğunu bilmek önemlidir. Yüksek enerjilerde (ağır parçacıklar için  $> 10^3$  GeV ) iken düşük enerji iyonizasyonunda baskın olma eğilimindedir. Örneğin bremsstrahlung radyoaktif süreci çok önemlidir[18,21,23].

#### 3.2.1 İyonizasyon

İyonizasyon, bir atom veya molekülün elektron taşınması nedeniyle oluşan bir süreçtir. Bir enerjili yüklü parçacık birçok foton etkileşimi ve serbest bırakılan elektronlar serisi boyunca atomlardan saçılıp madde boyunca geçerek sürekli olarak iyonizasyona sebep olmaktadır.

Aralarında r mesafesi bulunan  $q_1$  ve  $q_2$  gibi iki yüklü parçacık arasındaki elektrostatik kuvvet

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} x \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \quad 3.1$$

ile verilir.  $e$  yüklü bir parçacık  $Z_e$  yüklü bir çekirdek ile etkileştiğinde parçacığın momentumundaki değişim  $t$  etkileşim periyodu üzerinde integre edilen etki kuvvetine eşit olacaktır.

Bu periyot yaklaşık  $t=2r/V$  olarak tahmin edilmektedir, burada V parçacığın hızıdır. Momentum değişimi için ;



$$\Delta p_t = F . dt = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Z_e}{r^2} \cdot \frac{2r}{V} \quad 3.2$$

formülü kullanılır.

$$\begin{aligned} &= \frac{2 \cdot z \cdot \hbar \cdot c}{r \cdot V} \cdot \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \cdot \hbar c} \\ &= \frac{2 \cdot z \cdot \hbar \cdot c}{rV} \alpha \end{aligned} \quad 3.3$$

burada  $\alpha$  ince yapı sabiti olarak adlandırılır, bu tüm elektromagnetik etkileşimler için önemlidir. Saçılma açısı  $\theta$  foton salınma etkileşimleri için momentumda yükten tanımlanabilmektedir ve

$$\theta \approx \frac{\Delta p_t}{p} \quad 3.4$$

dir. Olasılık, parçacık diferansiyel saçılma tesir kesiti ile verilen  $d\Omega$  katı açısına ve  $\theta$  açısına bağlı olarak saçılacaktır.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r}{\sin \theta} \left( \frac{dr}{d\theta} \right) \quad 3.5$$

Küçük saçılma açısı durumunda  $\sin \theta \cong \theta$  dır ve eşitlik 1 ile 2 den

$$r = \frac{2 \cdot z \cdot \alpha \cdot \hbar \cdot c}{p \cdot V \cdot \theta} \quad 3.6$$

$\frac{2}{pV}$  katsayısı  $\frac{1}{T}$  ye eşittir, burada T relativistik olmayan durumdaki kinetik enerjidir.

Ve bu yuzden eşitlik 3 Rutherford saçılma Formülü olarak yeniden yazılabilir.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \left( \frac{z \cdot \alpha \cdot \hbar \cdot c}{T} \right) \cdot \frac{1}{\theta^4} \quad 3.7$$

Kinetik enerji artışı olarak, saçılma tesir kesiti küçük açı sapmaları için hemen azalacaktır. Tesir kesiti küçük açı sapmaları için çok büyüktür, bu parçacıkları belirtme bir çarpışma sonrası onların orjinal yollarına yakın kalma eğilimindedir. Daha doğru eşitlikler relativistik düzeltmeler içerecek şekilde türetilbilir.

Bir önceki örnekte parçacık hedef atoma enerji ve momentum transfer edecektir. Atom tarafından kazanılan kazandırılan momentum, parçacık tarafından kaybedilen enerjiye

eşit olacaktır.  $\Delta p_t$  ve elektronlar, proton ve nötronlardan çok daha negatif olduğundan enerjinin büyük kısmı bunlara transfer edilecektir.  $m_e$  kütleli bir hedef için;

$$\Delta E = \frac{(\Delta p_t)^2}{m_e} = \left( \frac{2z\alpha \cdot \hbar \cdot c}{r \cdot V} \right)^2 \cdot \frac{1}{m_e} \quad 3.8$$

Eşitlik 3.8 den  $\Delta p_t$  'nin değeri kullanılarak Z atomik numaralı bir atom için elektron yoğunluğu,  $\rho_{elektron} = Z\rho_{atomik}$  'ye eşit olacaktır. Burada  $\rho_{atomik}$  atomik yoğunluktur.

Dönüşüm ile bu  $\frac{\rho_{kütle} \cdot N_A}{A}$  eşittir, burada  $\rho_{kütle}$  kütle yoğunluğudur,  $N_A$  avagadro sayısıdır ve A ise atom numarasıdır. Bu yüzden elektron yoğunluğu bunların diğer değişimlerinin bir fonksiyonu olarak

$$\rho_{elektron} = \frac{\rho_{kütle} \cdot N_A \cdot Z}{A} \quad 3.9$$

olarak verilir. Bu, Eşitlik 3.8 ile birleştirilerek birim başına enerji kaybı

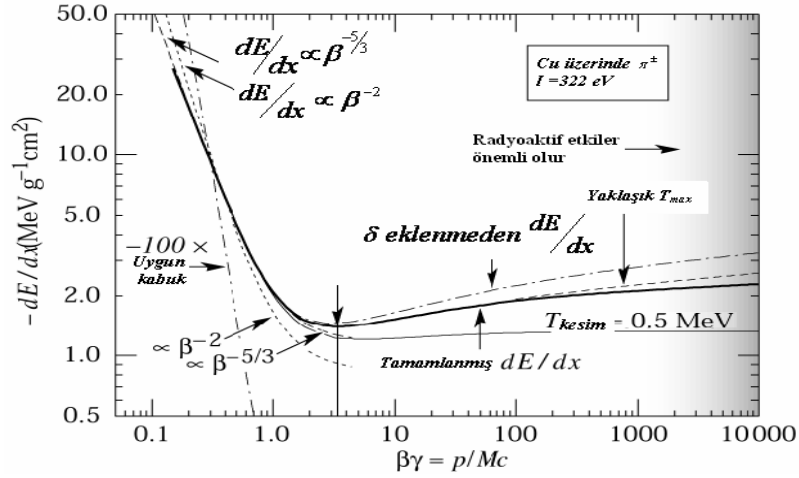
$$-\frac{dE}{dx} = K \cdot \frac{z^2 \cdot \alpha^2 \cdot (\hbar \cdot c)^2}{m_e} \cdot \frac{\rho_{kütle} \cdot N_A \cdot Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \quad 3.10$$

burada  $\beta = \frac{v}{c}$  ve  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$  dir.

Bu enerji kayıp eşitliğinin çok yaklaşık bir şeklidir, fakat relativistik olarak bu doğru değildir. Ve başlangıç yaklaşımlarına dayanır. İyonizasyon yoluyla enerji kaybının tam şekli Bethe-Bloch eşitliği kullanılarak bulunabilir.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi\alpha^2 N_A (\hbar c)^2}{m_e} z^2 \frac{\rho_{kütle} Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2\beta^2 \gamma^2 m_e \varepsilon_{\max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad 3.11$$

Burada  $\varepsilon_{\max}$ , serbest elektrona transfer edilebilen maksimum iyonizasyon parçacık enerjisidir, I, iyonizasyon enerjisidir ve  $\delta$ , yoğunluk etkisidir[26]. İyonizasyon enerji kaybı eğrisi aşağıda Şekil 3.3 ile verilmiştir.



Şekil 3.3 Bethe-Bloch Enerji Kayıp Eğrisi[3].

Bethe-Bloch eşitliği 40 MeV/c ve 6 GeV/c arasındaki momentum için çok kesindir, burada yaklaşık %1'e kadar iyidir. 10 MeV ile 100 GeV bölgesinde orta enerjilerde son  $\beta^2$  ve  $\delta$  terimleri küçüktür ve hesaplamalarda genelde ihmal edilebilir. Eger  $\varepsilon_{\max}$  yaklaşık  $2(\beta\gamma)^2 m_e$  ye eşit olursa [3], enerji kaybı eşitliği,

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi\alpha^2 N_A (\hbar c)^2}{m_e} z^2 \frac{\rho_{\text{kütle}} Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2\beta^2 \gamma^2 m_e \varepsilon_{\max}}{I^2} \right) \right] \quad 3.12$$

olarak yazılabilir.

Minimum iyonizasyon değeri birçok materyal için yaklaşık olarak  $2 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$  dir, Z ile yavaşça azalır ve hedef yoğunlukla çoğaltıldığında birim başına enerji kaybını verir[18,23,25].

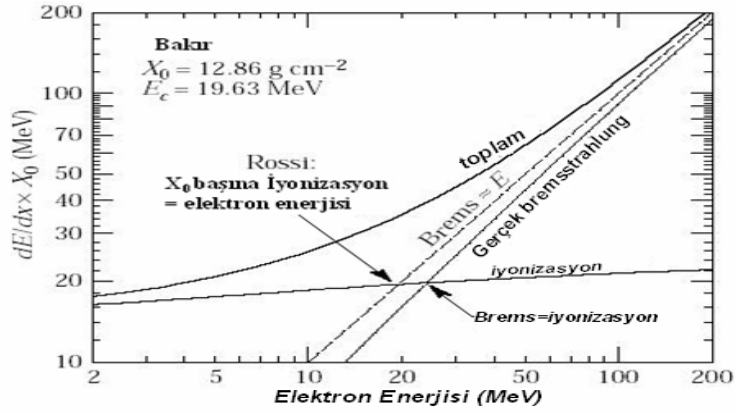
### 3.2.2 Fotonükleer Etkileşimler

Yüksek enerji parçacık fiziğinde, yüklü parçacık belirti gözlemleri fotonlara benzer bir yolla madde ile etkileşebilir. Bu kuantum skalası yüzündendir, enerji ve momentum korunum yasalarının Heisenberg'in belirsizlik teoremine göre mümkündür. Madde ile etkileşebilen yüksek enerjili parçacıklar kısa bölgede kısa ömürlü sanal fotonlar meydana getirebilir. Böylece, fotonükleer etkileşimler meydana gelir çünkü yüksek enerjili yüklü parçacıklar bir atomik çekirdekte soğurabilen sanal bir foton bulutu ile

çevrenmiştir. Eğer transfer edilen enerji çekirdeğin bağlanma enerjisinden daha büyükse tek bir nükleona parçalanabilir, eğer az ise bu enerji genelde radyasyon olarak yok olacaktır. Daha düşük enerjilerde, böylece, çekirdek bir hafif çekirdek ve bir nükleonun duşuna parçalanarak bir rezonant durumuna yükseltilebilir[25.26].

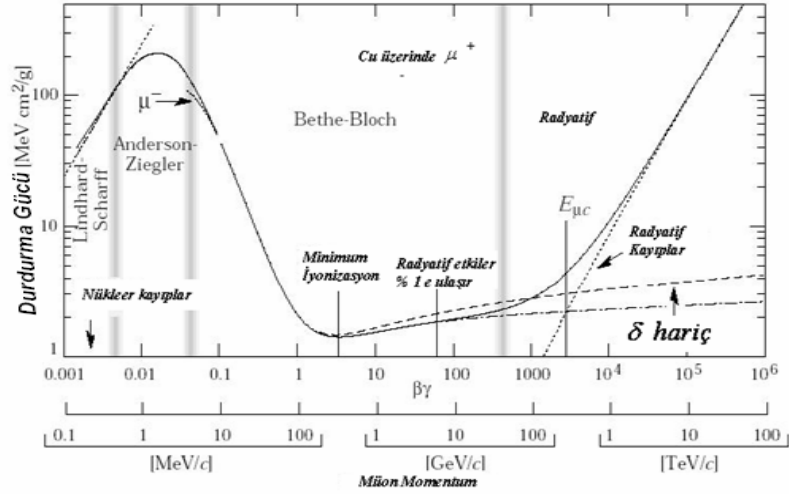
### 3.2.3 Elektron ve Müonlar için enerji kayıp süreçleri

Düşük enerjilerde elektronlarda enerji kaybı bremsstrahlung ile önemli bir artış haline gelir ve 20 MeV ye kadar kritik enerjiye ulaşarak iyonizasyon ile baskın olacaktır[9].



Şekil 3.4 Elektronlar için enerji kayıp eğrisi[25].

Şekil 3.4' de  $X_0$ , hedef yoğunluğunun bağımsız birimlerinde aktarılan elektronların radyasyon uzunluğudur. Bir madde boyunca bir  $nX_0$  mesafesinde gezindikten sonra, burada  $n$  radyasyon uzunluk sayısıdır, yüksek enerjili bir parçacık enerjisinin bir kısmını  $(1-e^{-2})$  ye eşit miktarda kaybetmiş olacaktır.  $E_c$ , iyonizasyon kayıpları ve radyoaktif kayıpların eşit olduğu enerjide kritik enerjisidir. Müonlar yüksek enerjilerde çok daha önemli olan terimler olmasına karşın elektronlara benzer davranışlar gösterirler. Aşağıdaki Şekil 3.5'de  $10^{-4}$  GeV/c den  $10^5$  GeV/c ye bir momentum bölgesinde bir bakır hedef üzerinde müon olayı için gözükken  $-dE/dx$  değerlerini gösterir. Bu yüksek enerjideki parçacıklar relativistik olarak gezinebileceklerdir ve bu yüzden gama ışınları onların enerji ve momentumunu belirtmekte kullanılabilir.

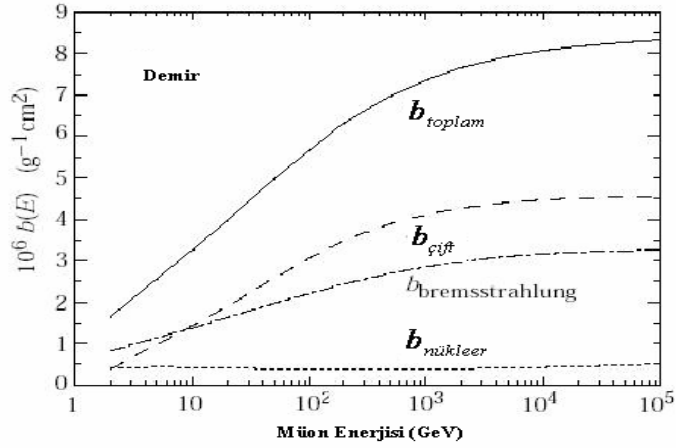


Şekil 3.5 Bir bakır hedef üzerinde müonlar için toplam enerji kayıp eğrisi[25].

Düşük momentumda enerji kaybı, hızlı bir şekilde düşer, çünkü parçacıklar hedef materyalle daha az etkileşim zamanına sahiptir. 3–4 enerji kayıp bölgesinde  $\beta\gamma$  nın değeri bakır boyunca  $18 \text{ MeV cm}^{-1}$  civarında bir minimuma ulaşır. Enerji kaybında bu minimuma uygun bir enerji ile bir parçacığın minimum iyonize olduğu söylenir. Bundan daha büyük enerjiler için, radyoaktif etkileşimler  $E_{\mu c}$  ye dek iyonizasyon kayıpları ile baskın ve önemli bir artış olarak görülür. Müonlar için enerji kayıp eşitliği Eşitlik 3.13 ile yazılabilir;

$$-\frac{dE}{dx} = \alpha(E) + b(E)E \quad 3.13$$

burada  $\alpha(E)$ , Eşitlik 3.13 ile verilen iyonizasyon kaybıdır ve  $b(E)$  ise, çift oluşumu yoluyla oluşan terimleri içerir (bremsstrahlung ve fotonükleer etkileşimler).  $\alpha(E)$  terimi yüksek enerjilerde kayda değer değişiklikler göstermez, fakat çift oluşumu ve bremsstrahlung artışlarından  $b(E)$  ye katkı sağlar. (Şekil 3.6'ya bakınız).



**Şekil 3.6**  $b(E)$  ye katkı sağlayan terimlerin enerji bağımlılığı[27].

Müonların üzerindeki kritik enerji, müonun bir katı ya da gaz boyunca geçmesine bağlı olarak değişecektir ve bir gaz için Eşitlik 3.14'e bağlı olarak değişir..

$$E_{\mu c} = \frac{7900 \text{ GeV}}{(Z + 2.03)^{0.879}} \quad 3.14$$

Bu eşitlik Radon hariç tutulmakla beraber birçok gaz için % birkaç mertebesinde iyi netice verir[9,18,26].

### 3.3 Manyetik bir alanda yüklü parçacıklar

Yüklü bir parçacık manyetik bir alan boyunca geçtiğinde, alan ve hıza dik bir Lorentz kuvvetine maruz kalacaktır. Kuvvet, parçacığın hızına ve parçacık üzerindeki yüke bağlıdır ve şu şekilde yazılır;

$$F = q \cdot v \times B \quad 3.15$$

M kütleli relativistik olmayan bir parçacık için, örneğin  $\alpha$  parçacığı, bu kuvvet parçacığın geçiş yolunu değiştirir ve yanlara doğru parçacığın ivmelenmesine neden olacaktır, fakat hızı değişmez. Parçacığın geçiş yolu ve manyetik alan arasındaki açı eğer  $\theta$  ise, momentumun alana dik bileşeni  $p \cos \theta$  dır ve bu Eşitlik 3.16'da verildiği gibi bir  $\rho$  eğilme yarıçapına bağlıdır[8].

$$p \cos \theta = qB \rho \quad 3.16$$

Eğer momentum GeV/c cinsinden ölçülürse yukarıdaki açıklamayı sadeleştirmek için bir birimsel yük parçacığı için

$$p \cos \theta = 0,33 B \rho \quad 3.17$$

şeklinde olur. Yükü bilinen bir parçacığın momentumu bir manyetik alan sabiti vasıtasıyla eğilme yarıçapının ölçülmesi ile belirlenebilir. Yüksek hızlarda hareketli parçacıklar büyük bir eğilme yarıçapına sahip olabilir ve bu yüzden verilen bir manyetik alan için sadece küçük bir miktarda bükülür ve bu yüzden bu ölçüm zor olabilir. Daha yavaş hareketli parçacıklar kayda değer bir miktarda bükülür ve eğer bu etki ölçülebilirse parçacığın momentumu ölçülebilir[9,25,28,28,29,30].

## 4. MATERYAL VE METOD

### 4.1 Çalışmanın Amacı

Bu çalışmanın ana amacını kozmik ışınların dedektör düzeneği boyunca uçuş zamanlarını ve akılarını bir sintilasyon dedektör yardımıyla ölçmek oluşturmaktadır. Bunu gerçekleştirmek için dedektörün alt ve üst panelleri boyunca parçacıklar geçtiğinde fotoçoğaltıcıya gelen sinyaller seçilmelidir. Dedektörün esnek yapısından faydalanılarak iki panel arasındaki mesafe değiştirilip elde edilen verileri karşılaştırmak ve manüel olarak hesaplanan uçuş zamanı ile deneysel sonuçları karşılaştırmak. Dedektör sintilatör panellerinin alt ve üst yüzeyi değişik materyallerle kaplanarak gelen ışığın Sintilatör ortamında yansımaları sağlanarak yayınlanan fotonun fotoçoğaltıcı tüpe geliş zamanı, değişik materyaller kullanılarak uçuş zamanı değişimini gözlemlemek. Gelen bu sinyaller yaklaşık ışık hızına yakın hızlarda hareket eder ve birkaç nanosaniye zaman aralığındadırlar.

Bunu elde etmek için, sinyal NIM (Fan-In/Fan-Out, Diskriminatör, Sayaç, Coincidence birimi ve Amplifikatör) ve CAMAC (ADC, TDC ve Camac Kontrollörü) modüllerine gönderilerek elde edilir. Deneyde kullanılan malzemelerin özellikleri, sinyal tespit için son derece önemlidir. Çünkü cihazlar gelen ışına duyarlı ve tespit etmeye elverişli olmalıdır. Örneğin düşük eşik değerine sahip Diskriminatör veya yüksek kararlılıklı TDC önemlidir.

### 4.2 Dedektörün Yapısı

Ana dedektör iki sintilatör çifti, iki fotoçoğaltıcı tüp ve elektronik kısımdan meydana gelmektedir. Fotoçoğaltıcılar optik bir bağlantı ile sintilatörlere bağlanmıştır. Kullanılan optik bağlantı bir nevi ışık yolu (light guide) vazifesi görerek en az kayıpla sintilatörden elde edilen ışığı fotoçoğaltıcıya ulaştırır. Dedektör yapısı itibarıyla çok değişkendir ve dedektör için bu özellik büyük bir avantajdır. Bu avantajdan faydalanılarak dedektör her açıda eğilme ve oluşturulan kule bileşenleri değişik mesafelere ayrılabilme imkânı verir.





**Şekil 4.1** Kule ve elektronik düzeneğin görünüşü

Şekil 4.1’de solda gösterilen kule vasıtasıyla aşağı doğru inen ve yukarı doğru çıkan ışınlar tespit edilebilir.

### **4.3 Dedektör bileşenlerinin tanımlanması ve özellikleri**

#### **4.3.1 Fotoçoğaltıcı Tüpler**

Bu dedektör düzeneğinde Hamamatsu H5783 model tüpler kullanılmıştır. Bu tüpler ultraviyole, görünür ve yakın kızılötesi bölgedeki ışığa duyarlı dedektörlerdir. Bu dedektörler gelen ışığı yaklaşık  $10^8$  katı artırarak son ucunda bulunan anot kutbunda bir akım meydana getirirler. Yüksek gain, düşük fon radyasyonu ve yüksek frekans cevaplama sahip bu cihazlar günümüzde birçok kullanım alanına sahiptir. Bu uygulama alanlarından bazıları; nükleer ve parçacık fiziğinde, astronomide, sağlık alanlarında görüntüleme, hareketli resim film taramada kullanılır[31].

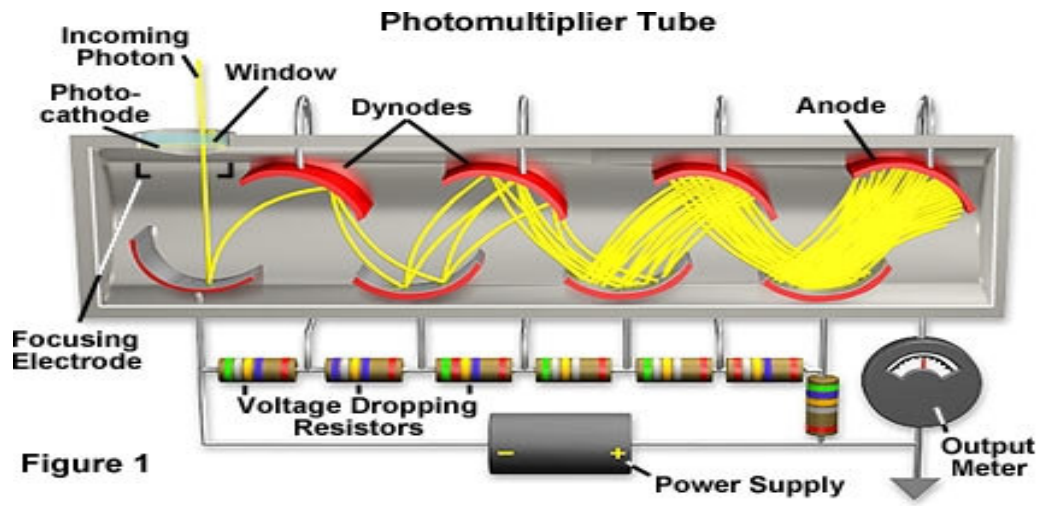
Fotoçoğaltıcılar, bir anot ve birkaç dinotlardan oluşan zincir şeklinde bir devre ve cam ile çevrilen bir vakum tüpe yerleştirilmiştir. Gelen kozmik ışın camdan içeri nüfuz ederek fotokatod’a çarpar ve fotoelektrik etkiyle oradan fotoelektron koparır.

### 4.3.1.1 Dinodlar

Yayınlanan fotoelektronlar dinod düzeneği boyunca hızlandırılır. Herbir dinod artışı ikincil emülsiyon faktörü,  $\delta$ , olarak belirlenmektedir. Eğer toplam N adet fotoelektron varsa bu faktör  $\delta^N$  olacaktır. Bu artış (gain) genelde  $10^7$  kadardır. Bununla birlikte, herbir dinod arasında  $\delta$  değerindeki herhangi bir küçük dalgalanma tam artışta bir büyük değişim sonuçlandırır. Bunun anlamı, her bir PMT için genel karakteristikler bireysel olarak ölçülmüş olmak zorundadır.

Dinod malzemeleri genelde yarıiletkenler ve yalıtkanlardan yapılmıştır. Yine de, fotokatoddan farklı olarak, dinodlar, çoğaltıcı boyunca hızlandırılan elektronları tutması için sabit bir elektrik alanını sağlamalıdır. Böylece ikincil emülsiyon malzemesi, bir iletken malzeme üzerinde depolanmalıdır. Bu, daha soylu bir metal ile bir alkali yada toprak alkali metal karışımı oluşturarak yapılabilir. İyi bir dinod malzemesinin üç önemli karakteristiği vardır:

- Yüksek ikincil emülsiyon faktörü, yani, birincil elektron başına yayınlanan ikincil elektronların yüksek ortalama sayısı.
- Yüksek akım altında ikincil emülsiyon etkisinin kararlılığı
- Düşük termiyonik emülsiyon, yani, düşük noise



Şekil 4.2 Fotoçoğaltıcı bir tütün çalışma prensibi[32].

Herbir dinoda bir öncekine göre daha fazla gerilim uygulanarak oluşturulmuştur. Bu yukarıdaki şekilde gösterilmiştir. Fotokatotdan gelen fotoelektronlar elektrik alan etkisi altında hızlandırılarak dinod zincirinde hareket eder. Sonuç olarak anoda ortalama  $10^6$ - $10^8$  oranında çoğaltılmış elektronlardan bir elektrik ulaşır[31,32,33].

#### 4.3.1.2 Fotokatod

Fotokatod, gelen ışığı fotoelektrik etki ile bir elektron akımına dönüştürür. Einstein'ın meşhur formülü

$$E = h\nu - \Phi$$

burada E, yayınlanan elektronun kinetik enerjisidir,  $\nu$  gelen fotonun frekansdır ve  $\Phi$  ise fotoelektrik materyalinin iş fonksiyonudur. Yukarıdaki bu frekans, fotoelektrik etki verimi, materyalin yapısı ve gelen ışığın frekansı ile güçlü bir şekilde değişir. Tam spektral cevaplama quantum verimi ile açıklanır,  $\eta(\lambda)$

$$\eta(\lambda) = \frac{\text{serbest kalan foton miktarı}}{\text{fotokatoda ulaşla foton miktarı}(\lambda)}$$

burada  $\lambda$ , gelen ışığın dalga boyudur[34]. Şekil 4.3'de deneyde kullanılan PMT'ler gösterilmiştir.



Şekil 4.3 Hamamatsu H5783 fotoçoğaltıcı tüpler

Hamamatsu H5783, yüksek voltaj güç kaynağı devresi ve metal paket ambalajlı bir fotosensör modüldür. Metal paket PMT'ler; foto-diyotlara, yüksek-hız cevaplama, geniş

dinamik bölge, yüksek gain iletim ve yarıiletken TO-8 paket aynı çapla metalik bir pakete sahiptir. İç yüksek voltaj güç kaynağı, kullanım kolaylığı sağlar[31].

### **PMT'nin Özellikleri**

- Giriş Voltajı : +11,5 V ile 15,5 V
- Max. Giriş voltajı : +18 V
- Max. Giriş Akımı: 9 mA
- Max. Çıkış sinyal Akımı: 100  $\mu$ A
- Max. Karanlık akım: 2 nA
- Gain: min  $7.5 \times 10^5$ -1  $\times 10^6$
- Ağırlık: 80 gr

### **4.3.2 Sintilatörler**

Sintilatörler genel özellikleri itibari ile iyonizasyon radyasyonu ile depolanan enerjiyi ışığa dönüştürürler ve genellikle görünür spektrumun mavi ve yakın UV bölgede kullanılırlar.

Bu ışık yayını iyonizasyon radyasyonu ile depolanan enerji miktarı ile orantılıdır. Ve depolanan enerjinin ölçülmesinde de kullanılabilir. Bu deney setinde organik Kuraray sintilatörler kullanılmaktadır. Bu sintilatörün özelliklerine geçmeden kısaca organik sintilatörler hakkında bilgi vermek yararlı olacaktır.

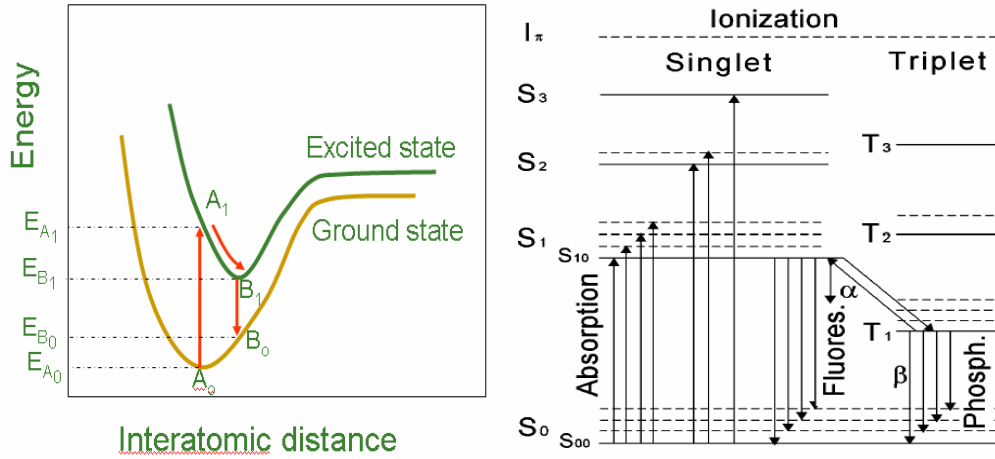
#### **4.3.2.1 Organik Sintilatörler**

Organik sintilatörler moleküler seviyede çalışırlar. Bunun anlamı yayınlanan ışık iyonizasyon radyasyonundan enerji soğrulmanı izleyen bir uyarma, bir uyarılma seviyesinden bir moleküler salınma olarak flüoresan sonucu olarak meydana gelir. Organik sintilatör molekülleri bir monomerde de dağılabilir ve bir plastik sintilatör üretmek için polimerize edilir.

Organik materyallerde sintilasyon mekanizması inorganik materyallerinkinden tamamen farklıdır. Örneğin NaI, CsI vb. inorganik sintilatörlerde kristalin örgü yapısı nedeniyle sintilasyon artış gösterir.

Organik materyallerde flüoresan mekanizması tek bir molekülün enerji seviyelerindeki geçişlerle artar ve böylece flüoresan fiziksel durumdan bağımsız olarak gözlemlenebilir. Örneğin antrasit; bir polikristal materyal, buhar, karıştırılan çözeltinin bir kısmı olarak flüoresans ışığı yaydığı gözlemlenir[33,35].

Pratik organik sintilatörler elektron yapısı ile birleşen simetri özelliklerine sahip organik moleküllerdir.



**Şekil 4.4** Organik moleküllerde enerji seviyeleri[16].

Yüklü bir parçacıktan gelen enerji soğrulur ve elektronu değişik enerji seviyelerine uyarır, singlet durumlar (spin=0) Şekil 4.4'te  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  olarak sınıflandırılmıştır. Organik sintilatörler için,  $S_0$  ve  $S_1$  arasındaki boşluk 3 ile 4 eV dir ve daha yüksek durumlarda boşluk çok daha küçüktür. Her bir S seviyesi çok daha ince yapıli seviye serilerine bir kez daha bölünür (molekülün titreşim durumlarına bağıli olarak). Tipik boşluk 0.15 eV dir. 2. nin katılımı ince yapı seviyesini gösterir.

S durumları arasındaki boşluk 3–4 eV dir ve titreşimdeki yapı boşluğu 0.15 eV dir[16,38,39,40,41,42].

#### 4.3.2.2 Sintilasyon mekanizması

- Oda sıcaklığında ortalama enerji yaklaşık 0.025 eV dir bu nedenle bütün moleküller  $S_{00}$  durumundadır.
- Bir parçacık geçtiğinde kinetik enerji molekül tarafından soğrulur ve elektronlar üst seviyelere doğru uyarılır.
- $S_2$ ,  $S_3$  daha yüksek durumlarda çabucak (pikosaniye) ışımaz geçişlerle direkt  $S_1$  durumuna tekrar uyarılır (iç döngü).
- Örneğin  $S_{11}$  ve  $S_{12}$  gibi durumlar ekstra titreşimsel enerjiye sahiptir ve komşu moleküllerle termal dengede olmadığından çabucak enerji kaybeder.
- Bir  $S_{10}$  durumunda uyarılan moleküllerin popülasyonu ihmal edilebilir kısa zamandan sonra uyarılma sürecinin net etkisi olarak üretilir.

Hızlı flüoresan, sintilasyon ışığı, taban ve  $S_{10}$  durumu arasındaki geçişlerde yayınlanır. t zamanını takip eden uyarılmada hızlı flüoresan şiddeti;

$$I = I_0 e^{-t/\tau}$$

ile tanımlanır, burada  $\tau$   $S_{10}$  seviyesi için flüoresan bozunma süresidir. Birçok organik sintilatörde  $\tau$  nanosaniye mertebesindedir, böylelikle organik sintilatörler hızlıdır[16].



Şekil 4.5 Denejde kullanılan bir 19x19 cm<sup>2</sup> Kuraray organik sintilatörü

Kuraray Sintilatörün özellikleri:

- Kalınlık: 7 mm (her biri için)
- Görünür bölge: mavi (450–495 nm)
- Boyutlar: 19x19 cm<sup>2</sup>

Kozmik ışınlar maddeden geçtiğinde üç temel süreç meydana gelir. Bu etkileşmeler; Compton saçılması, foto-soğurma ve çift oluşumdur. Bu süreçlerin her birinde yüklü parçacıkların sintilatörde etkileşirken yüksek enerjili elektronlar ya da anti-elektronlar(pozitron) meydana getirebilir. Fotoçoğaltıcı tüplerin etrafında biriken enerjinin eklenmesiyle tespit edilen kozmik ışın enerjisi tespit edilebilir[16,40,41,42].

### **4.3.3 Fan-In / Fan-Out**

Fan-out maksimum dijital giriş sayısını tanımlayan bir terimdir ve tek bir mantık geçitinin çıkışını besleyebilir. Birçok TTL (Transistor-Transistor-Logic) geçitler diğer 10 dijital geçiti veya cihazı fazlasıyla besleyebilir. Böylece tipik bir TTL geçiti 10 Fan-out'a sahiptir.

Bazı dijital sistemlerde, 1'den fazla geçit ya da cihazla çalışmak için tek bir TTL mantık geçiti gereklidir. Bu durumda iken, cihaz TTL geçiti ve çalışması gereken çoklu cihazlar arasında kullanılan bir tampon olarak adlandırılır. Bu tipin tamponu 25–30 Fan-Out'a sahiptir. Bir mantıksal dönüştürücü (ya da NOT geçit olarak da adlandırılır) birçok dijital devrede bu fonksiyona hizmet edebilir.

Fan-In tek bir mantık geçiti kabul edebilen, maksimum dijital giriş sayısını tanımlar. Birçok TTL geçit bir ya da iki girişe sahiptir. Buna karşın bazıları ikiden daha fazlasına da sahip olabilir. Tipik bir mantık geçiti 1 ya da 2 geçite sahiptir.

Bazı dijital sistemlerde 1 den fazla büyük sayıda Fan-In ile birkaç cihaz ile çalışmak için tek bir TTL mantık geçit için bu gereklidir. Bir TTL'in cihaz 10 dan daha fazla sürücüye sahip olmalıdır ve bir cihaz sürücünde olması gereken TTL geçit giriş ve çıkış cihazları arasında kullanılabilen bir tampon olarak adlandırılır. Bir mantıksal dönüştürücü (NOT) birçok dijital devrede bu fonksiyona hizmet edebilir.

Kısım sayısı: 4, işaretli 8 Fan-In/12 Fan-Out'lu yada tekli 16-4 Fan-In/24 Fan-Out'lu formda ön panel düğmeleriyle kademelendirilebilir.

Giriş sayısı: kısım başına 4, 50  $\Omega$  empedans,  $\geq 2$  ns giriş çıkış zamanı için yansıma  $< \%10$ , durgunluk seviyesi 0 V DC, sinyal seviye gereksinimi: standart NIM mantıksal 1 giriş seviye, -12 mA ile -36mA; standart TTL mantık 1 giriş seviyesi: +12 V ile 5 V, sinyal en gereksinimi: minimum 4 ns, FWHM, çiftlenme; direkt.

Çıkış sayısı: 4 normal, 2 tamamlayıcı, çıkış seviyeleri; normal, iniş ve çıkış zamanı: tipik olarak 2,3 ns, maksimum 2,8 ns, süreklilik; giriş sürekliliğinin mantıksal toplamına eşittir[43].

Genel:

- Rate :  $> 100$  MHz
- Stage Delay (safha gecikmesi) :  $< 6,5$  ns
- Akım gereksinimi : +12 V-35 mA, +6 V-295 mA, -12 V- 50 mA, -6 V-460 mA[43].

#### 4.3.4 Scaler (Sayıcı)

Özellikleri

CAEN model N145 bir kronometre ya da sayıcı olarak kullanılabilen 7 haneli kronometre ve 4 tane birbirinden bağımsız 8 haneli sayıcıyı içeren çift birimli bir NIM modülüdür.

*Bölüm 1 ve 3* : 2 giriş (bir NIM bir TTL ), 50  $\Omega$  empedans, 2 geçit (NIM giriş portlarına bağlı), yüksek empedans (dahili bağlantılıdır). Serbest port 50  $\Omega$  ile sınırlandırılmalıdır.

*Bölüm 2 ve 4* : 2 giriş (NIM ve TTL) ve 50  $\Omega$  empedans, bir NIM 50  $\Omega$  empedanslı geçit girişidir. Bir NIM giriş taşıyıcı. Reset: Bir NIM girişi.

*Bölüm 5* : 2 giriş ( NIM ve TTL), 50  $\Omega$  empedans, Load ; bir NIM giriş. Çıkış; 2 NIM çıkış, End Marker; bir NIM çıkış, sayıcı içeriği sıfır olduğunda bir puls meydana getirir. Puls eni 50 ns ve 1  $\mu$ s arasında düzenleyici ile seçilmektedir.



**Çizelge 4.1** Scaler için performans verileri[43].

<b>Giriş</b>	<b>Maksimum frekans</b>	<b>Maksimum puls eni</b>
Bölüm 1–4	80 MHz	8 ns
Bölüm 5	30 MHz	15 ns
Load		10 ns
Reset		10 ns

Güç gereksinimi

+6 V–2,5 A ve -6 V–150 mA

Tüm bağlantılar LEMO OO tipidir[45].

#### **4.3.5 Diskriminatör**

Diskriminatör, mutlak bir eşik değerinden daha büyük bir puls ile sadece giriş sinyallerine cevap veren bir aygıttır. Eğer bu kriter doğrulanırsa, Diskriminatör standart bir mantık sinyali yayınlayarak cevaplar, eğer değilse, cevap vermez. Eşik değeri, düşük genlikli fon radyasyonu ile genellikle mümkün olan mantık sinyalinin eni seçilebilir. Diskriminatörün en genel kullanım alanı fotoçoğaltıcı ya da başka dedektörlerden dış düşük genlikli fon radyasyonu bloklamak içindir.

Bu sintilasyon dedektöründe, CAEN N147 diskriminatör kullanılmıştır. Bu cihazın birbirinden bağımsız 8 tane kanalı olan bir NIM modülüdür. Her bir kanal 1,5 mV den 250 mV (mutlak değer) düşük eşik bölgesinde negatif ve pozitif yüksek-empedans giriş sinyallerinin her ikisini de kabul eder. Her bir kanal için iki paralel giriş, kullanılmayan bağlantılar uygun olarak giriş sinyalini sınırlamak için kullanıcıya izin vermeyi sağlar[43].

Diskriminatörün özellikleri:

Paketleme: NIM modülü

Bağlantılar: No.16, “IN” (Her bir kanal başına iki bağlantı), No.8, “OUT” (Herbir kanal başına bir)

LED’ler: No.8 “+” kırmızı LEDler ( kanal başına bir), No.8 “-” yeşil LEDler (kanal başına bir)

Düzenleyici: N0.8 “WDT” (kanal başına bir), seçilen bölgenin enini seçmek için (5 ns ile 140 ns yada 15 ns ile 800 ns), No.8 “THR” (kanal başına bir), çalışma bölgesinde (1,5 V ile 250 mV) eşik seviyesini seçmek için güç gereksinimi aşağıdaki gibidir.

+12 V	- 12 V	+6 V	-6 V
300 mA	250 mA	70 mA	1,5 A

#### 4.3.6 Coincidence (Çakışma) birimi (Lecroy Model 465)

Parçacık ve nükleer fizikte en önemli tekniklerden biri coincidentenin elektronik olarak belirlenmesidir. Bunun yanında puls yükseklik seçimi, iki veya daha fazla olay arasındaki zamanda coincidence reaksiyonu için çok güçlü bir kriter olarak hizmet eder.

Temel teknik, dedektörlerden gelen analog sinyali bir mantık sinyaline dönüştürür ve daha sonra bu pulsları bir coincidence modüle gönderir. Eğer iki sinyal gerçekte çakışıyorsa çıkışta bir mantık sinyali üretir[44].

Coincidence biriminin özellikleri:

Girişler:

*Mantık girişleri:* 4, Lemo bağlantılar, **50**  $\Omega$  empedans, negatif NIM seviye giriş gereksinimi, Herbir giriş ön panelde basmalı buton ile ayrı olarak devre dışı bırakılabilir.

*Veto giriş:* standart negatif NIM-seviye sinyal, minimum 2,5 ns en. Diğer taraftan önceden hazırlanan girişler için coincidence şartını sağlayan giriş sinyalinin başlıca

kesitin hemen çakışması ve lineer çıkışlar için giriş coincidentinin hemen çakışması gerekir (veto, bu durumda yaklaşık 5 ns ile bu başlıca kesitin önünde olmalıdır.

*Bin geçit:* arka bağlantı yoluyla, +4 V engellerden topraklama kelepçe, çıkış ve iniş zamanı < 50 ns.

Output:

*Preset:* 3; bir köprülenen negatif ( durgun olarak 0 mA, çıkış boyunca -32 mA) bir tamamlayıcı (durgun olarak -16 mA, çıkış boyunca 0 mA).

*Çakışma:* bit köprülenmiş negatif, durgun olarak 0 V, çıkış boyunca 0.32 mA; coincidence çakışma boyunca sıfırdır.

*Fan-Out:* 5 yuva, Herbir çıkış ise bir 50 Ω yükleme kullanılır.

*Süreklilik:* ön-panel tornavida ile değiştirilebilir voltmetre aracılığıyla 50 ns dene daha büyük ile 50 ns den daha küçüğe sürekli olarak seçilebilir.

*Çıkışta yükselme zamanı:* OUT; tipik olarak 2,0 (maksimum 2.5 ns)

*Çıkışta iniş zamanı:* OUT; tipik olarak 2.0 ns (maksimum 2.5 ns)

*Genel:* fonksiyonlar-yuva, 3 yuva ya da 4 yuva seçilmiş olarak engellenerek mantık girişi ile belirlenen Fan-Out coincidence olur.

*Rate:* 0 ile > 120 MHz

*Giriş-Çıkış Delay:* önceden hazırlanan çıkışlar için 13 ns; çıkış çakışması için 8,5 ns

*Çift puls kararlılığı:* 8 ns

*Güç gereksinimi:* +12 V da 65 mA, -12 V da 135 mA, +6 V da 125 mA, -6V da 640 mA, -24V da 5 mA.

#### **4.3.7 Amplifikatör (ORTEC model 5359)**

Amplifikatör iki ana amaca hizmet eder, birincisi ön amplifikatörden sinyali yükseltme ikincisi ise ileriki süreçler için elverişli bir forma sokar.

Her iki durumda da, amplifikatör ilgili bilgiyi her zaman korumalıdır. Eğer zamanlama ayarı gerekli ise hızlı bir cevaplama gereklidir. Eğer puls yükseklik bilgisi isteniyorsa giriş ve çıkış genlikleri arasında orantılı olarak bir mutlak (strict) koruma gereklidir

(lineer amplifikatör). Sonuncu olan tiplerin bir çoğunda, bir en bölge üzerinde değiştirilebilir gain sağlanır bu yüzden bir spektrum ayırıcında skala ayarlamaya izin verir. Amplifikatörün özellikleri;

Amplifikatör 8 kanaldan oluşmaktadır; bunlar 4 giriş ve 4 çıkış kanalıdır. Ve ayrıca değiştirilebilir DC, BDW, gain her bir kanal için ayrı ayrı bulunmaktadır[45].

<b>Güç gereksinimi</b>		
+ 24 V	83 mA	- 12 V
+ 12 V	167 mA	- 12 V
+ 6 V	000 mA	- 6 V

#### **4.3.8 ADC (Analog-to-Digital Converter)**

ADC(çoğunlukla, ADC, A/D ya da A to D) mevcut olan sinyalleri farklı dijital sayılara çeviren bir elektronik devredir. Ters operasyonda DAC (Digital-to-Converter) cihazı kullanılır.

Bir ADC tipik olarak bir analog giriş voltajını dijital bir sayıya çeviren elektronik bir cihazdır. Dijital çıkış ikili veya ikincinin bütünleştirici çifti gibi farklı kodlama şemalarını kullanabilir. Böylelikle bazı elektronik olmayan ya da sadece kısmen elektronik olan, örneğin devir makinesi şifreleyicileri de ADC olarak düşünülebilir.

Model 2249W 11-bit tamamlayıcı tipli bir ADC dir. Lineerlik ve kararlılık için en uygun hale getirilmiştir ve 10  $\mu$ sn üzerindeki en geçitlerinde çalışmaya izin verir. Böylece 2249W CsI ve NaI kristal dedektörleri ile uyumludur. 30 ns minimum geçit onun organik sintilatör ve Çerenkov dedektörlerinin tümünde kullanılmasını mümkün kılar fakat en yüksek oranda (rate).

AC-çiftlenim girişiyle, 11-bit (1980 sayım) işlemi  $\pm 2$  sayım integral lineerlikle elde edilir. Bu lineerlik -2V'a kadar büyük sinyallere en küçük sinyal boyutundan sürdürmektedir.

ADC Özellikleri:

*Analog giriş:* 12, Lemo tipi bağlantılar, yük duyarlılığı, AC-çiftlenme (2 ns zaman sabiti, alan değişebilirliği), 50  $\Omega$  empedans, liner bölge normallığı 0 ile -2.0 V; 1  $\mu$ sn geçiciliğine karşı  $\pm 50$  V'luk koruma.

*Gain:* -0,25 pC/sayım  $\pm$  %5

*Full Scale Range:* yaklaşık -500 pC (maksimum sayım 1980)

*Liner olmayan integral:*  $\pm$  %0,05  $\pm$  (0,5 pC+%0,1)

*ADC kararlılığı:* A 5 V, herhangi bir ADC de 20 ns aşırı yüklü puls 0,5 pC (2 sayım) den saha büyük değilse başka bir ADC de veriyi bozar.

*Giriş Geçit (Input Gate):* Bir geçit tüm ADCler için geneldir; LEMO tipi bağlantılar, 50  $\Omega$  empedans; -600 mV yada daha büyüğüne izin verme, minimum kararlılık 30 ns, 10  $\mu$ sn üzerindeki maksimum tavsiye edilen süreklilik, farklı analog giriş. Koruma ayarı için açık geçitten sonra 0,5  $\mu$ sn içinde meydana gelmelidir, etkin açık ve kapalı zamanlar; 5 ns; iç gecikme 7 ns.

*Fast Clear:* Tüm ADCler için bir ön panel girişi geneldir, Lemo bağlantı, 50  $\Omega$  empedans; -600 mV yada daha büyük Clear, minimum 50 ns süreklilik. Clear dan sonra ek olarak 2,0  $\mu$ sn durultma zamanı gerekir.

*Pedestal:* yaklaşık 100 sayım üzeri, yan panelde izin verilen düzenleyici kapasitör ile seçilebilir. En geçit için biraz daha yüksektir.

*Dönüştürme zamanı:* 10,6  $\mu$ sn

*Güç Gereksinimi:* 143 mA de +24 V; -75 mA de -24 V; 725 mA de +6 V; -6 V da -155 mA[46].

#### 4.3.9 TDC


Elektronik enstrüman ve sinyal süreçlerinde bir time-to-digital Converter (çoğunlukla TDC olarak adlandırılır) aralıklı (sporadic) bir puls sinyalini onun zaman indeksinin dijital bir temsiline dönüştürmek için kullanılan bir cihazdır. Diğer taraftan TDC gelen bir puls için geliş zamanını çıkışa verir. Çünkü pulsların genliği genellikle ölçülmez, bir TDC önemli bir olayın zamanlamasının bulunmasında kullanılır. Pratikte, bir TDC'yi genellikle bir Diskriminatör takip eder. TDC'ler seyrek olarak meydana gelen olay ölçümlerinde çok sık kullanılır, örneğin yüksek enerji fiziği deneylerinde birçok

dedektörde veri kanallarının tamamen her bir kanal elektron, foton ve iyon gibi parçacıklarla sadece seyrek olarak uyarılarak sağlanır.

Model C414, 8 adet birbirinden bağımsız 12-bit TDC dönüşüm kanalını içeren tekli bir en CAMAC birimidir. Tam zaman skalası iç DIP düğme vasıtasıyla 100 ns de 5  $\mu$ sn ye seçilebilir.

Zaman çözünürlüğü 25 ps den 1,25 ns ye (sırasıyla 100 ns ve 5  $\mu$ sn tam zaman skalası için) bölgededir. INL  $\pm$  sayımdan daha düşüktür, DNL  $\pm$  %1,5 den daha azdır. Dönüşüm zamanı her kanal için 2,5  $\mu$ sn ye indirgenir. Bir CAMAC LAM dönüşüm sonunda (eğer açıksa) meydana getirir[47].

**Çizelge 4.2** Deneyde kullanılan Model C414 TDC özellikleri[47].


 Nuclear Physics	Model C414 TDC
Kanal Sayısı	8
Çözünürlük	12 bit
Number of ranges	6
Time range/resolution	Max: 0÷5 $\mu$ s (1.25 ns res.) min: 0÷100 ns (25 ps res.)
Dönüştürme sayısı	2.5 $\mu$ s per each valid input
Full Scale Range	92% of the time range
Integral non-linearity	$\pm$ 4% counts
Differential npn-linearity	$\pm$ 1.5% (from 20 ns to full scale)
Fast clear input	>10 ns (active after 800 ns)
Min. input FWHM	10 ns
Thermal stability	400 ppm/ $^{\circ}$ C (0 to 60 $^{\circ}$ C)

### 4.3.10 Delay

Sinyal geciktirme sağlar, örneğin bir osiloskop için gereklidir. Çünkü PMT çıkış sinyali taramanın başlamasına çok yakın dikey girişe varır. Delay, PMT ve osiloskop girişı arasında sinyal yolunda eksendeş kabloya büyük bir halka yerleştirilmesi elde edilmektedir. 50 ns ile 100 ns lik delaylar genel olarak kullanılmaktadır ve iyi bir Delay ayarlama tam olarak puls konumu için örnek bazında elde edilmektedir. PMT sinyali, bir trigger sinyalini üretmede kullanılırken dikkat edilmelidir. Trigger sinyal jeneratörü Delay hattından önce yerleştirilmelidir.

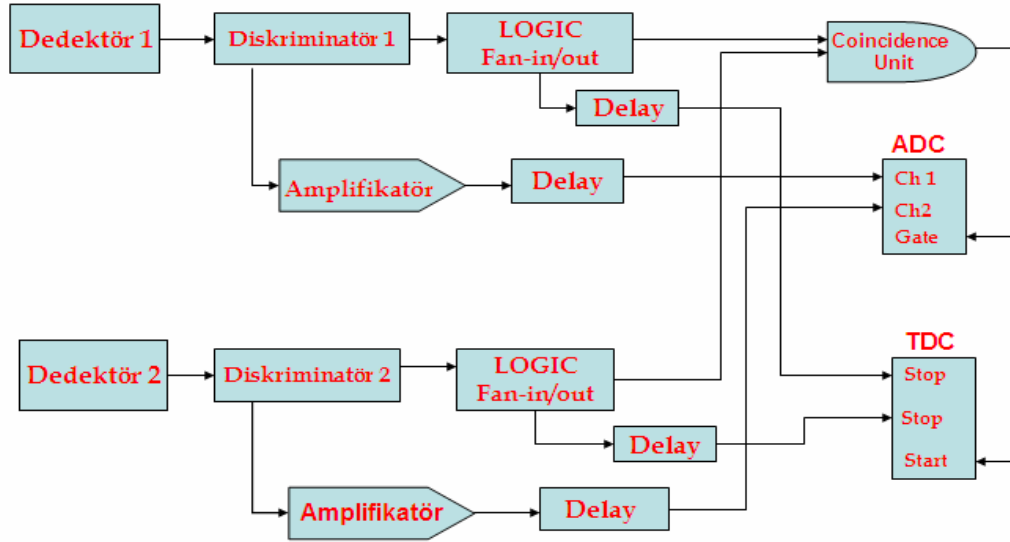
Model N108 A geniş bir NIM modülde yerleştirilmiş çiftli bir Delay birimidir. Delay kısım başına 0 dan 63,5 ns (+1,6 ns offset) ye kadar uzanır. Delay 0,5 ns kademeli olarak ayarlanabilir. Delay hatları yüksek kesinlik için kalibre edilerek eş-eksenli kablo kalıntılarının uyarlanmasıdır ve güç kaynağına ihtiyaç duymaz[47].

**Çizelge 4.3** Deneyde kullanılan N108A Delay özellikleri[47].

 Nuclear Physics	N108A Dual Delay
<b>Teknik Özellikler Tablosu</b>	
<b>Packaging</b>	One unit wide NIM module
<b>Number of sections</b>	2
<b>Delay</b>	0 to 63.5 ns (+1.6 ns)
<b>Resolution</b>	0.5 ns
<b>Input impedance</b>	50 ± 2 Ohm
<b>Accuracy</b>	± 100 ps (for delay steps 0.5 through 8 ns) ± 200 ps (for delay steps 16 and 32 ns)
<b>Max attenuation</b>	< 2.5 dB
<b>VSWR</b>	< 1.15

## 5. DATA ELDE ETME VE TRİGGERİN TANIMLANMASI

Trigger bir fiziksel niceliği hesaplamakta kullanılan olaylar örneğini seçmek için bir mantıksal birim gibi tanımlanmaktadır. Burada mantığımız, CAMAC modüllerini (TDC, ADC) ve iki panel boyunca (tile) geçen parçacık izlerini elektronik NIM modülleri ile seçme ve bu cihazlarda fiziksel gözlenebilirleri toplamaktır (yük ve zaman). Offline analizi, PAW adı verilen bir programla yapılmıştır, seçilen iyi olaylar ve nicelikler bu program vasıtasıyla çizilmiş ve daha sonra elde edilen akıllar hesaplanmıştır. Son safhada zaman çözünürlüğünü gözlemlenmiştir. En iyi zaman çözünürlüğü dikey izler seçildiğinde olmaktadır. Akıllar değerlendirilirken akıdaki data payları da ayıklanmıştır.



Şekil 5.1 Denede kullanılan elektronik düzenek

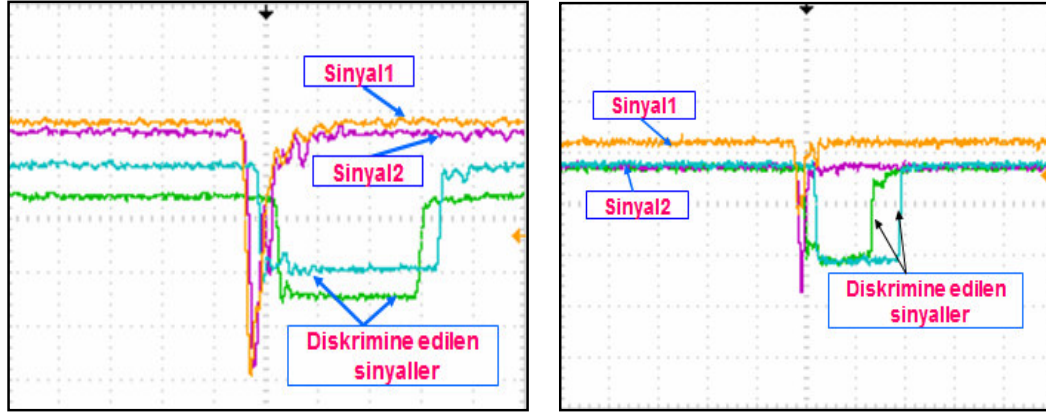
Yukarıda çizilen Şekil 5.1'de dedektörler, fotoçoğaltıcı tüp-sintilatör çiftinden oluşmaktadır. Bu düzenekle elde edilen bilgiler diskriminatöre gönderilerek fon radyasyonundan ayıklanır ve birer mantık sinyallerine dönüştürülür. Diskriminatörden iki eş çıkış sinyali alınıp bunlardan biri amplitifikatöre gönderilerek yükseltgenir diğeri ise Fan-in/out birimine gönderilir. Amplitifikatörden gelen sinyal bir Delay cihazı kullanılarak doğrudan ADC'ye gönderilir. Fan-in/out gelen logic sinyal gene iki eş sinyale ayrılarak biri delaydan geçerek TDC'ye diğeri bir Coincidence cihazı ile ADC ve TDC cihazlarına gönderilir. Aynı işlemler ikinci dedektör üzerinde de yapılarak iki ayrı dedektörden gelen sinyallerin yük miktarı ve zaman farkı readout sistemi ile ölçülür.



## 5.1 Sinyal tespiti

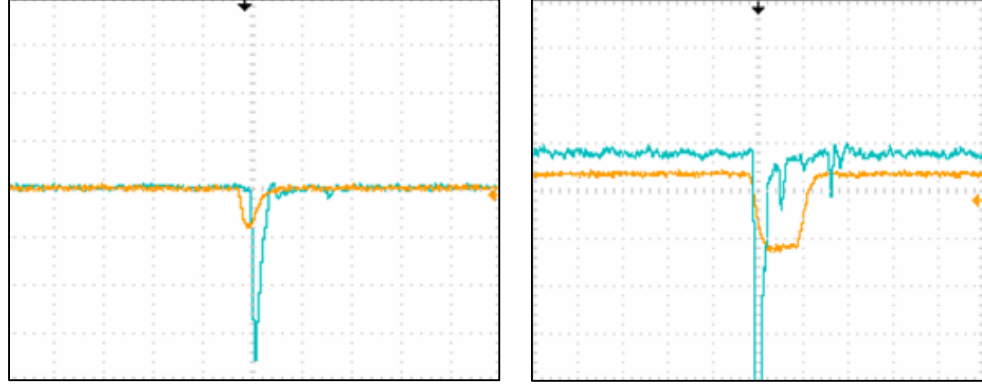
Öncelikle PMT' den gelen sinyallerin doğruluğunu görmek için osiloskoba direkt olarak bağlanır. Osiloskop vasıtasıyla sinyal ve fon radyasyonunun (sinyal frekansı) genliğini ekranda görebiliriz. Fon radyasyonu dışarıdan gelen ışığın PMT'nin iyi bir şekilde muhafaza edilmemesi ile meydana gelmektedir.

Müon/elektron genliği ortalama 20 mV ve 5 ns enindedir. Şekil 5.2'de, osiloskopa bu şekilde elde edilen sinyaller gösterilmektedir.



**Şekil 5.2** PMT den gelen iki sinyal (turuncu ve pembe), gelen sinyallerin diskrimine edilmesi

PMT sinyali yükseltildi. Var olan bu durumda, onlar ne bir yüksek dedektör kapasitörüne (sintilatör) ne de yüksek sürat için (düşük rate) gereksinimindedir. Bu deneyde Ortec model 535 Quad Fast Amplifikatör kullanılmıştır. Bu amplifikatörün 4 giriş, 4 de çıkış olmak toplam 8 kanalı sahiptir. Yükseltgen sinyal, izlerden elde edilen düşük sinyal yoğunluğunun ortadan kaldırılmasında kullanılır. Bu sinyal ışık saçılması gözlemi ve panele paralel ya da kenarlardan geçebilir. Şekil 5.3'de gösterilen sinyaller yükseltgenen iki sinyali göstermektedir.

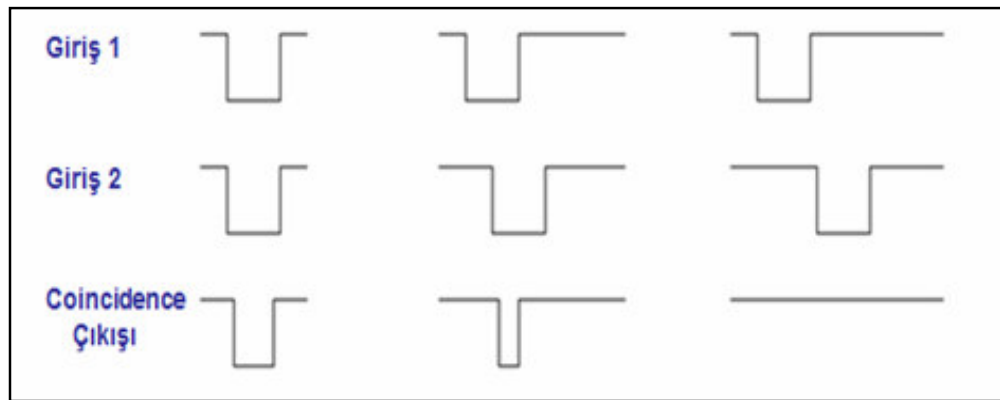


**Şekil 5.3** Amplifikatör ile yükseltgenen iki farklı (kahverengi) sinyal

Yukarıda gösterilen Şekil 5.3'de, iki sinyal(1.turuncu, 2.mavi) PMT den gelen sinyallerdir ve daha sonra bir amplifikatör vasıtasıyla (1.mavi, 2.mor) yükseltgenmiştir. Bu yolla, eğer sinyal düşük genlikli ise daha yüksek genlikli sinyal elde edilebilir. Ve böylelikle sinyal yükseltgeçiyile daha açık datalar elde edilebilir.

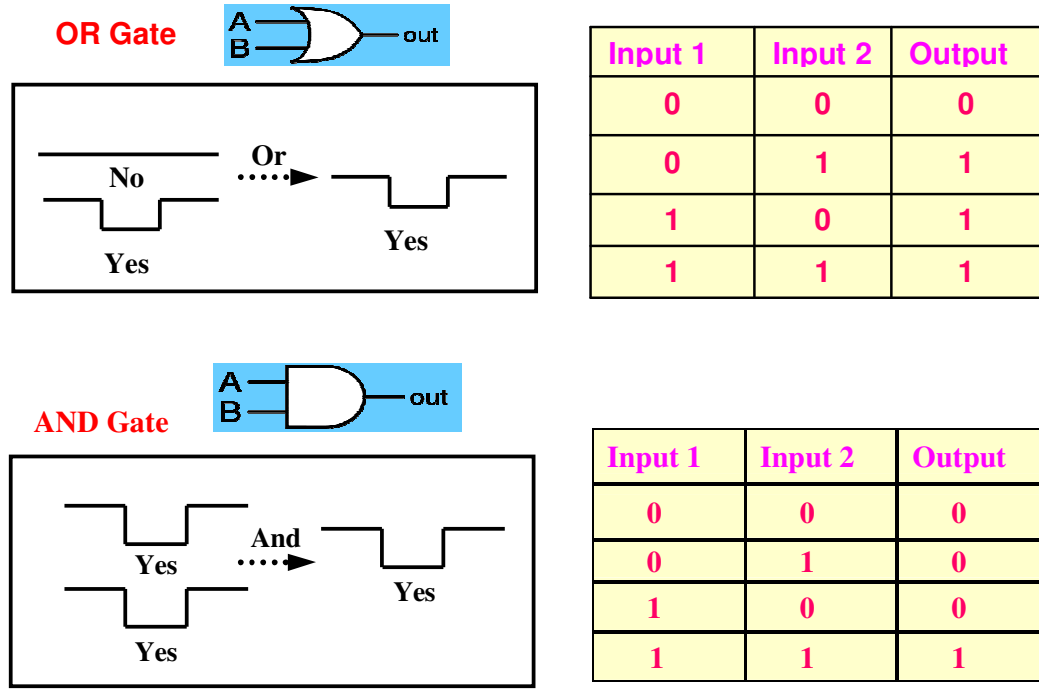
## 5.2 Coincidence (Çakışma) Tekniği

Dedektörün yapısı itibari ile birçok ışın yukarı panelden aşağıya geçecektir. Coincidence 100 ns içinde iki panele uygun düşen iki PMT sinyali ile elde edilir. En son durum, osiloskop üzerinde bir coincidence cihazı ile görülebilir.



**Şekil 5.4** Coincidence (çakışma) tekniği

Coincidence tekniğinde en az iki sinyal olmalıdır. Bu dedektörde PMT'lerden gelen iki farklı sinyalle coincidence elde edilmiştir. Eğer birinci kanaldaki sinyalle ikinci kanaldaki sinyal yukarıda Şekil 5.4'de de görüldüğü gibi çakışmıyorsa çıkışta bir coincidence sinyali elde edilmez (AND logic). Pedestal hakkında bilgi sahibi olabilmek için coincidence cihazı OR kullanılarak elde edilir. Pedestal, karanlık akım nedeniyle oluşur.



**Şekil 5.5** Coincidence (çakışma) tekniğinin çalışma prensibi

Şekil 5.5'de bir coincidence (çakışma) tespit etme süreçlerini göstermektedir. OR Gate pedestal ölçümü için gereklidir. Deney datalarını fon radyasyonunun ayırmak için kullanılır. AND Gate ise iki kanalda birden bulunan sinyal gerçekte çakıştığında çıkışta bir sinyal elde edilir.

### 5.3 TOF ve uygunluğunun ölçülmesi

İki dedektör parçası arasında ışının geçişi esnasında geçen süre uçuş zamanı olarak adlandırılır. Bunu belirlemek için iki dedektör parçası arasındaki mesafe, 30, 60, 90, 120, 160 cm olarak ayarlanarak çeşitli ölçümler yapılmıştır. Bu ölçümlerde dedektörün esnek yapısı büyük bir avantaj sağlamıştır. Veri alımı boyunca, 1.panelden 2.paneye geçen parçacığın sintilatörde bıraktığı enerji ile depolanan yüklerle beraber uçuş zamanı da ölçüldü. Bu ölçümler ADC kesiminden sonra kozmik ışın akı oranını ölçmeye izin verir.

Dedektörün zaman çözünürlüğünün geliştirilmesine yönelik çeşitli gözlemler yapılmıştır. Bunu anlamak için iki dedektör parçası 2 cm aralıklı olarak yerleştirildi. Bu konumda uçuş zamanı ihmal edilebilecek kadar küçüktür çünkü teorik olarak bildiğimiz hesaplamalardan  $2\text{cm}/3 \times 10^{10}\text{cm/sn}=0,06\text{ sn}$  dir. TDC ve sinyal taşıma esnasında kablolarda olası kayıpların meydana gelmesi muhtemeldir. Ve PMT cevaplama da sintilatörde ışığın yansımaları yoluyla zamanda aksamalar meydana gelebilir. TDC, coincidence'nin AND'ine bir sinyal geldiğinde sayıma başlar ve PM1 ve PM2 den sinyaller TDC ye ulaştığında sayım durur. Daha sonra osiloskop yardımıyla gecikme ekranda görülebilir.

$t_0$ 'ı bulmak için coincidence OR da ayarlanmıştır. TDC elde edilen bu  $t_0$  değerleri ile diğer zamanlar göz önünde tutularak hesaplanır. Buradan da zaman çözünürlüğüne yansımaların katkısını veya dezavantajını görmek için çeşitli testler yapılmıştır.

## 6. BULGULAR

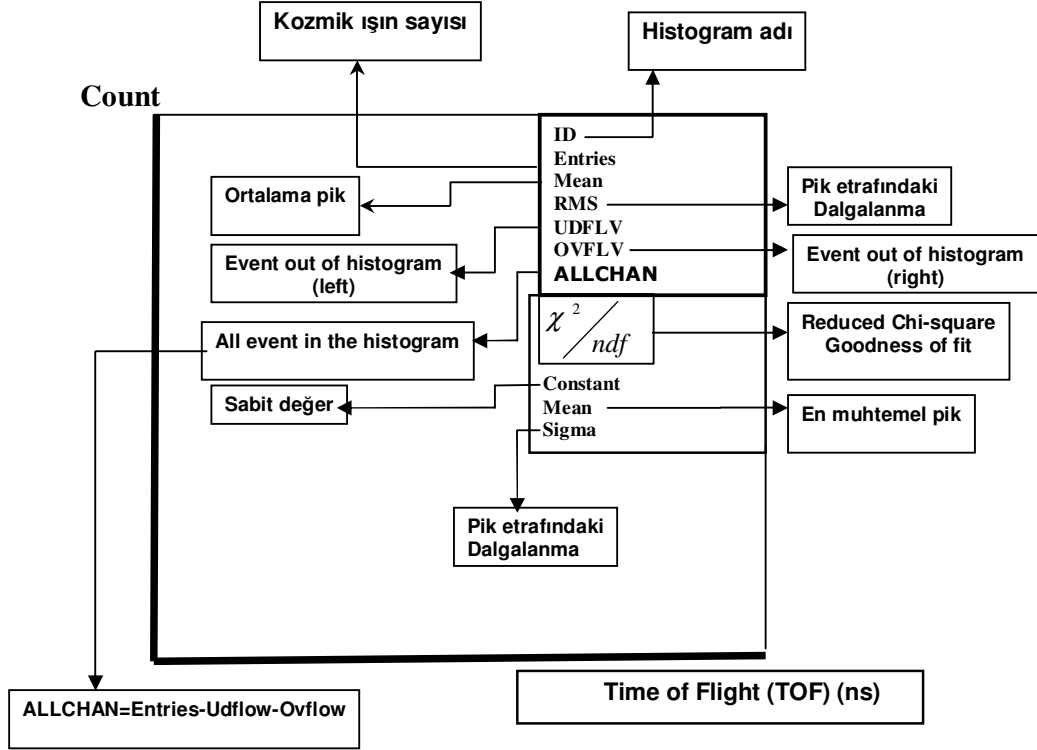
Buradaki amacımız bu mesafe ve kaplama malzemelerinin uçuş zamanı ve akı üzerine etkisini ölçmektir. Bütün testler için kullanılan eşik değerleri aşağıda Çizelge 6.1’de verilmiştir.

**Çizelge 6.1** Diskriminatör ve PMT için seçilen eşik değerleri

<b>Eşik Değerleri</b>			
<b>Diskriminatör</b>	CH1=15,7 mV	<b>Fotoçoğaltıcı Tüpler</b>	Alt panel=750 mV
	CH2=15,7 mV		Üst panel =800 mV

Eşik değerleri, sinyal tespit etmek için son derece önemlidir. Bu değerlerin uygun bir şekilde seçilmesi ile oluşabilecek fon radyasyonlar büyük oranda indirgenir. Böylelikle gelen dataların sağlıklı analizine imkân verilmiş olur.

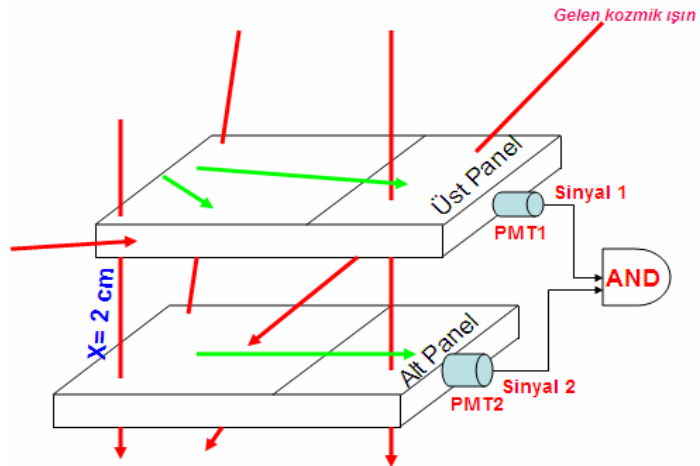
Dataları çizmek için Linüx işletim sisteminde bulunan PAW (Physics Analysis Workstation) adı verilen bir histogram çizme programı kullanılmıştır. Histogramda var olan bilgi barı bileşenlerinin belirttiği anlamlar aşağıda Şekil 6.1 üzerinde gösterilmiştir.



Şekil 6.1 Histogram üzerindeki harf ve kısaltmaların anlamları

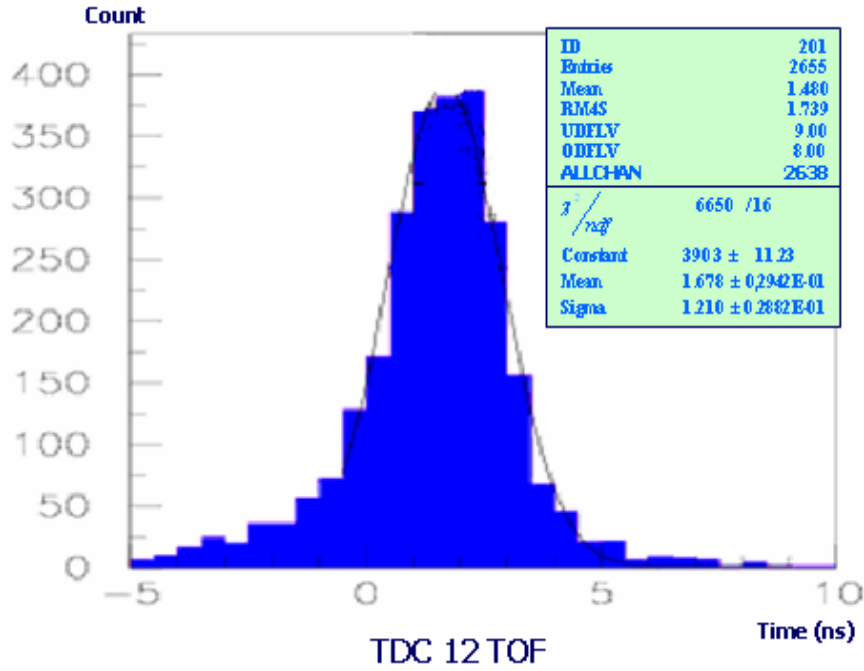
### 6.1 Yüzeylerin tyvek kâğıtla kenarların siyah bantla kaplanması

Test 1’de, dedektörler 2 cm aralıklı olarak yerleştirilmiştir. Sintilatörlerin yüzeyleri beyaz tyvek yansıtıcı kâğıtla, kenarları ise siyah bantla kaplanmıştır. Dedektör düzeneğinin şematik görünüşü aşağıda Şekil 6.2’de gösterilmiştir.



Şekil 6.2 Test 1 için deney düzeneğinin şematik yerleşimi.

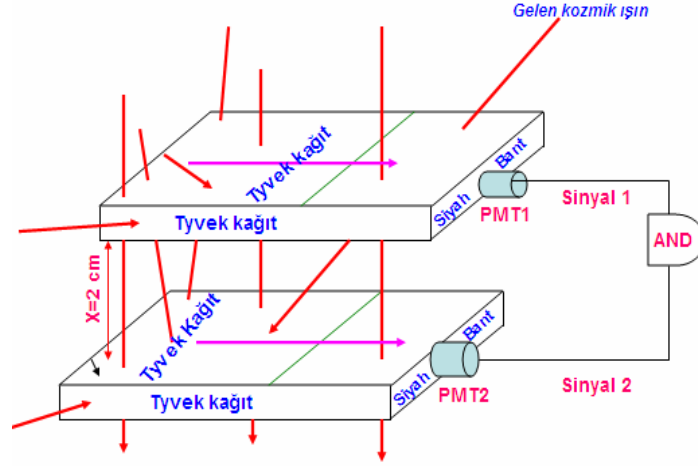
Gelen kozmik ışın üst panelde Sintilatör molekülleri ile etkileşerek geçer. Geçiş esnasında enerjisinin bir kısmını bu moleküllere aktarır. Kararlı seviyelerde olan bu moleküller alınan enerji ile üst enerji seviyelerine atlar. Ancak bu seviyeden kararlı hale geçmek isteyecek ve fazla enerjisini bir foton salarak verecektir. Bu foton Sintilatör ile kontak halinde olan fotoçoğaltıcı tüp dedektörü tarafından algılanır. Alınan fotoelektronlar bir dinod zincirinden geçirilerek elektriksel sinyallere dönüştürülür. Lemo 00 tipi kablolar vasıtasıyla sinyaller NIM modüllerine aktarılır. Ve daha sonra buradan yine hassas kablolarla CAMAC modüllerine ve oradan da DAQ dediğimiz elektronik kısma alınarak bilgisayarda kaydedilir.



Şekil 6.3 Test 1 den elde edilen data grafiği (offset= 2 ns)

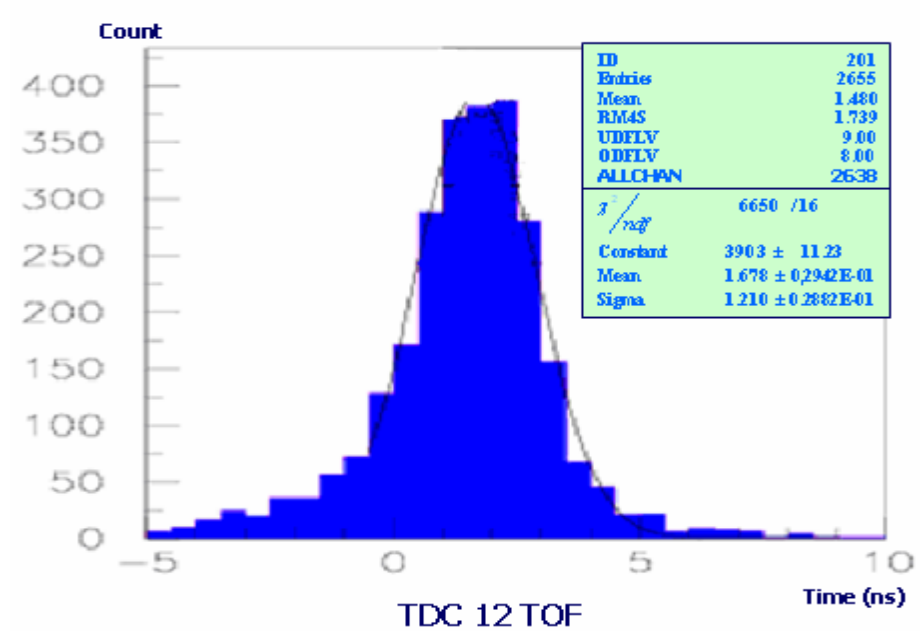
## 6.2 Tüm yüzeylerin tyvek kâğıt ile kaplanması

Sintilatörün tüm yüzeyleri beyaz yansıtıcı kâğıtla kaplandı. İki panel arasındaki mesafe 2 cm ve eşik değerleri bir önceki testte kullanılanlarla aynı seçilmiştir. Bu yerleşimin şematik çizimi Şekil 6.4’de çizilmiştir.



Şekil 6.4 Test 2 deney düzeneği

Beyaz yansıtıcı kâğıt; yansıtıcı özelliği ile ışığın Sintilatör içerisinde daha fazla yansıma yapmasına olanak sağlar. Bu nedenle ışık fotoçoğaltıcı tüpe ulaşıncaya kadar daha fazla zaman geçer. Ve böylece artmış bir TOF beklemeliyiz. Çünkü ışık yüzeylerle birçok etkileşim içine girer ve buralardan saçılmaya uğrar. Elde edilen datalarla çizilen histogram Şekil 6.5'deki gibidir.

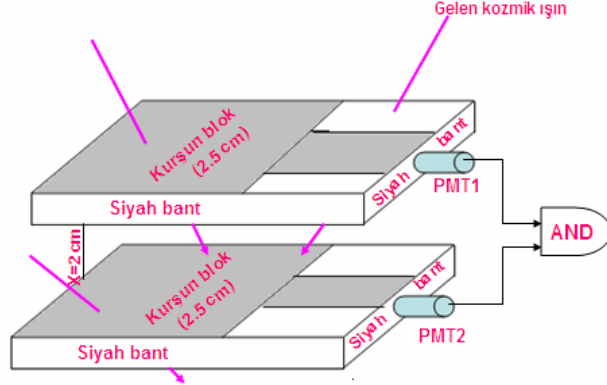


Şekil 6.5 Test 2 den elde edilen data grafiği



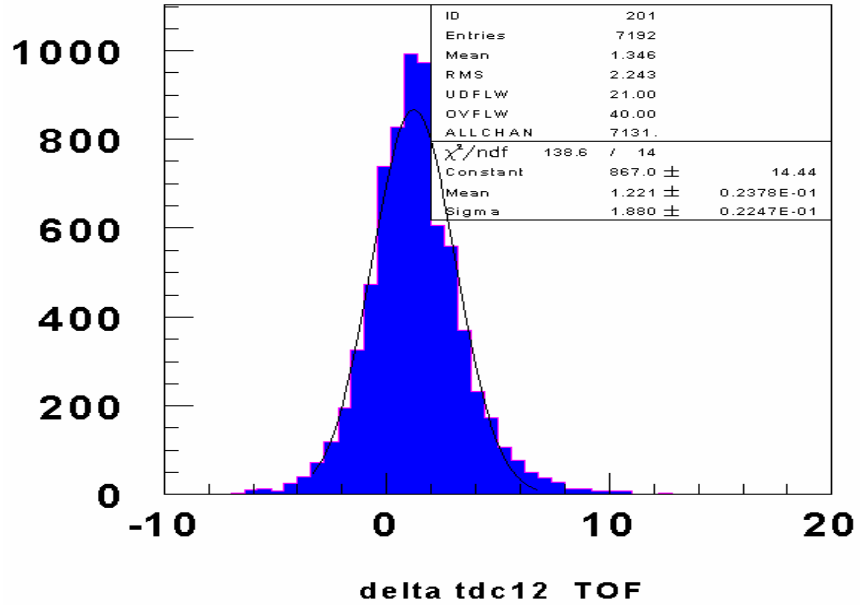
### 6.3 Panellerin üzerine kurşun blokların yerleştirilmesi ile akı değişimi

Sintilatör kenarları, siyah bantla ve yüzeyleri beyaz yansıtıcı kâğıtla kaplanmıştır. Bu testte, sintilatör düzeneğinin üzerine 2.5 cm kalınlığında kurşun bloklar yerleştirilmiştir. Aşağıdaki Şekil 6.6’da bu düzenek gösterilmiştir.



Şekil 6.6 Test 3 deney düzeneği

Şekil 6.6’dan da açıkça görüldüğü gibi fotoçöğaltıcı tüpe yakın kısımlar açık bırakılmış ve geriye kalan tüm yüzey kurşun bloklarla örtülmüştür. Buradaki amaç beyaz yansıtıcı kâğıtla TOF değişimi ve kenarlardan gelen ışığın fotoçöğaltıcıdaki elektron artışına katkısını görmektir. Elde edilen histogram grafiği Şekil 6.7’de verilmiştir.

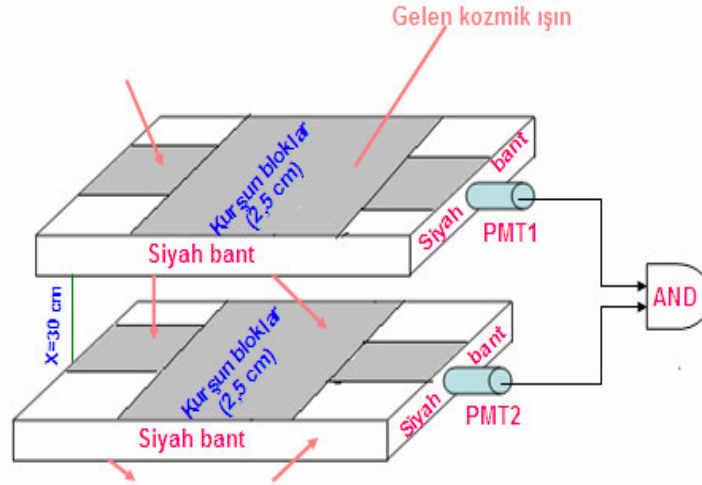


Şekil 6.7 Test 3 den elde edilen grafik

Bu testte, toplam 7192 data elde edilmiş ve ortalama TOF 1.221 ns olarak ölçülmüştür. Diğer hata payları da şekilde görülmektedir. Kurşun bloklar diğer yüzeylerden parçacıkların geçişini minimuma indirir ve bu sayede sadece açık olan kenarlardan geçecek ve etki daha net görülebilinecektir. Kenar yansımaları neticesinde yayınlanan fotonlar fotoçoğaltıcıya varıncaya kadar enerjisinin bir kısmını kaybeder. Böylelikle fotoçoğaltıcıda düşük enerjide birçok etkileşme gözlemliyoruz.

#### 6.4 Panel köşelerinin yansıma ve TOF üzerine etkisi

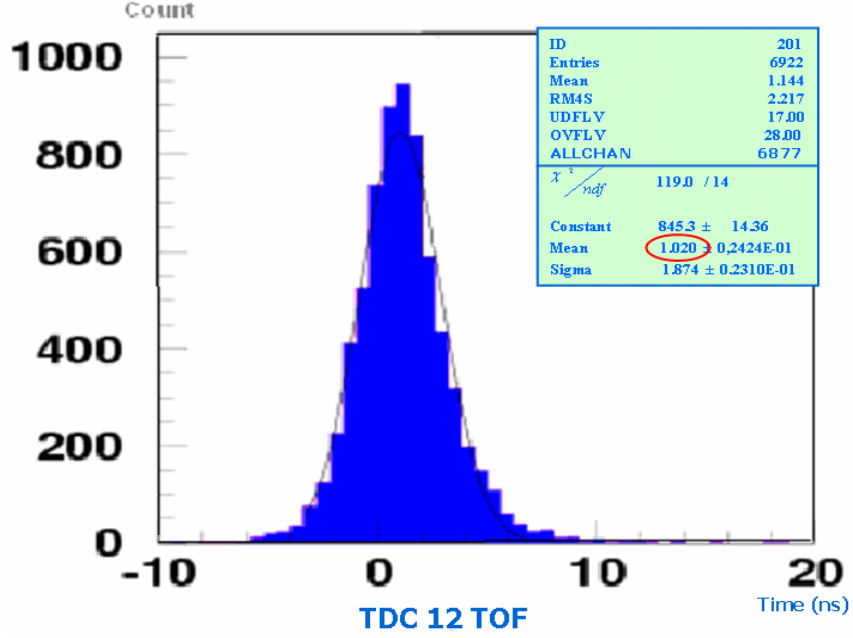
Bu testte sintilatörün kenar yüzeyleri açık bırakılmış ve sadece merkez bölge kurşun bloklarla örtülmüştür. Örtülen bu bloklar 2,5 cm kalınlığındadır. Sintilatörün tüm kenarları siyah bantla dış yüzeyi ise tyvek kâğıtla kaplandı. Bu testle amaçlanan, gelen ışığın tüm kenarlar açıkken fotoçoğaltıcı üzerine etkisi ve akı üzerinde nasıl bir değişim yapacağını görmektir. Testin şematik çizimi Şekil 6.8’de görülmektedir.



Şekil 6.8 Test 4 deney düzeneği

Gelen kozmik ışın eğer yüzeyin merkezine doğru gelirse kurşun bloklar sintilatör içersine geçişlerini büyük oranda düşürür. Ancak açık bırakılan kenarlara denk gelen geçişler sintilatör içersine rahatlıkla girer. Sintilatörün alt ve üst yüzeyleri yansıtıcı kâğıtla kaplı olduğundan yayınlanan foton alt ve üst kısımlarla birçok yansıma yapar. Gelen ışın sintilatör kenara geldiğinden yayınlanan foton burada da bazı ekstra

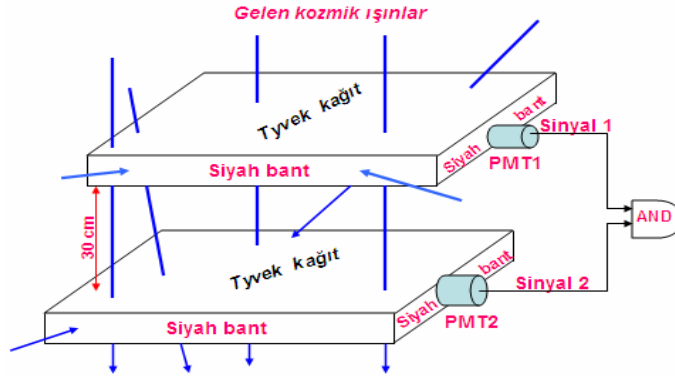
yansımalar neden olur. Böylelikle, oluşan foton birçok yansımaya uğramış olarak fotoçoğaltıcıya ulaşır. Elde edilen histogram grafiği Şekil 6.9’da gösterilmiştir.



Şekil 6.9 Test 4 den elde edilen data grafiği

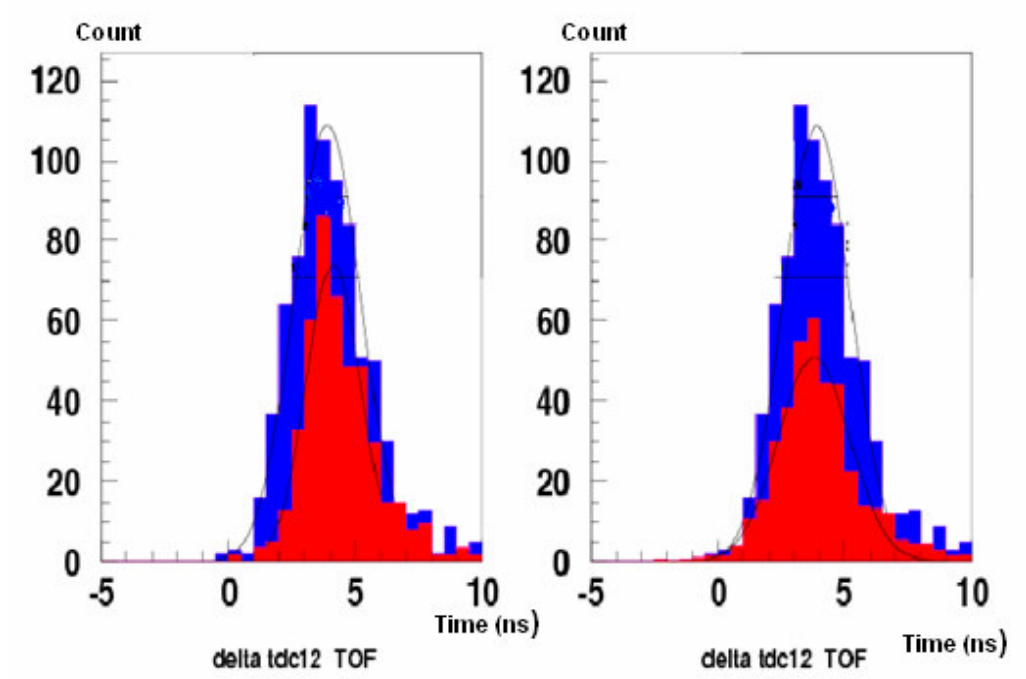
### 6.5 Kurşun blokların gelen ışınların akı oranını düşürmesi

Bu testte kurşun bloklar kullanılmamıştır. Sintilatör kenarları siyah bantla yüzeyler ise tyvek kâğıtla kaplanmıştır. İki panel arasındaki mesafe 30 cm olarak konumlandırılmıştır. Testte kullanılan şematik çizimi aşağıda Şekil 6.10’da gösterilmiştir.



Şekil 6.10 Test 5 deney düzeneği

Bu şekilde hazırlanan düzeneğin amacı kurşun kullanılarak yapılan Test 3 ve Test 4 de elde edilen data grafikleri ile kurşunsuz yapılan bu testi karşılaştırmaktır. Ve sonuçta aşağıda gösterilen Şekil 6.11'deki histogramlar elde edilmiştir.

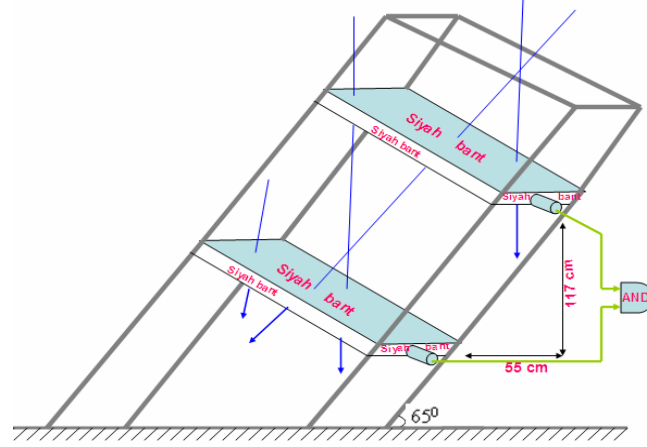


**Şekil 6.11** Test 5 veri grafikleri. Mavi renkli veriler bu teste elde edilen dataları gösterir. Kırmızı renk ise kurşun kullanılarak yapılan testin verileridir.

Şekil 6.11'den de görülebildiği gibi akı değişimleri kurşun kullanıldığında akının belirgin bir şekilde düştüğü görülmektedir. Ortalama TOF ise yaklaşık 4 ns dir.

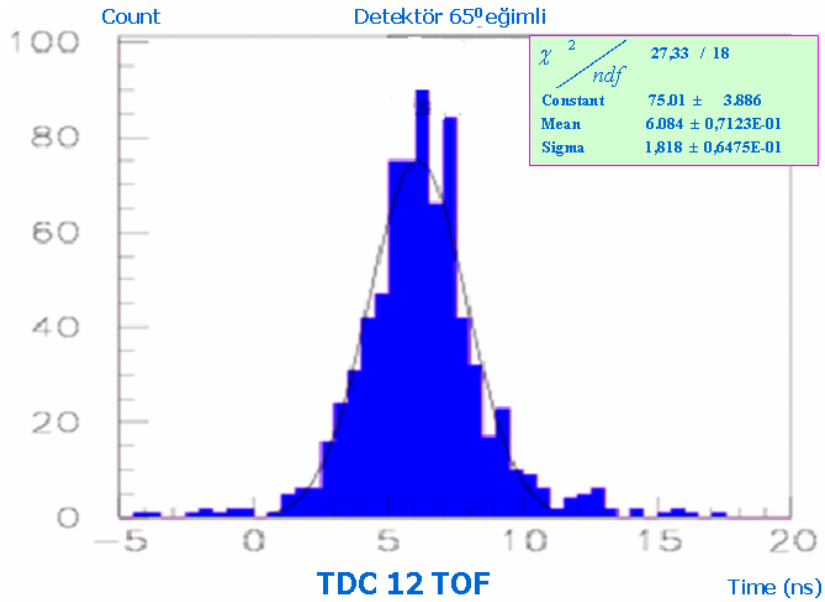
## 6.6 Dedektöre 650 lik eğim açısında gelen ışınların akı oramı ve TOF

Test 6'da, kulelere yerleştirilen dedektörler 65° derece eğim verilerek ve tüm yüzeyleri siyah bantla kaplanarak yerleştirilmiştir. Dedektörler arasındaki mesafe yaklaşık 120 cm dir. Düzenegin çizimi aşağıda Şekil 6.12'de gösterilmiştir.



Şekil 6.12 Kulenin 65° açı ile eğilmiş hali ve deney düzeni

Bu düzenekteki amacımız, gelen ışınların yönü hakkında bilgi sahibi olmaktır. Ayrıca 120 cm mesafe ile ayrılan iki dedektörden geçen ışınların TOF unu ölçmek de mümkün olmaktadır. Elde edilen data histogramı Şekil 6.13'de gösterilmiştir.

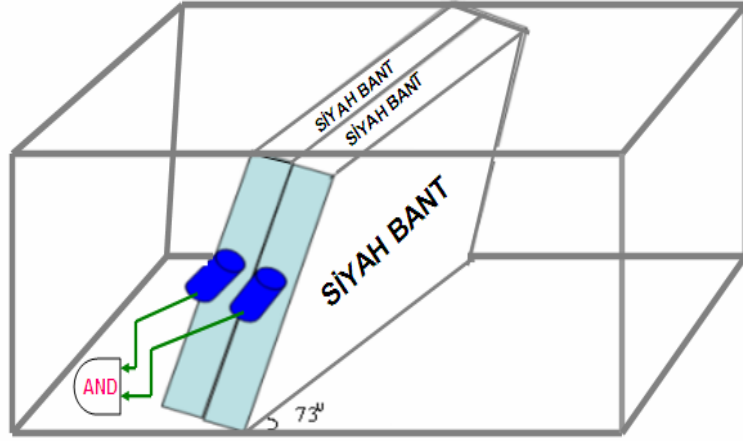


Şekil 6.13 65° derece eğimli ve 120 cm aralıklı panellerden elde edilen data grafiği.

Teorik hesaplamalarla yaklaşık 4 ns çıkması gereken TOF, ortalama 6 ns olarak ölçülmüştür. Bunun nedeni ışığın yansımaya uğraması ve deneysel hata paylarıdır. Bu hata payları ileriki kısımlarda irdelenecektir.

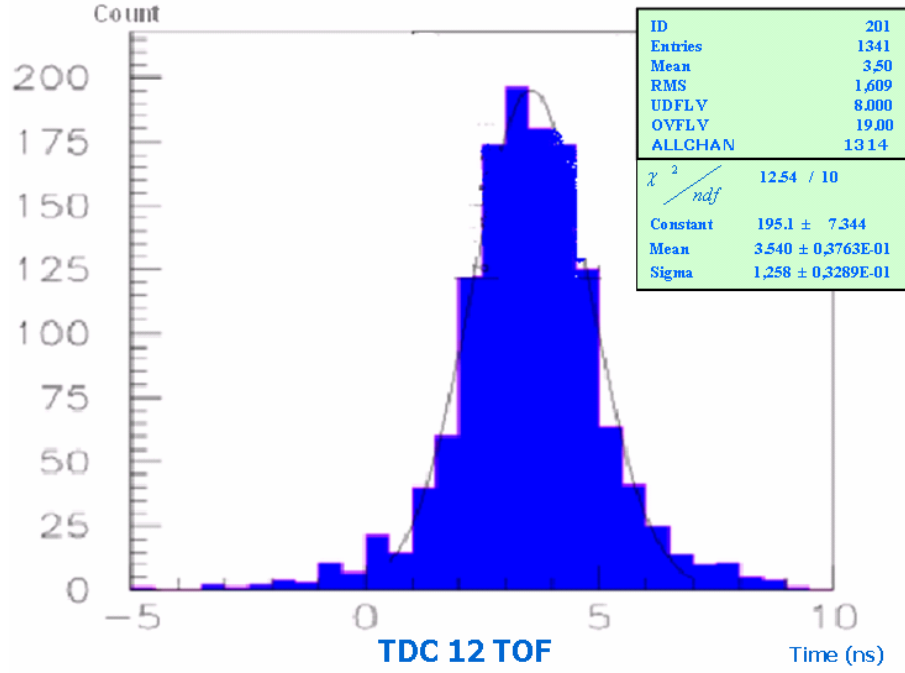
### 6.7 Dedektöre $73^0$ lik eğim açısıyla gelen ışınların akı oranı ve TOF

Test 7 de, paneller arasındaki mesafe 2 cm olup dedektörler  $73^0$  eğimli olarak yerleştirilmiştir. Bir önceki testte olduğu gibi dedektör paneller tamamen siyah bantla kaplanmıştır. Dedektörün yerleşim düzeni Şekil 6.14'deki gibidir.



Şekil 6.14 Dedektörlerin 2 cm aralıklı olarak ve  $73^0$  derece açı ile eğilmiş düzeneği

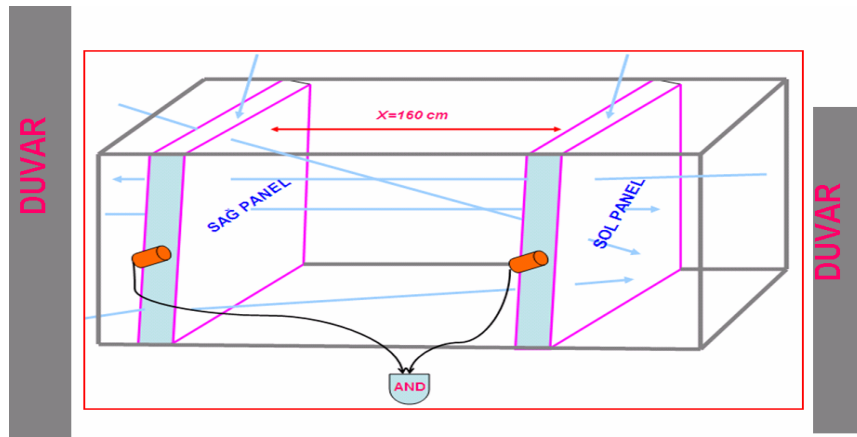
Burada şunu görmek istiyoruz; yaklaşık dik olarak yerleştirilen düzenekte ayarlı bu açıda akı oranını ve TOF değişimini görmektir. Zira ışınlar atmosfere girerken oluşan düş ürünleri çoğunlukla dikey açılarla gelir. Şekil 6.15'de tespit edilen 1341 olayın verilerinden elde edilen histogram gösterilmiştir.



Şekil 6.15 73<sup>0</sup> derece eğimli dedektörden elde edilen data grafiği

### 6.8 Yatay gelen ışınların akı oranı ve TOF

Son olarak, test 9 da, dedektör yatay olarak yerleştirilmiştir. Ve iki panel arasındaki mesafe 160 cm dir. Tüm dedektör yüzeyleri siyah bantla kaplanmıştır. Dedektörün yerleşim şekli aşağıda Şekil 6.16 ile gösterilmiştir.

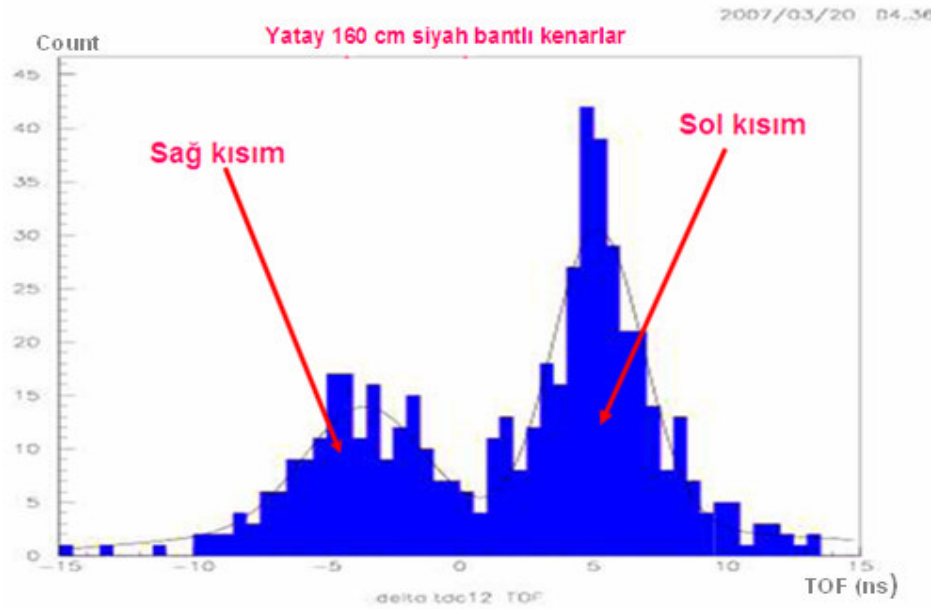


Şekil 6.16 İki panel arası 160 cm ve dedektörlerin yatay olarak konumlanmış şekli

Dünyaya çok yüksek enerjilerde kozmik ışınlar çarpar. Bunların çoğunluğu müon, pion ve protonlardan oluşur. Evrendeki diğer enerjili parçacıklar; gamma ışınları ve nötrinolarla birlikte çoğunlukla elektron ve pozitronlardır. Yüksek enerjili bu kozmik ışınlar dünya atmosferine çarptığında (20 km den yukarıda) taşıdığı enerjinin büyük kısmını bir parçacık jeti oluşturarak kaybeder. Jetteki parçacıklar, havada nitrojen veya diğer oksijen çekirdekleriyle çarpışmak suretiyle kendilerinden daha fazla parçacıklar meydana getirirler. Bu jet EAS (Extensive Air Shower) olarak adlandırılır ve enerjiden dolayı dušta parçacıkların artmasını sağlar ve atmosferde soğrulmaktadır. Tek bir kozmik ışın enerjisine bağlı olarak çok sayıda parçacık ile duş meydana getirir. En küçük hava duşu, atmosferin tepesine yakın soğrulur ve yer seviyesine ulaşmaz.

Genelde duş ürünleri dikey olarak gelmektedir. Bu nedenle yatay yöndeki kozmik ışın akısı, dikey yönden gelenlerden daha az olmaktadır. Bununla birlikte bu konumda iken yatay yönden gelebilecek fazla olay beklenmemektedir ve böylece yönler ve akılar arasındaki oran karşılaştırılabilir.

Elde edilen verilere ait histogram Şekil 6.17 de gösterilmiştir.



**Şekil 6.17** Yatay olarak 160 cm aralıklı olarak yerleştirilmiş dedektörden elde edilen data grafiği



Dedektör laboratuvarın zemin katında yerleştirilmiştir. Dedektörün sağ ve sol kısımları kalın duvarlarla çevrilmiştir. Bu duvarlar zeminin altında olduğu için yerin alt kısmından gelen ışınların yüzeye geçmesi çok zayıf bir olasılıktır. Fakat sağ ve soldan değişik açılarla ışınlar zayıf da olsa gelebilir.

Şekil 6.17 de elde edilen histogram, dedektör bu konumda iken elde edilen dataları göstermektedir. Sağ ve sol taraftan gelen ışınlar dedektör boyunca geçerek içeriye nüfuz etmektedir. Ancak şekilden de görülebileceği gibi dedektörün sağ tarafında dek gelen kısım daha kalın olduğundan elde edilen veriler daha azdır. Bunun nedeni engelin kalınlığı ve dedektöre göre açıdır. Zira dedektörün gördüğü açı ve engel kalınlığı önemlidir. Daha yukarı bakan dedektörde daha fazla data elde edilebileceği gibi, engelin kalın olması ışınların nüfuz etmesini büyük oranda azaltmaktadır. Şekilde sağ tarafın sol tarafa göre daha kalın olduğu elde edilen datalardan görülebilir. Böylelikle sayımın fazla olduğu taraftan daha fazla ışın gelmektedir. Şekildeki küçük pikler fon radyasyonundan gelen sinyalleri gösterir. Hassas ölçümler için bu gürültü sinyalleri ihmal edilebilir.

## 7. SONUÇLAR

Yapılan testlerden şu sonuçlar çıkartılmıştır;

- Panel kenarları, yüzey yansımalarına nazaran yansımanın başlıca kaynağıdır (testler siyah bant ve tyvek yansıtıcı beyaz kağıtla yapılmıştır.)
- İyi bir zaman çözünürlüğü elde etmek için, direkt ışığı kullanmalı ve yansıyan ışıktan sakınmalıyız. Bu panel kenarının siyah bantla kaplanmasının zorunluluğunu gerektirir.

Yapılan testlerden elde edilen sonuçlar Çizelge 7.1’de verilmiştir.

**Çizelge 7.1** Elde edilen değerler

<b>Alt-üst yüzeyler</b>	<b>Kenarlar</b>	<b>Oran (Hz)</b>	<b>Sigma (TOF)</b>
Siyah	Siyah	0.23	1.20+-0.04
Siyah	Beyaz	0.32	1.36+-0.04
<b>Beyaz</b>	<b>Siyah</b>	<b>1.25</b>	<b>1.09+-0.04</b>
Beyaz	Beyaz	2.27	1.21+-0.03

Tablonun birinci satırında görülebileceği gibi, panel yüzeyleri siyah bantla kaplandığında; oran düşükken TOF’un ise yüksek olduğunu görülmektedir. İkinci satırda; alt ve üst yüzeyler siyah, kenarlar ise beyaz tyvek ile kaplandığında; oranın düşük ve TOF’un da diğer satırlara göre daha yüksek olduğu görülmüştür. Üçüncü satırda ise yüzeyler beyaz, kenarlar siyah bantla kaplanmış ve yüksek orana karşılık yine düşük TOF elde edilmiştir. Dördüncü satırda; yüzey ve kenarlar beyaz kağıtla kaplanmış ve yüksek orana karşılık düşük TOF elde edilmiştir.

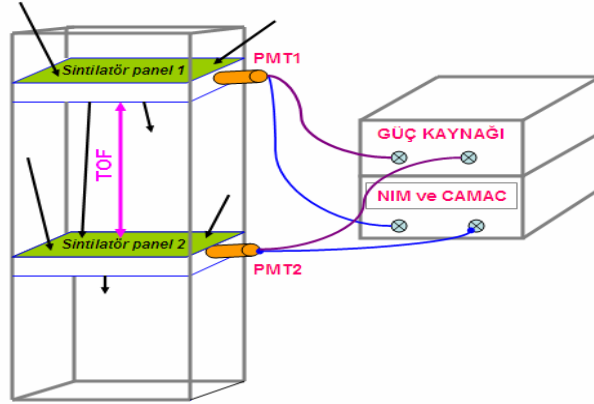
TOF ları karşılaştırdığımızda; en yüksek TOF’un ikinci satırda, yani yüzeylerin beyaz ve kenarların beyaz kaplanması ile elde edildiği görülmektedir. Bunun anlamı; oran düşük olmasına karşın yüksek TOF elde edilmiş ve ışınların kenarlardan yaptıkları yansımalar sonucunda fotoçoğaltıcı tüpe ulaşıncaya kadar diğer denemelere oranla daha fazla zaman aldığı görülmektedir. Üçüncü satırda ise kenarlar siyah bantla kaplandığında TOF değerinin diğer satırlara göre düştüğü ve dolayısıyla sintilatör

tarafından yansıtılan fotonun daha çabuk bir şekilde PMT ye ulaştığı sonucunu verir. Bu da, yansımanın düşüldüğü en net sonuçtur.

## 7.1 Ölçümler (akı oranı ve TOF)

Uçuş zamanını, genel fizikten bilinen hareket yasalarını kullanılarak hesaplanabilir. Burada gelen parçacık, çoğunlukla müon,  $v = \frac{x}{t}$  formülü ile hareket eder. Müonlar yaklaşık ışık hızına yakın hızda hareket ettiğinden  $v \cong c$  alabiliriz.

Şekil 7.1’de paralel olarak yerleştirilmiş iki panel ve elektronik bağlantıları kabaca gösterilmiştir. TOF (Time Of Flight) ile gösterilen kısım iki panel boyunca geçen bir parçacığın mesafeyi alma süresidir.



**Şekil 7.1** Bir kuleye (Tower) paralel yerleştirilmiş Sintilatör paneller. PMT lere uygulanan potansiyel kaynağı ve data analizinde kullanılan NIM ve CAMAC modüllerinin şematik gösterimi.

Örneğin, iki dedektör arasındaki mesafe 30 cm iken teorik olarak tahmin edilen uçuş zamanı, TOF,

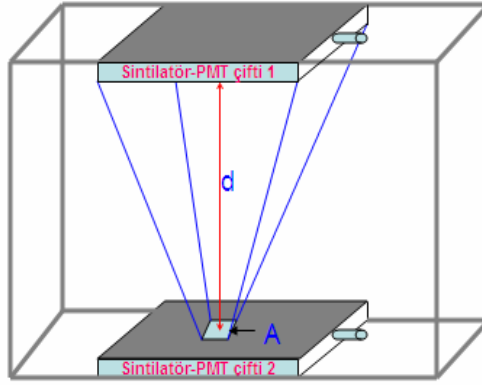
$$TOF = \frac{x}{t} = \frac{30 \text{ cm}}{3 \times 10^{10} \text{ cm/sn}} = 1 \text{ ns}$$

Bulduğumuz bu sonucu düzeneğin elektronik kısmını kullanarak elde ettiğimiz data grafikleri ile karşılaştırdığımızda hemen hemen benzer sonuçlar ortaya çıkar.

Bir diğer örnek olarak , 160 cm de ise bu  $\approx 5,3$  ns dir. İstatistiksel hata payları TOF için çizimlerde bulunan sigma ile verilir, fakat hata oranı çok küçük olduğundan ihmal edilebilir.

## 7.2 Kozmik ışın akı oranını hesaplama tekniği

Dedektör iki çift panelden oluşmaktadır. Bu panellere bağlanan elektronik düzeneklerle, bir müon geçtiğinde sayım yaparak ilgili dataları kaydeder. Dedektörlerin yerleşme düzeni aşağıda Şekil 7.2 ile gösterilmektedir.



Şekil 7.2 Dedektörün yerleşim düzeni

Mavi çizgiler, alt panelde küçük bir A alanı ve üst panelde çapraz gelebilen müonların geliş yönlerini göstermektedir. Elbette, her iki Sintilatör paneli boyunca geçen müonların daha olası yollarını görülebilir ve A etrafındaki alanı hareket ettirilebilir. Şu açık ki, iki panelin her birinin alanını ya da aralarındaki mesafeyi değiştirme sayım oranını değiştirecektir. Dedektör panellerinde biri üzerinde verilen bir bölgeye gelebilen müonlar boyunca üç boyutta açısal menzil “subtended katı açı” olarak adlandırılır. Farklı dedektör arasındaki standart karşılaştırma yolu “akıyı” hesaplamaktır, bu durum subtended katı açığa bölünen kozmik ışın müon oranıdır ve dedektörün alanı ile de bölünür. Bu akı ölçümü, dedektörün detaylarından bağımsızdır. Sayım oranlarını akıya dönüştürme formülü aşağıdaki gibidir.

$$F_{\mu} = \frac{(\text{sayım oranı}).d^2}{(\text{üst panelin alanı}).(\text{alt panelin alanı})}$$

burada  $d$  iki sintilatör arasındaki mesafedir.

Sayım oranından akıya dönüşüm formülünü türetmek için, dikey sintilatör panel çifti oluşturan iki alt panel üzerinde gerçekten çok küçük bir  $A$  alanı hayal edelim. Şimdi, iki panel arasındaki  $d$  mesafesine eşit bir yarıçaplı merkeze sahip bir küre hayal edelim. Prensip, tüm yönlerden gelen müonlar  $A$  alanını keser. Belli ki  $A$  yı elde etmek için, bu müonlar farzedilen kürenin duvarından da geçmelidir.  $A$ 'dan geçen ve aynı zamanda üst panelden de geçen müon kesri yaklaşık olarak üst panelin alanıyla küre alanının bölünmesi ile elde edilir.

$$f = \frac{\text{üst panelin alanı}}{4\pi.d^2}$$

Bu, sadece üst panel bir küre parçası ise gerçekten doğrudur. Fakat gerçekte, panel yassıdır ve küre eğik ve kalınlığı yokken ki belirli bir kalınlığa sahiptir. Fakat amacımız için, bu akılcı bir yaklaşımdır.

Yukarıdan ya da aşağıdan müonların gelip gelmediği birbirinden ayırabildiğimizi farz ettik. Dedektörümüz gerçekte müonların aşağıdan mı yoksa yukarıdan mı geldiğini ölçmez, fakat aşağıdan gelen birkaç müon olur. Dünyanın öbür tarafında oluşan müonlar bize ulaşamaz. Sadece aşağıdan gelen müonlar, ayaklarımızın altında dünya kabuğunun son birkaç kilometresinde üretilen müonlar tüm dünya boyunca gider ve dünyanın diğer tarafında dış uzaydan gelen yüksek enerjili nötrinolar tarafından üretilenlerdir.

Sayımımızdaki toplam sayım oranı,  $A$  dan geçen toplam müon oranı çarpı  $f$  kesiti çarpı yol adedidir, farklı küçük bir  $A$  alanı seçilebilir. Farklı bir küçük  $A$  alanı seçme sayısı,  $A$  alanıyla bölünen alt panelin alanıdır, bu yüzden toplam sayım oranı,

$$\begin{aligned} \text{Sayım oranı} &= R_A \times f \times \frac{\text{toplam panel alanı}}{A} \\ &= R_A \times \frac{(\text{üst panel alanı}) \cdot (\text{alt panel alanı})}{4\pi.d^2 A} \end{aligned}$$

Burada,  $f$  yerine yazıldı ve birim alan boyunca geçen müon oranı,  $R_{\text{unit}}$ ,

$$R_{\text{UNIT}} = R_A / A$$

şeklinde verilir. Bu ifade yukarıdaki formülde yerine yazılarak,

$$\text{Sayım oranı} = R_{UNIT} \times \frac{(\text{üst panel alanı}).(\text{alt panel alanı})}{4.\pi.d^2}$$

ifadesi elde edilir. Bu şunu verir;

$$\text{Sayım oranı} = F_{\mu} \times \frac{(\text{üst panel alanı}).(\text{alt panel alanı})}{d^2}$$

Burada  $F_{\mu}$  akı oranıdır. Buradan akı oranını çekersek,

$$F_{\mu} = \frac{(\text{sayım oranı}).d^2}{(\text{üst panel alanı}).(\text{alt panel alanı})}$$

elde edilir[48].

Bir örnek olarak, 160 cm mesafede ve  $90^0$  dik açı ile yerleştirilen son test için akı oranını hesaplayacak olursak akı oranı;

$$\phi(90^0) = \frac{N_{\mu}}{S.\Delta\Omega.\Delta t}$$

ile verilir. Burada  $N_{\mu}$  olay sayısı, S Sintilatör panelinin alanı,  $\Delta\Omega$  iki panel arasındaki katı açı ve  $\Delta t$  ise ilk ve son data arasındaki zaman farkıdır. Katı açı;

$$\Delta\Omega = \frac{S}{D^2}$$

ile ifade edilir. Bu nedenle,

$$\phi(90^0) = \frac{N_{\mu}}{S.\Delta\Omega.\Delta t} = \frac{N_{\mu}.D^2}{\Delta t.S^2}$$

dir.

$$\Delta t = 6 \text{ gün} + 17 \text{ saat} + 30 \text{ dakika} = 518.400 \text{ saniye}$$

$$N_{\mu} = 213 \text{ data olayı}$$

$$S = 19 \times 19 \text{ cm}^2 = 361 \text{ cm}^2$$

$$\phi(90^0) = \frac{213.(160 \text{ cm}^2)^2}{(581.400 \text{ sn}).(361 \text{ cm}^2)^2} = 7,1 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

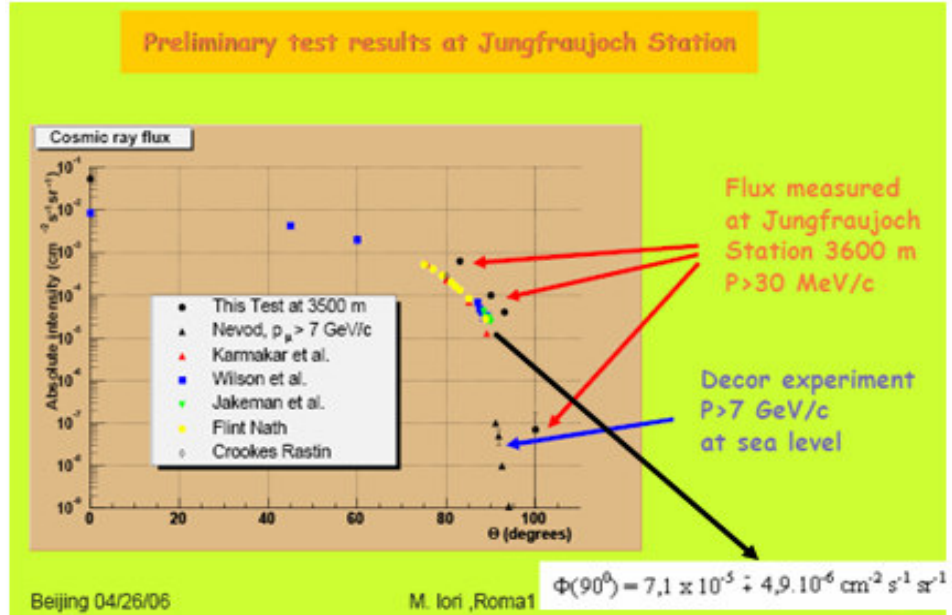
Deneysel hatalar sadece olay sayısından kaynaklanabilir. Çünkü formülden de görülebileceği gibi diğer değerler sabittir. Hatayı şöyle hesaplayabiliriz,

$$\begin{aligned}
Hata &= Sabit.(olay sayisi)^{-1/2} \\
&= 3,37 \times 10^{-7} \cdot (213)^{-1/2} \\
&= 4,9 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}
\end{aligned}$$

hata dahil en son akı oranı aşağıdaki gibi olur.

$$\phi(90^0) = 7,1 \times 10^{-5} \pm 4,9 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

Yukarıdaki yapılan hesaplama tekniğiyle, tüm akılar bu formül ile hesaplanabilir. Eğer yukarıda elde edilen akı oranı literatür sonuçları ile karşılaştırılırsa örtüştüğü görülmektedir. Örneğin [astro-ph/0602108](#) [49] ile karşılaştırmaya bir örnek olarak aşağıdaki Şekil 7.3'de  $90^0$  derecede deniz seviyesinde elde ettiğimiz akıyı doğrulamaktadır.



**Şekil 7.3** Literatür ile  $90^0$  derecede elde ettiğimiz akı oranının karşılaştırılması. (siyah ok bizim ölçtüğümüz akının uygun geldiği bölgeyi göstermektedir[49].

Şekil 7.3'te, Yüksek Rakımlı Jungfrauoch istasyonunda (3600 m rakımlı) birkaç zenit açıda elde edilen değerlerle, diğer deney sonuçlarının karşılaştırılması verilmiştir.

## 8. İSTATİSTİKSEL HATALAR

### 8.1 Noise

- **Karanlık akım:** Karanlık bir akım, ışıklandırma olmamışken bir PMT çifti boyunca akış gösteren akımdır. Birkaç değişik kaynağı vardır.
- **Katod ve dinoddan termiyonik yayınım-**katıdan kurtulmak için yeterince termal enerjiye sahip olacak dinod ve katotlarda elektronlar muhtemelen her zaman akar olacaktır. Bu etki, tüp soğutma ile azaltılabilir.
- **Sızıntı akımlar** tüpün altındaki içnelerde ve tüpün camı boyunca akan akımdır.
- **Fon radyoaktivite** çevreden ya da tüp içerisinde radyasyon tüpü tetiklenebilir.
- **İyonizasyon** tüpteki gaz elektronlarla iyonize olur. onlar karşı bir yüke sahip olarak daha fazla elektronun serbest kalabildiği dinodlar ya da katodun gerisine doğru hızlandırılacaktır.

Genel olarak karanlık akımlar çok küçük olmalıdır ve birkaç nanoamperden daha büyük değildir[3,21,25].

### 8.2 RMS (Root Mean Square) Hata

#### İstatistiksel Noise

İkincil termiyonik yayınımlar ve fotoemülsiyonun istatistiksel doğası yüzünden, burada, bunlarda arttırılan sinyallerde her zaman bir istatistiksel hata olacaktır. Bu istatistiksel noise ya da shot noise olarak bilinir. Her iki durumda, fotonların ya da elektronların geliş oranı bir Poisson dağılımına göre zamanla değişecektir. Böylece, bir  $\langle N \rangle$  ortalama olay sayısı için, değişim

$$n = \sqrt{\langle N \rangle}$$

olacaktır[3,25].



### 8.3 Chi-Square Data Fitting Error

Bir fir değerinin ne derece doğru olduğunu belirlemek için kullanılan bir parametredir. İyi bir fit için bu değer 1.0 olmalıdır. Fit fonksiyonu aşağıda verilmiştir[50].

$$\chi^2 = \sum_N \left\{ \frac{1}{\sigma_i^2} [y_i - f(x_i)]^2 \right\} \quad 0 < \chi^2 < \infty$$

N= Data nokta sayısı

$\sigma_i^2$  = "Değişim",  $y_i$  için ölçüm hatasına bağlıdır.

y = bağımsız değişken, x = bağımlı değişken

f = x ve y arasında tahmin edilen bağıntı

$y_i$  = "gözlemlenen mean değeri"

$f(x_i)$  = "tahmin edilen mean değeri"

## KAYNAKLAR

- [1] Wikipedia entry on cosmic rays, <http://en.wikipedia.org/wiki/Cosmicrays> (Erişim tarihi: 09.05.2008)
- [2] Particle Data Group, <http://pdg.lbl.gov/> (Erişim tarihi: 23.10.2007)
- [3] Particle Interaction notes, D. CUSSANS, Bristol University (2003)
- [4] High Frequency rays of Cosmic Origin III. Measurements in snow-fed lakes at high Altitudes, R.A Millikan and G.Harvey Cameron, The Physical Review, Second Series, November, 1926, Vol. 28, No.5
- [5] <http://www.cosmicrays.org/> (Erişim tarihi: 24.04.2008)
- [6] Longair, M. 1992 High Energy Astrophysics, Volume 1 Cambridge University Press
- [7] Cosmic Rays, S. Eidelman et al., Physics Letters B592, 1 (2004)
- [8] Gilmore, R. 1992 Single Particle Detection and Measurement Taylor & Francis)
- [9] Detection of Muons, Dmitri Denisov, Fermilab, Academic Lecture, April 5 2000
- [10] Thin Cosmic Rain, M. W. FRIEDLANDER, Harvard University Press (2000)
- [11] Tom Gaisser, The cosmic-ray spectrum, Apsen, April 26, 2005
- [12] EAS-TOP Collaboration, M. Aglietta et al., in Proceedings of the 24th International Cosmic Ray Conference, Roma, Italy, 1995, Vol. 1, p. 638
- [13] K.Bernlöhner, 1999
- [14] <http://www.p-ng.si/public/pao/history.php> (Erişim tarihi : 17.03.2008)
- [15] Doğal Radyasyon Kaynakları,  
[http://www.taek.gov.tr/bilgi/bilgi\\_maddeler/dogalrad.html](http://www.taek.gov.tr/bilgi/bilgi_maddeler/dogalrad.html) (Erişim tarihi: 15.09.2007)
- [16] G.F. Knoll, Radiation Detection and Measurement - 3rd edition (Chapters 16 to 18), John Wiley & Sons,1999.Radioisotopes and Radiation Methodology, Med Phys 4R06/6R03,
- [17] Particle Physics and Muon Detection, Tharon Demetrick Robinson,Guilford College, Greensboro, North Carolina, July 28, 2000-CDF
- [18] Muon Physics, T.E. Coan and J. Ye
- [19] Muon Stopping Power and Range Tables 10MeV - 100TeV, D. E.GROOM, N. V. MOKHOV and S. I. STRIGANOV, Atomic Data & Nucl. Data Tables 78 (2001) 183–356

- [20] S. Matsuno et al., Phys. Rev. D 29, 1 ~1984!. 3. O. C. Allkofer et al., Nucl. Phys. B259, 1 ~1985
- [21] O. C. Allkofer and P. K. F. Grieder, Cosmic Rays on Earth, Fachsinformationszentrum, Karlsruhe, 1984
- [22] Inelastic interactions of muons deep underground, V. M. Aynutdinov, A. Castellina, , T. M. Kirina, R. P. Kokoulin, A. A. Petrukhin, O. Saavedra, V. V. Shutenko and D. A. Timashkov, Astroparticle Physics 14 (2000) 49–59
- [23] Sam Townrow, An Affordable Cosmic Ray Detector for Education, H. H. Wills Physics Laboratory, University of Bristol, Tyndall Avenue, Bristol BS8 1TL
- [24] Development of Resistive Plate Counters, R. SANTONICO
- [25] Passage of Particles Through Matter, S. Eidelman et al., Physics Letters B592, 1 (2004)
- [26] An Affordable Particle Detector for Education, J. Miles (2004)
- [27] Section of Experimental Particle Physics, April 2003, Version 3, Measuring the Lifetime of Cosmic Ray Muons, Lab ansvarig: Mark Pearce
- [28] CARDARELLI, Nucl. Inst & Meth. 187 (1981) pages 377–380
- [29] An Affordable Particle Detector for Education, M. Saubanere (2005)
- [30] Quarks & Leptons Dr D Newbold, Passage of particles through Matter, University of Bristol undergraduate lecture courses
- [31] [http://www.sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts\\_H/H5783-20.pdf](http://www.sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_H/H5783-20.pdf) (Erişim tarihi: 17.02.2007)
- [32] <http://micro.magnet.fsu.edu/primer/digitalimaging/concepts/photomultipliers.html> (Erişim tarihi: 15.10.2007)
- [33] S.E. Derenzo, Scintillation Counters, Photodetectors and Radiation Spectroscopy, IEEE Short Course Radiation
- [34] Leo, W. R., Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, (1994, Springer-Verlag, New York).
- [35] Introduction to Radiation Detectors and Electronics, 26-Jan-99 Helmuth Spieler, IV. Scintillation Detectors – 1, Helmuth Spieler, LBNL
- [36] The Particle Detector BriefBook, R. K. BOCK and A. VASILESCU (<http://rkb.home.cern.ch/rkb/titleD.html>) (Erişim tarihi: 28.08.2007)
- [37] HiRes website: <http://www.cosmic-ray.org/reading/detect.html>

- [38] An Affordable Particle Detector for Education, Brendan James Arnold May 12, 2005, University of Bristol press.
- [39] Dr D Newbold, Quarks & Lepton, Passage of particles through Matter )
- [40] [http://www.cstl.nist.gov/biotech/strbase/pub\\_pres/qPCR\\_Vallone3.pdf](http://www.cstl.nist.gov/biotech/strbase/pub_pres/qPCR_Vallone3.pdf) (Erişim tarihi: 04.04.2008)
- [41] J.B. Birks, The Theory and Practice of Scintillation Counting, New York, 1964
- [42] Introduction to scintillators M. Kobayashi (KEK), 17 November, 2003
- [43] NIM Products, CAEN, Short Form Catalog 2007
- [44] <http://www.lecroy.com/lrs/dsheets/2249.htm> (Erişim tarihi: 29.02.2008)
- [45] <http://www.ortec-online.com/> (Erişim tarihi: 14.02.2008)
- [46] <http://www.lecroy.com/lrs/dsheets/365al.htm> (Erişim tarihi: 14.02.2008)
- [47] [http://www.caen.it/immagini/nuclear/short\\_form/CAMAC.pdf](http://www.caen.it/immagini/nuclear/short_form/CAMAC.pdf) (Erişim tarihi: 19.03.2008)
- [48] SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) web sitesi: (Erişim tarihi: 13.05.2008)
- [49] Study of a detector array for Upward Tau Air-Showers M. Iori, A. Sergi and D. Fargion, M. Gallinaro, M. Kaya, arXiv: astro-ph/0602108v1 6 Feb 2006
- [50] Charlie Laub and Tonya L. Kuhl Department of Chemical Engineering and Materials Science University of California, Davis

## ÖZGEÇMİŞ

**Adı Soyadı:** AHMET YILDIZ

**Doğum Yeri:** HANI

**Doğum Tarihi:** 1984

**Medeni Hali:** BEKÂR

**Yabancı Dili:** İNGİLİZCE (Intermediate), İTALYANCA (Elementary)

### Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

**Lise:** İbrahim Uçkunkaya Lisesi (Ağın/Elazığ-Devlet Parasız Yatılı) (1994–2000)

**Lisans:** Kafkas Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü (2001–2005)

**Yüksek Lisans:** Kafkas Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik ABD. Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği BD. (2005–2008)

### Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl

#### Yayımları (SCI ve diğer)

1. KAYA M., YILDIZ A., IORI M."Detection of Cosmic Rays using a scintillation detector at sea level", Turkish Physics Congress, 24th International Physics Congress-August 28-31,2007-Malatya,Turkey, Report Book, Page 671

#### Diğer konular

- Yüksek lisans çalışmalarının 8 ayını Erasmus Öğrenci Değişim Programı çerçevesinde University of Rome La Sapienza’da yürüttü. Bu süreçte Deneysel Astronomi ve Kozmik Işınlara ile ilgili teorik ve deneysel çalışmalar yapmış ve yüksek lisans tezini adı geçen üniversitede tamamlamıştır.
- 4 ay Milli Eğitim Bakanlığı’na bağlı bir İlköğretim Okulu’nda ücret karşılığında Fen Bilgisi ve Matematik Öğretmeni olarak görev almıştır.
- Hazırlık aşamasında olan TAUWER Collaboration’da kayıtlıdır.

## EKLER

### EK-1

#### Kozmik ışımlar ile ilgili yapılan deneyler

Görüldüğü gibi günümüze gelene dek bu alan üzerinde araştırmalar hızlanarak artmakta ve birkaç ülke bir araya gelerek devasa deneylerde beraber çalışmaktadır. Bu uğurda milyonlarca dolar harcanmaktadır. Evrenin geçmişi ve geleceği hakkında bir sürü bilgi ihtiva ettiği tahmin edilen bu ışınlar küresel ısınmanın ve hatta hatta son zamanlarda Bonn Üniversitesinde bir grup bilim adamı tarafından dinazorların yok olmasına sebep olduğu hakkında çeşitli idaalara ortaya atılmaktadır. Aşağıda listede bu deneylerden bazıları sıralanmıştır. Aşağıdaki liste Max Planck Institute for Nuclear Physics'de Konrad Bernlöhr tarafından 15 Mayıs 2008 de güncellenmiştir[<http://www.p-ng.si/public/pao/history.php>].

#### Kozmik ışın ve Gamma Işını Deneyleri

- ACE [Advanced Composition Explorer] Görevi çoğunlukla güneşten gelen parçacıklardır, Ağustos 1997 de fırlatıldı.
- AGILE [Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero] X-ışını/gamma ışını görevi, 23 Nisan 2007 de fırlatıldı.
- AMS [Alpha Magnetic Spectrometer] Dedektör Uluslararası uzay istasyonundan fırlatıldı.
- ASCA [Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics] (Görevi X-ışını gözlemler Haziran 2000 de gözlemler sona erdi.)
- BeppoSAX [Satellite per Astronomia X] (Mayıs 1996 - Nisan 2002)
- Chandra X-ray satellite
- CGRO [Compton Gamma Ray Observatory] (mission terminated) with the four experiments:
  - BATSE [Burst And Transient Source Experiment]
  - OSSE [Oriented Scintillation Spectrometer Experiment]
  - Comptel [imaging Compton telescope]
  - EGRET [Energetic Gamma Ray Experiment Telescope]

- Geotail (measures the Earth's magnetotail)
- GLAST [Gamma ray Large Area Space Telescope]
- GRANAT gamma-ray satellite with several experiments (SIGMA, WATCH and others) was turned off November 27, 1998
- SIGMA [Système d'Imagerie Gamma à Masque Aléatoire]
- HETE [High-Energy Transient Experiment] (launch failed on 4 Nov. 1996) has a follow-up:  
HETE-2 (launched October 9, 2000).
- IMP-8 (Interplanetary Monitoring Platform)
- INTEGRAL [INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory] (Ekim 2002 de fırlatıldı)
- NINA [New Instrument for Nuclear Analysis], görevi düşük enerjili kozmik ışınlar.
- PAMELA (magnet spectrometer, 15 Haziran 2006 de fırlatıldı).
- Polar (examines the Earth's magnetosphere and ionosphere)
- Rosat X-ray satellite (ended February 12, 1999)
- RXTE [Rossi X-ray Timing Explorer]
- SAMPEX [Solar Anomalous Magnetospheric Particle Explorer]
- Spectrum-X-Gamma satellite is a future mission
- Suzaku X-ray satellite (Astro-E2 mission,
- SWIFT (gamma ray burst mission, launched November 20, 2004)
- Ulysses (explores interplanetary space at high solar latitudes)
- Voyager (two spacecrafts heading towards interstellar space)
- WIND (explores solar wind and plasma processes near the earth as well as gamma-ray bursts)
- XMM-Newton [X-ray Multi-mirror Mission]

**Özel amaçlı görevler için teklif edilen yâda geliştirme aşamasında olanlar:**

- ACCESS [Advanced Cosmic ray Composition Experiment for the Space Station]
- Andromeda (a coded-aperture gamma-ray telescope)

- BLAST [Burst Locations with an Arc Second Telescope]
- EUSO [Extreme Universe Space Observatory ]
- MEGA [Medium Energy Gamma-ray Astronomy]
- OWL [Orbiting Wide-angle Light-collectors]

### **Balon Deneyleri**

- AESOP / LEE [Anti-Electron Sub Orbital Payload / Low Energy Electrons]
- ANITA [Antarctic Impulse Transient Array] (project for radio frequency neutrino shower detection)
- ATIC [Advanced Thin Ionization Calorimeter]
- BaBy [Background Bypass] (measuring atmospheric UV background for the EUSO project)
- BESS [Balloon-borne Experiment with a superconducting Solenoid Spectrometer]
- BETS [Balloon borne Electron Telescope with Scintillating fibers]
- CAPRICE [Cosmic AntiParticle Ring Imaging Cherenkov Experiment],CAPRICE-II
- CREAM [Cosmic Ray Energetics and Mass Balloon Experiment]
- GRATIS [Gamma-Ray Arcminute Telescope Imaging System]
- GRIP [Gamma Ray Imaging Payload]
- GRIS [Gamma-Ray Imaging Spectrometer]
- HEAT [High Energy Antimatter Telescope]
- HIREGS [High Resolution Gamma-Ray and Hard X-Ray Spectrometer]
- IMAX [Isotope Matter Antimatter Experiment]
- ISOMAX [Isotope Magnet Experiment]
- JACEE [Japanese-American Collaborative Emulsion Experiment] (mainly for cosmic-ray composition up to several hundred TeV)
- MASS.. [Matter Antimatter Superconducting Spectrometer] (flown in different configurations; for MASS2)
- PoGOLite [Polarized Gamma-ray Observer]
- RUNJOB [RUssian-Nippon JOint Balloon Experiment]



- SMILI [Superconducting Magnet Instrument for Light Isotopes]
- TIGRE [Tracking and Imaging Gamma Ray Experiment] (under development)
- TIGER [Trans Iron Galactic Element Recorder]
- TRACER [Transition Radiation Array for Cosmic Energetic Radiation]

## Atmosferik Cherenkov Deneyleri

### Teleskoplar ve teleskop sistemler:

- CANGAROO at Woomera, Australia [Collaboration between Australia and Nippon for a GAMMA Ray Observatory in the Outback].
- CANGAROO-III system of four 10 m telescopes in Australia (fully operational since March 2004).
- CAT [Cherenkov Array at Thémis]
- CLUE [C(h)erenkov Light Ultraviolet Experiment] at the HEGRA site on La Palma (operational from 1997 to 2000)
- HEGRA Cherenkov Telescopes on La Palma, Canary Islands (operational until Sep. 2002)
- H.E.S.S. [High Energy Stereoscopic System], four 13 m telescopes in Namibia, fully operational since December 2003)
- MACE [Major Atmospheric Cerenkov Telescope Experiment] (project in India)
- MAGIC (a 17 m telescope on La Palma, Canary Islands, operational since 2003)
- **Narrabri**, Australia: Mark 6 telescopes of the University of Durham (operational until March 2000)
- PACT [Pachmarhi Array of C(h)erenkov telescopes] at the High Energy Gamma Ray Observatory at Pachmarhi, India
- TACTIC [TeV Atmospheric Cerenkov Telescope with Imaging Camera] at Mt. Abu, Rajasthan, India.
- VERITAS [Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System] (under construction in Arizona, USA)
- Whipple Gamma-Ray Telescope on Mt. Hopkins, Arizona

### **Işık toplacılar olarak solar güç tesisleri:**

- CACTUS [Converted Atmospheric Cherenkov Telescope Using Solar-2] (Initially called *Solar Two Observatory*.)
- CELESTE [CErenkov Low Energy Sampling and Timing Experiment] at Thémis, France
- GRAAL [Gamma-Ray Astronomy at ALmeria] near Almeria, Spain (operational 1998-2001),
- STACEE [Solar Tower Air Cherenkov Experiment] at Sandia Labs, New Mexico

### **Cherenkov sayıcı düzenekler:**

- AIROBICC (non-imaging counters in the HEGRA array)
- BLANCA [Broad Lateral Non-imaging C(h)erenkov Array]
- TUNKA-25 (array of non-imaging counters near Lake Baikal)

### **Diğer Cherenkov ışığı tespit konseptleri:**

- SPHERE (a balloon project looking for light reflected on snow)
- GAW Gamma Air Watch (a project using Fresnel lenses for imaging).

### **Gelecekteki Projeler:**

- CTA [Cherenkov Telescope Array] (a project taking Cherenkov telescope arrays to a larger scale).

### **Atmosferik Flüoresan deneyleri**

- ASHRA [All-sky Survey High Resolution Air-shower detector]
- Auger Project Fluorescence Group
- EUSO [Extreme Universe Space Observatory ] (a proposed space experiment on ISS to observe air shower fluorescence light).
- HiRes The High Resolution Fly's Eye Cosmic Ray Detector

- OWL [Orbiting Wide-angle Light collectors] (a plan to build a pair of satellites for air shower detection).
- TA / TALE: Telescope Array [TA] and its low energy extension [TALE] (multiple detectors for fluorescence light plus ground array).

### **Parçacık Dedektörleri ile Hava Duş Deneyleri**

- AGASA [Akeno Giant Air Shower Array]
- ARGO-YBJ: new experiment under construction in Tibet
- ASCE [Air-Shower Core Experiment] (Sydney, operational 1989-1991)
- Buckland Park Extensive Air Shower Array (Australia) (operational 1994-1998)
- CASA [Chicago Air Shower Array] (operational 1990-1998),
- CRT [Cosmic Ray Tracking] (prototypes, operational 1992-1996)
- EAS-TOP experiment (Italy, above the Gran Sasso underground laboratory, until April 2000)
- Haverah Park (former experiment of Leeds University, operational until 1993)
- GRAND [Gamma Ray Astrophysics at Notre Dame] (an array of tracking detectors)
- GREX [Gamma Ray Experiment] array (Haverah Park, operational 1986-1995)
- HEGRA [High Energy Gamma Ray Astronomy] (operational 1988-2002)
- KASCADE [KArlsruhe Shower Core and Array DEtector]. Now extended as KASCADE-GRANDE.
- MILAGRO (Water Cherenkov experiment near Los Alamos).
- Norikura Observatory in Japan
- Pierre Auger Project (originally also known as the Giant Airshower Detector Project).
- SPASE 2 [South Pole Air Shower Array]
- SUGAR [Sydney University Giant Air shower Recorder] (was operational from 1968 to 1979)
- Tian-Shan Mountain Cosmic Ray Station (pages by Lebedev Institute),
- Tibet AS-gamma experiment: scintillation counter array

### **Nötron Gözleyiciler**

- Bartol neutron monitor program

- [Swiss Neutron monitors and SONTEL](#) [Solar Neutron Telescope Gornergrat]
- [Mexico City neutron monitor data sets](#)
- [Moscow neutron monitor](#) (*with real-time data!*)
- [Neutron monitor data sets](#) from the University of New Hampshire (formerly at University at Chicago)
- [Neutron monitor data archive at NOAA](#) (1953 - present)
- [Oulu Cosmic Ray Station](#)
- [Neutron monitors of the Potchefstroom University](#) in the southern hemisphere
- [Neutron monitor data from Yerevan](#)
- [Lomnický štít neutron monitor](#) (Slovakia)

### **Diğer Yeraltında kurulan Kozmik Işın Deneyleri**

- [ALTA](#) Alberta Large area Time coincidence Array
- [CHICOS](#) California Highschool Cosmic ray Observatory
- [CROP](#) [Cosmic Ray Observatory Project] (high school project in Nebraska)
- [HiSPARC](#) [High School Project on Astro-Physics Research with Cosmics] (in the Netherlands)
- [NALTA](#) [North American Large area Time coincidence Arrays]
- [NYSCPT](#) [New York Schools Cosmic Particle Telescope]
- [WALTA](#) [Washington Large Area Time coincidence Array] (university + schools project)

### **Radyo Dalgaları ile Duş Tespiti**

- [LOFAR](#) [Low Frequency ARray] and the prototype station [LOPES](#).
- [CODALEMA](#) [Cosmics Detector Array Logarithmic ElectroMagnetic Antennas]

### **Diğer dedektörler/Deneyler:**

- [Pamir](#) emulsion chamber experiment.
- [University of Adelaide Cosmic Ray Muon Monitor](#)

EK-2

**Deneyde Kullanılan Elektronik Cihazlar**



**CAMAC Crate**



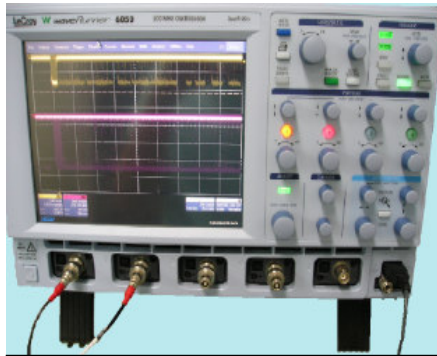
**TDC**



**Fan-in/out**



**Amplifikatör**



**Dört kanallı osiloskop**



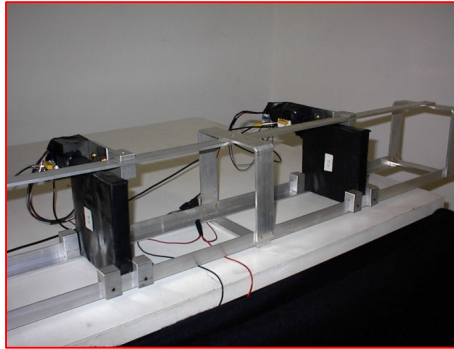
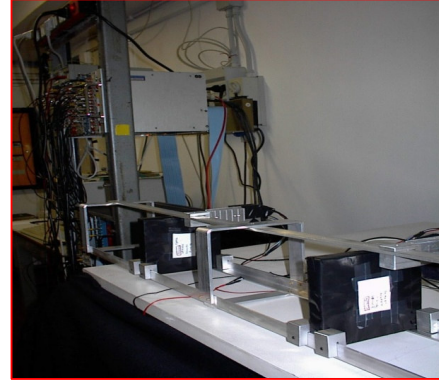
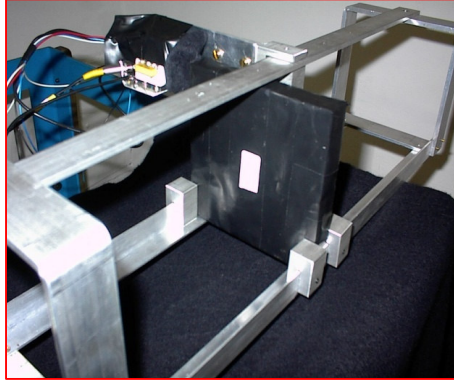
**Sintilatör- PMT çiftlenimi**



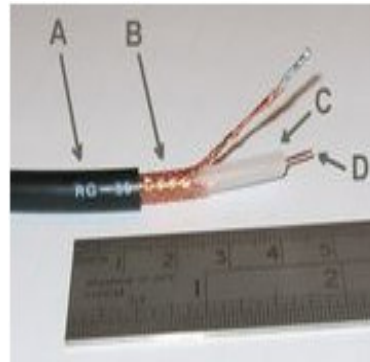
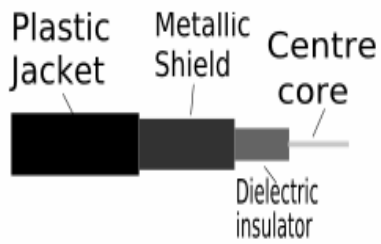
**Bir fotoçoğaltıcı tüp**



**Bir Sintilatör**



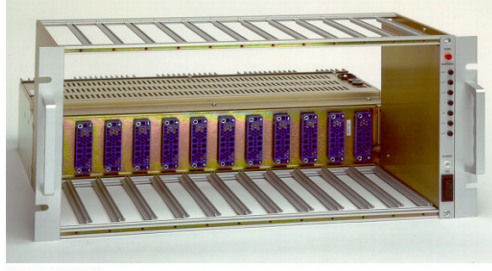
**Bir Kule ve Dedektörün elektronik kısmı**



A: outer plastic sheath  
 B: Copper screen  
 C: inner dielectric insulator  
 D: copper core



**Bir sinyal geciktirici ve yapısı**



NIM-BIN Rev5 09112006

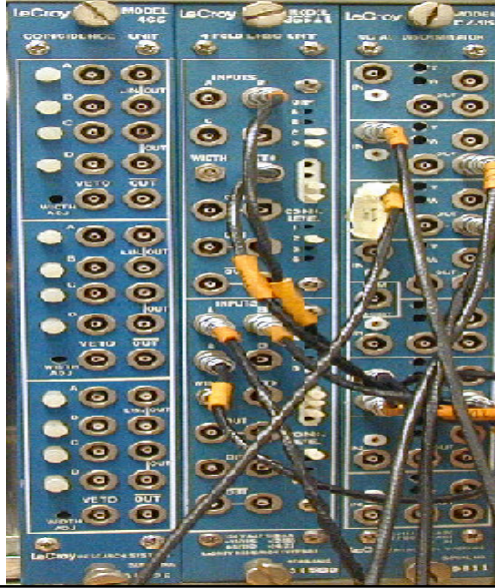


Grünwalder Weg 28A • 82041 Oberhaching • Germany  
phone: 49-(0)89 665180 50 • fax: 49-(0)89 665180 40 • <http://www.fastcomtec.com>



**NIM Crate**

**NIM ve montelenmiş elektronik bileşenler**



**Coincidence-Fan-in/out-Diskriminatör**



**Scaler (Sayıcı)**



**CAMAC Crate**



**Bir adet Sintilatör**



**CAMAC Power Supply**



**Panel kutuları**