

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

TAUWER DENEYİNDE KULLANILACAK PROTOTİPİN SONUÇLARI

ERDAL KURT
YÜKSEK LİSANS TEZİ

DANIŞMAN
Prof. Dr. Mithat KAYA

HAZİRAN – 2011

KARS

T.C. Kafkas Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans öğrencisi Erdal KURT' un Prof. Dr. Mithat KAYA' nın danışmanlığında yüksek lisans tezi olarak hazırladığı "Tauwer deneyinde kullanılacak prototipin sonuçları" adlı bu çalışma, yapılan tez savunma sınavı sonunda jüri tarafından Lisansüstü Eğitim Yönetmeliği uyarınca değerlendirilerek..... ile kabul edilmiştir.

10/16/2011

Adı ve Soyadı

imza

Başkan : Prof. Dr. Mithat KAYA (Danışman)

Üye : Prof. Dr Hasan MAMMADOV

Üye : Yrd. Doç. Dr Nizami MUSTAFA

.....
.....
.....

Bu tezin kabulü, Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulunun/...../2011 gün ve/..... Sayılı kararı ile onaylanmıştır.

Enstitü Müdürü

.....

ÖNSÖZ

Bu çalışma Kafkas Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim dalında yüksek lisans tezi olarak hazırlanmıştır.

Tez çalışmamda en büyük emeği geçen, yoğun çalışmalarından bana zaman ayırarak derin bilgilerinden faydalanma fırsatı veren, öğrencisi olmaktan her zaman gurur duyduğum, değerli bilim adamı, Sayın Prof. Dr. Mithat KAYA'a en içten teşekkürlerimi sunarım. Çalışmalarım esnasında ve tezin hazırlanması sürecinde yine katkılarını esirgemeyen arkadaşlarım Serap REŞİTOĞLU'na ve Sevgi TEKTEN'e teşekkürlerimi sunarım.

Kars-2011

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖZET	vii
ABSTRACT	viii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ	xi
RESİMLER DİZİNİ	xiii
ÇİZELGELER DİZİNİ	xiv
1. GİRİŞ	1
2. GENEL BİLGİ	3
2.1 Kozmik Işınlarmn Tarihçesi	3
2.2 Kozmik Işınlarm	5
2.2.1 Birincil Kozmik Işınlarm	9
2.2.2 İkincil kozmik ışınlar	10
2.2.3 Uzayda Kozmik Işınlarm	13
2.2.4 Atmosferde kozmik ışınlar	14
2.3 Yüksek Enerjili Fotonlar ve Nötrinolar	16
2.4 Galaktik Nötrinoların Kaynakları	18
2.4.1 Süpernova Kalıntıları (SNRs)	18

2.4.2 Pulsar Rüzgâr Nebulası (PWNe)	20
2.4.3 Microquasar	20
2.5 Galaksi Dışı Nötrino Kaynakları	21
2.5.1 Etkin çekirdekli galaksi (AGN)	21
2.5.2 Gama-ışın patlaması (GRBs)	22
3. MATERYAL ve YÖNTEM	23
3.1 Detektörün Yapısı	23
3.2 Detektör Bileşenlerinin Tanımlanması ve Özellikleri	26
3.2.1 Foto Çoğaltıcı Tüpler	26
3.2.1.1 Dinotlar	27
3.2.1.2 Foto Katot	28
3.2.2 Sintilatörler	30
3.2.2.1 Organik Sintilatörler	30
3.2.3 Trigger Board	32
3.2.3.1 Kartın Çalışma Şekli	33
3.2.4 DRS (Domino Ring Sampler)	39
3.2.4.1 Ayarlanmış Kapasitör Düzenek Çipi (SCA)	39
3.2.5 DRS4 (Domino Ring Sampler chip version 4)	40
3.2.6 Domino Dalga Devresi	41

3.3 Yöntemler	43
3.3.1 Yer Kabuğundan Gelme/ Ayrılma Stratejisi (earth skimming)	43
3.3.2 Uçuş Zamanı Metodu (TOF)	46
3.3.3 Akı Hesaplaması	48
4. UYGULAMA	53
4.1 Çalışan Prototipin Performansları	53
4.2 Elektron-gamma ve Müon Tanımlaması	53
4.2.1 Elektronlar-gammalar	53
4.2.2 Müonlar	60
4.3 KASCADE-Grande Onayı	61
5. DEĞERLENDİRME	63
KAYNAKLAR	64
ÖZGEÇMİŞ	69

ÖZET

Dış uzaydan gelen proton ve diğer parçacıkların atmosferde etkileşim içerisine girerek oluşturdukları kozmik ışın duşları, son zamanların en çok incelenen bilimsel olaylarından biridir. Bu oluşan duşlar genellikle hadronik (pionlar, müonlar, vb) ve elektromanyetik (elektron, pozitron, foton vb.) parçacıklardan oluşurlar. Bu duşların net kaynakları, etkileri, akı oranları incelenen önemli konular arasındadır.

Bu tezde yerden geniş bir açıyla gelen kozmik ışınları ölçmek için oluşturulmuş bir detektör prototipinin ilk çalışma sonuçları verilmiştir. Prototip çevresel koşullar açısından sınanmıştır. Prototip çok yüksek enerjili tau nötrinolarını ölçmek için daha geniş bir alanda kurulacak olan bir sistemin parçası olacağından prototipin parçacık ayırma özelliği GEANT4 simülasyon programı ile simüle edilmiştir. Prototip uçuş zamanı tekniği ile parçacıkların yönünü (yukarı/aşağı) tayin etme özelliğine de sahiptir. Çalışmalar sırasında trigger board, DRS4 Board gibi yeni elektronik sistemler de kullanılmıştır.

2011, 69 Sayfa

Anahtar Kelimeler: Sintilasyon Dedektörü, Kozmik Işın, Uçuş Zamanı, Kozmik Işın Akı Oranı, DRS4.

ABSTRACT

Cosmic ray showers, produced by protons and other particles interacting at atmosphere, are recently most researched physical events. The showers mainly consist of hadronic (pions, muons, etc.) and electromagnetic (electrons, positrons, photons, etc.) components. Origins, fluxes and effects of showers are important research issues.

In this thesis Preliminary test results of the detector, designed to measure a large angles cosmic rays emerging from the Earth crust, is presented. Prototype is tested for environmental conditions. Since this kind of detector will be part of a large area (several square kilometer) surface array designed to measure Ultra High Energy tau neutrinos, particle identification capability of the prototype have been simulated with GEANT4 simulation program. The prototype detector is capable of discriminating the direction of the particles (up/down) by using Time of Flight technique(TOF). During this study new electronic devices like DRS4 and trigger board are used and tested.

2011, 69 Page

Key Words: Scintillation Detector, Cosmic Rays, Time of Flight, Cosmic Ray Flux, Rate, DRS4.

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

1. Simgeler

e^-	elektron
e^+	Pozitron
μ^-	Müon
τ^-	Tau
ν_e	Elektron Nötrinosu
ν_μ	Müon Nötrinosu
ν_τ	Tau Nötrinosu
γ	foton
W	W Bozonu
Z	Z Bozonu
m_e	elektronun kütlesi
E	elektronun kinetik enerjisi
ν	fotonun frekansı
Φ	iş fonksiyonu
λ	dalga boyu

2. Kısaltmalar

TOF	Uçuş zamanı (Time Of Flight)
PMT	Fotoçoğaltıcı Tüp
PS	Güç Kaynağı
EAS	Extensive Air Shower
SNR	Süpernova Remnants
PWN	Pulsar-Wind Nebulae
AGN	Aktive Galaktik Nuclei
CDF	Collider Detector at Fermilab
TTL	Time To Live
DRS	Domino Ring Sampler
FWHM	Full width at half maximum
ADC	Analog Digital Converter
NIM	Nuclear Instrumentation Module

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

Şekil 2.1 Kozmik ışınların simülatif gösterimi	5
Şekil 2.3 Milikan'ın Muir ve Arrowhead göllerindeki deneyleri	8
Şekil 2.4 Tipik enerjilerde birincil kozmik ışınların enerji spektrumu	13
Şekil 2.5 Kozmik ışınları tespit etmek için kullanılan değişik teknikler	15
Şekil 2.6 Üç farklı kozmik ışın ölçüm şekli	15
Şekil 2.7 Olası UHECR kaynakları Hillas Diyagramı	19
Şekil 3.1 Detektörün şematik gösterimi. Levhalar ve elektronik kutu ve kablosuz bağlantılar gösterilmemiştir	24
Şekil 3.2 Fotoçoğaltıcı bir tüpün çalışma prensibi	26
Şekil 3.3 Organik moleküllerde enerji seviyeler	31
Şekil 3.4 Foto diyot ön yükseltici olarak AD8014	33
Şekil 3.5 Puls şekli	34
Şekil 3.6 Dönüştürülmemiş giriş değerleri ile giriş ve çıkış dalga formlar	36
Şekil 3.7 Trigger kartın devre diyagramı	38
Şekil 3.8 DRS4 çipinin şematik çizimi	40
Şekil 3.9 Domino dalga devresini oluşturan 1024 çift çeviricinin 3 çıkışının şematik gösterimi	41

Şekil 3.10 Yer kabuğundan ayrılan tau nötrinoların şematik gösterimi	43
Şekil 3.11 Açısal durumlarıyla yüzeyden ayırma yönteminin şematik gösterimi	44
Şekil 3.12 Towerin şematik gösterimi	47
Şekil 3.13 160 cm mesafeli iki sintilatör arası uçuş zamanı (Time of Flight)	48
Şekil 3.14 Tezde kullanılan tof metodunda eğri geriye doğru izlenerek mutlak minimum tespit edilişi.	49
Şekil 3.15 İki sintilatör kullanarak akı hesabı	49
Şekil 4.1 $20 \times 20 \text{ cm}^2$ lik 160 cm aralıklı iki düzenek arası dağılım. Aşağı yönde dik olan kozmik ışın solda, çapraz kozmik ışın sağda. Tower'lar arası mesafe 60 cm	54
Şekil 4.2 Üst tarafta kurşunsuz ve alt tarafta kurşunlu olmak üzere değişik enerjilerdeki gama elektron ve müon oranlarını göstermektedir.	55
Şekil 4.3 Kurşunlu ve kurşunsuz belirgin izleri düzeltilmiş R (kırmızı) ve R* (mavi) oranları. Sol: R= 2 üzerinde üst paneldeki gamalar tarafından üretilmiş ve Geant4 tarafından doğrulanmış R dağılımındaki küçük fazlalıklar. Sağ: alt levhadaki kurşunla oluşturulmuş çift oluşumu.	57
Şekil 4.4 Data Uygunluk sonuçları kurşunlu(sol) ve kurşunsuz(sağ).	58
Şekil 4.5 1.5 cm kurşun ile iyi izlerin R dağılımı. T levhasında bir sinyal olduğunda histogramda B levhasında mavi kısım 2'den fazla pik gerektirir kırmızı kısım ise 3'ten fazla pik gerektirir.	59
Şekil 4.6 Burada B de bir pik gerektiren müonlar seçilmiştir. T levhasında ise 2' ye kadar çıkmaktadır.	60
Şekil 4.7 Sol: elektron gama için R dağılımı; mavi Tauwer tarafından, kırmızı aynı örneğin KGE tarafından onaylanması; Sağ: müon için benzeri	61

RESİMLER DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Resim 1.1 Almanya’da kurulan dedektor düzeneğinin yeri	2
Resim 3.1 Detektörün kısımları	25
Resim 3.2 Kullandığımız prototip ve alt sistemleri	25
Resim 3.4 Kuraray organik sintilatör	30
Resim 3.5 M. Iori ve G. Chiodi tarafından dizayn edilen Trigger Board	32
Resim 3.6 Bileşenleri ile birlikte DRS4’ün resmi	42

ÇİZELGELER DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Çizelge 2.1 Temel parçacıkların yarı ömürleri	7
Çizelge 2.2 Bazı parçacık bozunmaları ve bozunma yüzdeleri	11
Çizelge 3.1 Max1673 yük- pompa (charge-pump) dönüştürücünün karakteristiği	33
Çizelge 3.2 AD 8014 ön yükselticinin karakteristiği	35
Çizelge 3.3 LMV7219 yüksek hızlı kıyaslayıcının karakteristiği	36
Çizelge 3.4 τ düş kanalları	45
Çizelge 4.1 Minuit sonuçları	58

1. GİRİŞ

Kozmik ışınlar temel olarak galaksi ve galaksi dışı astrofiziksel objeler tarafından hızlandırılmış yüksek enerjili proton ve çekirdeklerdir. Galaksideki ve galaksiler dışındaki manyetik alanlardan etkilendikleri için kaynaklarına, başlangıç konumlarına ulaşmak mümkün değildir. Yüklü parçacıklar bu manyetik alan etkileşmelerinden dolayı kısa süreli ve menzilli iken nötr olan parçacıklar arka planda var olan bu manyetik alanlardan etkilenmezler ve göreceli olarak daha uzak mesafelere varırlar.

Bu çerçevede astrofiziksel fenomenleri ve kaynaklarını araştırma çalışmaları için nötrinolar çok cazip parçacıklardır. Nötr olduklarından yüklü parçacıklar gibi manyetik alanlarla etkileşmezler, kararlıdırlar ve sadece zayıf etkileşimde bulunurlar.

Bunların izlenmesi sintilatör detektörü ile yapılmaktadır. Bu detektör prototipi dört sintilatörden oluşur. Çalışması nötrino etkileşmesi sonucu yüklü parçacıklardan yayılan ışığın izlenmesi prensibine dayanır. Ultra yüksek enerjili kozmik ışınlara olan ilgi değişik izleme (tespit) teknikleri (cherenkov, air fluorescence radio waves) kullanan çok çeşitli 2d (yüzey) ya da 3d (volumetrik) detektör düzeneklerinin ortaya çıkmasını sağladı. Hemen hemen bütün uygulamalar aşağı doğru ya da yanlardan detektöre doğru olan kozmik ışın düşü parçacıklarına odaklanmıştır. Zaman bilgisi genellikle düşün açısal bilgisi için kullanıldığından var olan detektörlerin hiçbiri zaman hesaplamalarının duyarlılığını, uçuş zamanı (TOF) tekniği ile parçacıkların hareketlerinin aşağı doğru ya da yukarı doğru olduğunu belirlemek için kullanmamıştır. Bu ayrımı yapmak, earth skimming olayı da denen yüksek zenith açılardaki ($>90^0$) kozmik ışın ve kozmik nötrino etkileşimleri ile uğraşan, deneyler için şarttır.

Bu tezin amacı yüksek zirve (zenith) açılardan gelen kozmik ışınları hesaplamak ve verileri simülasyon çalışmaları ile karşılaştırarak kullanılan araç ve yöntemi test etmektir. Kullanılan detektör prototipi üniversitemizin de dahil olduğu şu anda Almanya’da bulunan (Resim 1.1) yaklaşık 100 m²’lik alanda cascade deneyinin içinde kurulmakta olan ve 8 istasyondan oluşan, bir detektörler düzeneğinin temelidir.



Resim 1.1 Almanya’da kurulan dedektor düzeneğinin yeri

Tez’in birinci kısmında konu hakkında genel bilgi verilerek kısacak yöntemden bahsedilmiştir. İkinci kısım kozmik ışınlar, tarihçesine ve atmosferik müonların kaynaklarına, foton nötrino kaynakları anlatılmaktadır. Üçüncü kısım detektörün yapısı, çalışma prensibi ve düzeneği oluşturan kısımları belirtmekte yüzeyden ayırma (earth skinning) ve uçuş zamanı (TOF) yöntemini içermektedir, Dördüncü kısımda müon-gamma, elektron ayırma metodu üzerinde durmakta alınan verilere GEANT4 simülasyonu sonuçları analiz edilerek tutarlılıklar ortaya konmaktadır. Son kısımda sonuçlardan yola çıkarak yapılacak düzeltmeler ve bir sonraki aşamada yapılacaklar üzerinde durulmuştur.

2. GENEL BİLGİ

2.1 Kozmik Işınlarnın 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 henüz 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 “kozmetik 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 anti maddeyi keşfetti. Bir pozitron tamamen bir elektrona benzeyen bir parçacıktır, fakat pozitif yüklü olduğundan zıttıdır. 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[1]. Pozitron ve müon kozmik ışınlar kullanılarak keşfedilen ilk atom altı 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 detektörleri yerleştiren Pierre Auger, metrelerce uzağa yerleştirilen iki detektörün her ikisine de yaklaşık aynı zamanda gelen 12 parçacık sinyallerinin farkına vardı. Auger, hava molekülleri ile birincil yüksek enerjili parçacıkların çarpışmalarının neden olduğu ikincil atom altı 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.

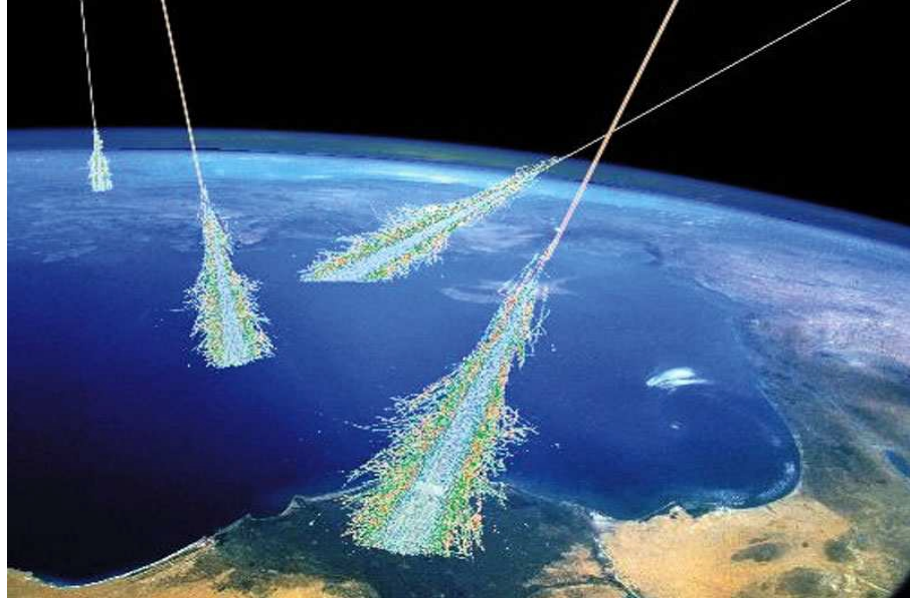
1960'ların başında Arno Penzias ve Robert Wilson evrende yayılan düşük enerjili mikrodalgaları keşfettiler. Kenneth Greisen, Vadem Kuzmin ve Georgi Zatsepin yüksek enerjili kozmik ışınların mikrodalga fon (fon radyasyonu) ile etkileşebileceğini ileri sürdüler. Etkileşim enerjilerini düşürebilir, öyle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

1991 yılında, Amerika'da Fly's Eye kozmik ışın araştırma grubu 3×10^{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 2×10^{20} eV enerjide bir olay rapor etti. Fly's Eye ve AGASA olayları daha önce görülenlerden çok daha yüksek enerjilerde idi.

1995’ de uluslararası 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 kullanıldı. Çok yüksek enerjili kozmik ışınları izleyerek bilinmeyen kaynaklarının anlaşılması ve evrenin gelişimi üzerine halen araştırma devam etmektedir[2]

2.2 Kozmik Işınlr

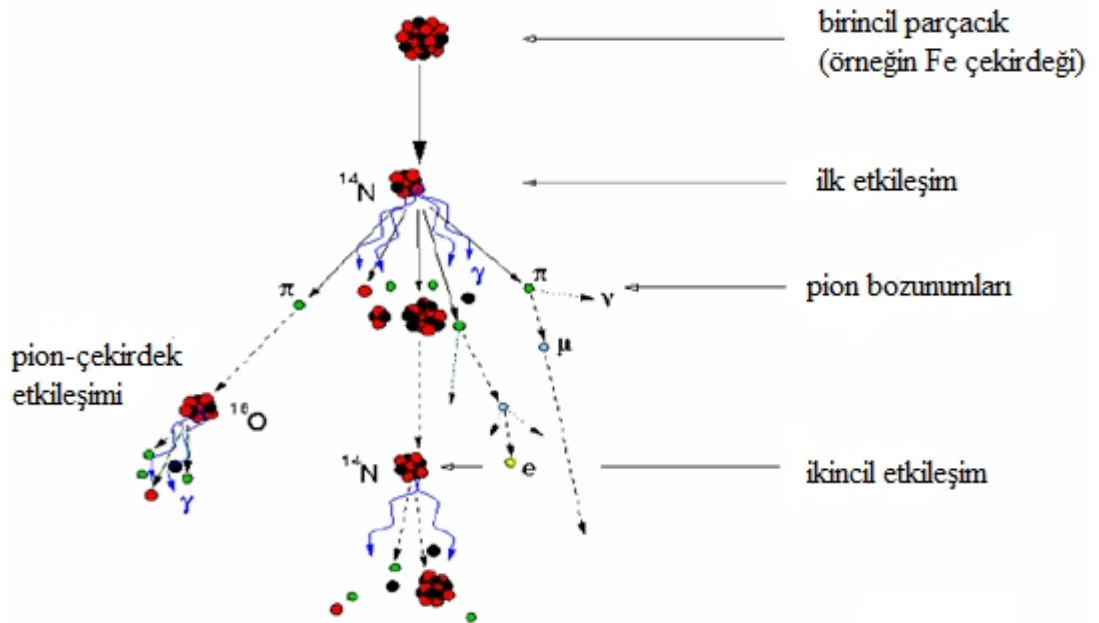


Şekil 2.1 Kozmik ışınların simülatif gösterimi

Bilim dünyasında, açıklanamayan bazı olaylar zaman içinde yeni teorilerin ve bilimsel buluşların ortaya çıkmasına neden olmaktadır ve bu nedenle açıklanamayan olayların üzerinde durmak insanlık için son derece faydalı sonuçlar ortaya koyabilmektedir. 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. olabilmektedir. Uzayda bulunan kozmik ışınları genelde yüklü parçacıklar oluşturmaktadır. Bu ışınların bileşenlerinde hidrojen çekirdekleri daha baskındır. Bu gibi kozmik ışınlar uzayın derinliklerinde gezinirken dünyamıza da uğrarlar. Ve dünya atmosferinde bulunan hava çekirdekleri ile etkileşirler. Dünya atmosferine çarpan bu ışınlar aşırı enerji yüklü olduklarından atmosferdeki gaz moleküllerinin çekirdekleri ile etkileşerek başka parçacıkların oluşmasına neden olurlar. Oluşan bu parçacıklar bir parçacık sağanağı şeklinde yeryüzüne doğru iner. Bu sağanağa yapısı itibariyle “parçacık duşu” adı verilir. Şekil 2.1 ve Şekil 2.2’de bir duş oluşum seması gösterilmiştir.



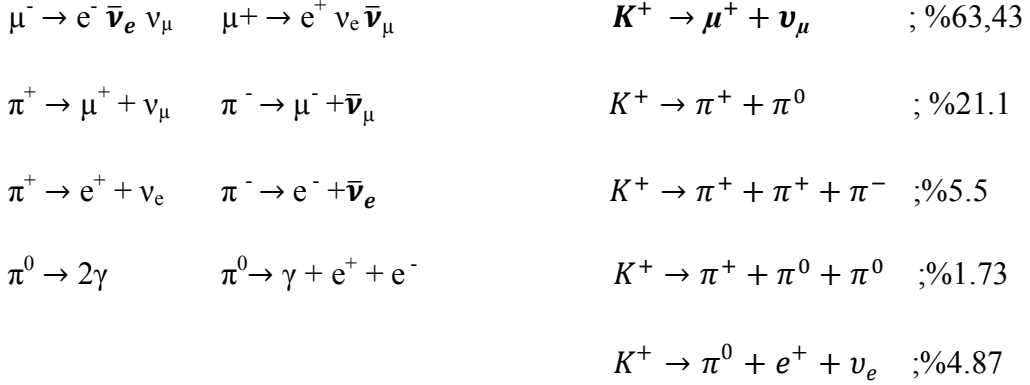
Şekil 2.2 Kozmik ışının hava çekirdeği ile çarpışması sonucu oluşan bir duş örneği[3].

Bu duş ürünleri yarı ömürlerinin az olması nedeniyle çabucak başka parçacıklara bozunarak yer yüzeyine doğru inmeye başlarlar. Bazı temel parçacıklara ait “parçacık yarı ömür tablosu” Çizelge 2.1 ile aşağıda verilmiştir[4].

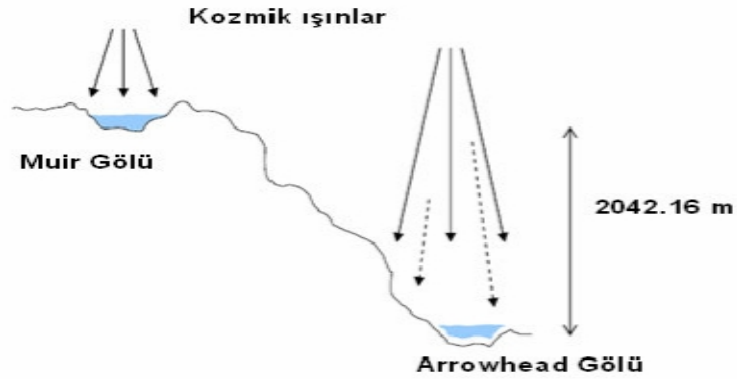
Çizelge 2.1 Temel parçacıkların yarı ömürleri[4].

Tip	İsim	Sembol	Kütle (MeV/c ²)	Yarı ömür
Lepton	Elektron/Pozitron	e^- / e^+	0,511	$> 4.6 \times 10^{20}$ yıl
	Müon /Antimüon	μ^- / μ^+	105,6	2.2×10^{-6} saniye
	Tau/Antitau	τ^- / τ^+	1777	291×10^{-15} saniye
Mezon	Nötral Pion	π^0	135	8.4×10^{-17} saniye
	Yüklü Pion	π^- / π^+	139,6	$2,6 \times 10^{-8}$ saniye
Baryon	Proton/ Antiproton	p^+ / p^-	938,2	$> 10^{29}$ yıl
	Nötron /Antinötron	n / \bar{n}	939,6	885,7 saniye
Bozon	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[5].



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 (3,657m) ve Arrowhead (1,524m) göllerinde teleskoplarla detaylı çalışmalar yaptı. Teleskopları iki gölün farklı derinliklerine yerleştirerek iyonizasyon değişimlerini gözlemledi[6].



Şekil 2.3 Milikan’ın Muir ve Arrowhead göllerindeki deneyleri[6].

Eğer Şekil 2.3'teki 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 değil de yukarıdan geldiğini doğrulayacak şekilde gölün artan derinliklerinde elde edildi. İyonizasyonun sürekli devam ettiğini gözlemledi ve ışınların gamma ışınlarından 18 kat fazla enerjiye sahip olduğunu fark etti. Bu iyonize ışınları "kozmetik" adını veren Millikan oldu[6].

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 oluştururlar. Lityum, Berilyum ve Bor ise ikincillerdendirler[7].

2.2.1 Birincil Kozmik Işınlar

Birincil kozmik ışınlar astrofiziksel kaynaklarda meydana gelen oldukça yüksek enerjili parçacıklardır ve evren boyunca dışa doğru yayılırlar. Genelde pozitif yük ile baskındırlar. Bu baskınlığın \approx % 98'i 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 güçleri yetmez[8].

Yüksek enerjili parçacıkların ve protonların birçoğu çekim etkisi ile değişik yollarla üretilebilirler. Aktif galaktik çekirdekler ve ikili kaynakların katkısıyla, sürekli olarak bol

miktarda enerji salınır, gravitasyonel potansiyel enerji yüzeyde ışığa dönüştürülen kinetik enerjiye dönüştürülecektir. Alternatif olarak, farklı olaylarda uzay boyunca dışa doğru gezinen bol miktarda parçacık meydana gelir. Meydana gelen kozmik ışınlar, daha sonra radyo galaksileri ve süpernovada var olan şoklarla hızlandırılmaktadır[8].

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'e kadar akıyı $N(E).dE = k.E^{-\gamma}.dE \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{GeV}^{-1}$ ' 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 $\gamma = 2.1$ 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[9]. 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[1].

2.2.2 İkincil kozmik ışınlar

İkincil kozmik ışınlar birincil kozmik ışınların geçtikleri ortamda bulunan birincil ya da ikincil kozmik ışınlarla etkileşimi yoluyla üretilmektedir. İkincil parçacıklar, bir protonun oksijen veya nitrojen molekülleri ile etkileşmesiyle genelde atmosferde üretilmektedir. Bu etkileşimlerde, foto nükleer 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[3,5].

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

Yüklü pionlar, $\approx 2,5 \cdot 10^{-2}$ μsn yarı ömre sahiptir ve bu yüzden çok yüksek enerjili olanları dışında atmosferde çabucak bozunmaktadırlar[8]. İki yüklü pion, müonlara ve müon nötrinolarına bozunur. Gözlenen birçok müonun deniz seviyesinde bulunması çok önemlidir. Yüksek atmosferde üretilen müonlar, Rölativistik olarak gezinen parçacıklar için $t \approx 50$ μsn olan sürede yüzeye ulaşmak için 15 km kadar gezinmek zorundadır. Müon yarı ömrü t olarak 2 μsn civarında olduğundan bundan çok daha düşüktür. $\gamma = 25$ de bir müon 2,6 GeV/c üzerinde çok az momentuma sahiptir[5,9].

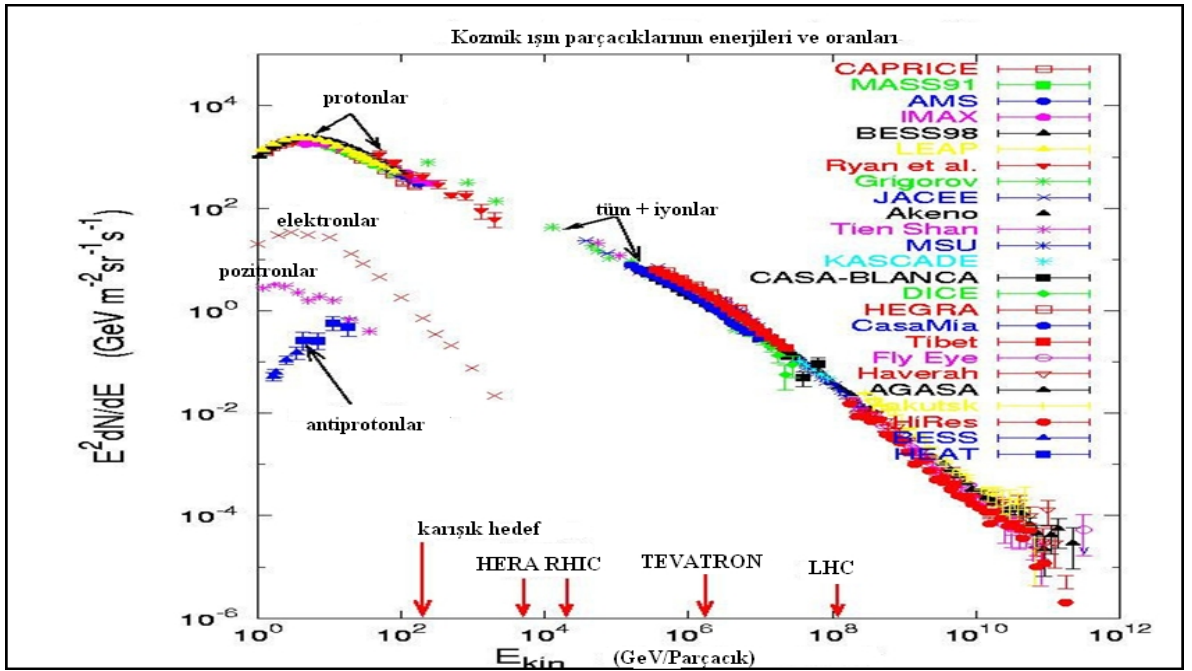
Bu momentum, müonun dünyaya doğru ilerlerken atmosfer ile etkileşmesi esnasında kayıp enerji ve momentum bir müona gerekli küçüklüktedir. 2,4 GeV/c momentumda meydana gelen müon bir vakumda 15 km bozunma uzunluğuna sahip olabilir, fakat atmosfer boyunca enerji kayıpları 8,7 km için indirgenir. Tipik bir müon, başlangıç enerjisine bağlı olarak yer seviyesine ulaşmadan önce iyonizasyon yoluyla ≈ 2 GeV enerji kaybeder[1,9].

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.

2.2.3 Uzayda Kozmik Işıklar

Kozmik ışıqları birincil ve ikincil olmak üzere karakterize ediyoruz, birincil olanlar astrofiziksel kaynaklarda meydana gelen orijinal 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 2.4’de kozmik ışıkların ana bileşenlerinin enerji spektrumunu gösterir.

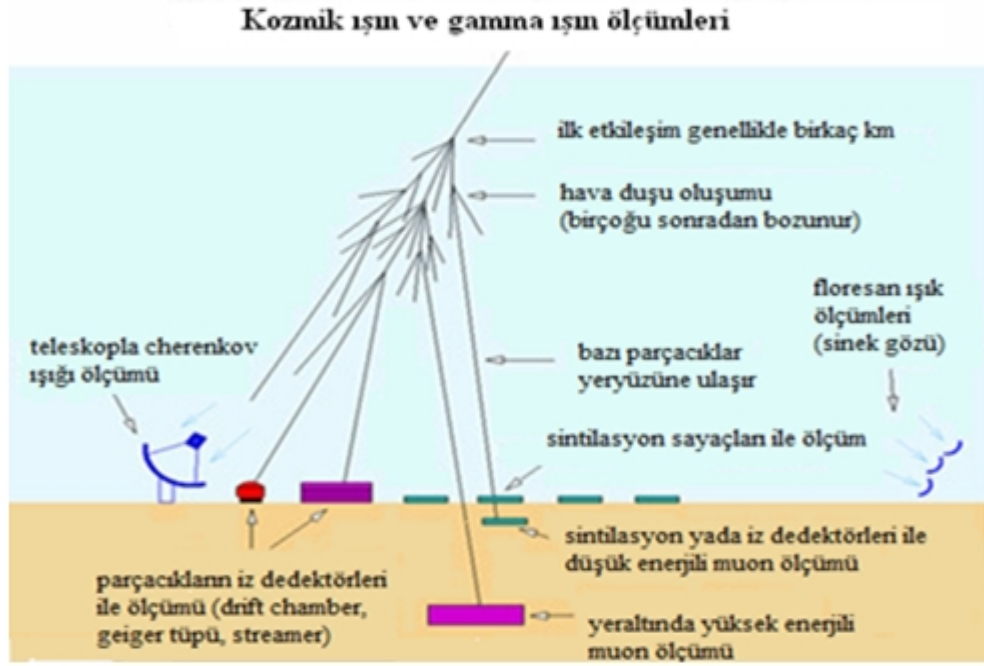


Şekil 2.4 Tipik enerjilerde birincil kozmik ışıkların enerji spektrumu[12].

Dünya, güneş ve manyetik alanıyla biraz çevrelenmiştir. Dünya atmosferinin üst tabakalarına ulaşan 10GeV altında birincil parçacık akısında azalma vardır[11]. Şekil 2.4 '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.

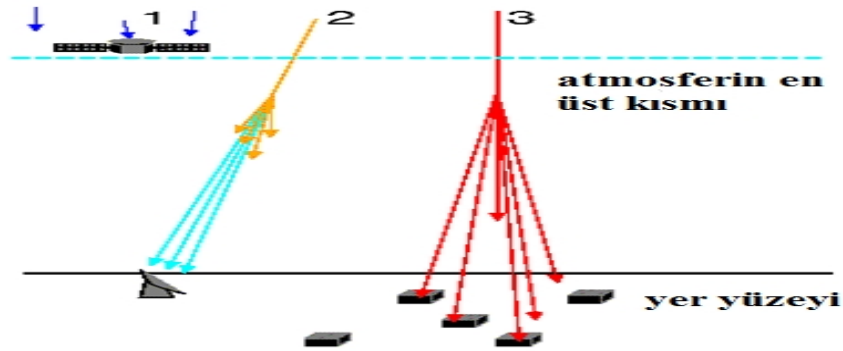
2.2.4 Atmosferde kozmik ışınlar

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[11].



Şekil 2.5 Kozmik ışınları tespit etmek için kullanılan değişik teknikler [13].

Yapılan deneyler yüksekliğe ve ışınların özelliklerine bağlı olarak farklı mevkilerde ve farklı cihazlar kullanılarak yapılmaktadır. Şekil 2.5 ve Şekil 2.6 değişik ölçüm tekniklerini göstermektedir.



Şekil 2.6 Üç farklı kozmik ışın ölçüm şekli

2.3 Yüksek Enerjili Fotonlar ve Nötrinolar

Yüklü parçacıklar dış manyetik alanlardan etkilendikleri için iyi birer bilgi taşıyıcı değillerdir geçmişleri ve kaynakları hakkında bilgi sağlamazlar bundan dolayı elektriksel olarak bu alanlardan etkilenmeyen nötr parçacıklar gereklidir. Buna en iyi adaylar bildiğimiz var olan foton ve nötrinolardır. Nötr parçacıkların yüklü parçacıkların ürünü oldukları ve herhangi bir hızlandırma mekanizmasından geçmedikleri düşünülmektedir. Tüm bu özellikleri ile fotonlar kozmik bilgi sağlayıcılar olarak birçok avantaja sahiptirler. Kararlıdır, doğaldır ve geniş bir enerji aralığında kolayca takip edilebilirler izlenebilirler. Astrofiziksel özellikler açısından bazı dezavantajları da vardır. Yıldızın merkezinden çıkan aktif galaktik çekirdek (AGN) ve sıcak, yoğunluk bölgesi direkt olarak bulunamaz. Bununla beraber yüksek enerjili fotonlar kaynaklarından bilgi taşıyamazlar, çünkü bize ulaşmadan önce kendi galaksilerinde 2.7^0 K'lık mikro dalga fotonlar ile etkileşerek elektron çiftlerini oluştururlar. Bu yüksek enerjili (>10 TeV) γ ışınlarının 100 Mpc (megaparsec)'dan daha büyük mesafeleri kat etmeleri olasılığını yok eder. Parçacıklar temelde leptonik ve hadronik diye adlandırılan iki model ile astrofiziksel objeler tarafından hızlandırılırlar. Elektronlar hızlandırıldığında leptonik model tercih edilir, protonlar hızlandırıldığında hadronik model tercih edilir. Yüksek enerjili fotonlar hem hadronik hem de leptonik modellerde oluşmalarına rağmen nötrinolar sadece hadronik hızlandırılmalarda ortaya çıkar. Hızlandırılmış fotonlar çevrelerindeki kozmik ışın yayılımıyla ağırlıklı olarak fotonlarla rezonans aracılığıyla etkileşirler.[48]

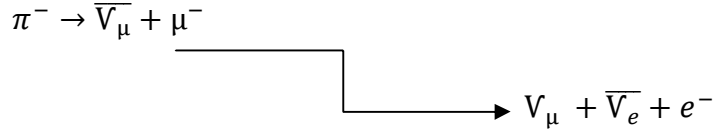
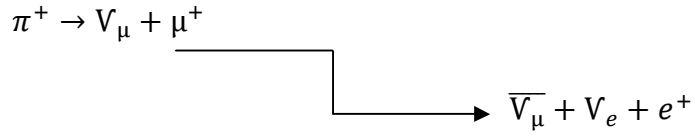
$$p + \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^0 + p$$

$$p + \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^+ + n$$

Protonlar ayrıca çevredeki protonlar, nötronlar ve çekirdeklerle nötral ve yüklü mezonların oluşumuna hız verecek şekilde etkileşirler. Işın kaynağı ve nötrinolar arasındaki ilişki mezon bozunma kanalıdır. Süreçle birlikte mezonlar iki fotona bozunur.

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

Yüklü mezonlar müonlara ve onların nötrinolarına bozunurken ki süreç aşağıda gösterilmiştir.



Kozmik ışın oluşturan bu mekanizma yüksek enerjili foton ve nötrinolar da üretebilir. Işınlarda nötrino kaynağı için adaydırlar. Çünkü ışın hesaplamaları temel kozmik ışınlar hakkında bilgi verir ve beklenen nötrino eşine sınırlama koyar. nötrinolar, ışınlar ve kozmik ışınlar arasındaki bu bağlantı dış galaksi kaynaklı beklenen nötrino eş'inin üst sınırlarını koyar. Bundan dolayı nötrino enerji oluşum oranı hiçbir zaman yüksek enerjili foton oluşum enerjisini geçemeyecektir.[48]

2.4 Galaktik Nötrinoların Kaynakları

Nötrinolar elektriksel olarak yüksüzdürler (nötr) ve kararlıdır, bu özelliklerinden dolayı galaktik manyetik alanlardan etkilenmezler, dolayısıyla kozmik ışınların kaynaklarının tespit edilmesinde en uygun adaydırlar.

Süpernova Remnants (SNRs), Pulsar-Wind Nebulae (PWNe) ve Micro-quasarlar parçacıkları ez az 3.10^{15} eV 'lık enerjilere hızlandırır. Kozmik ışın spektrumun diz (knee) bölgesi de mevcuttur, göreceli olarak dünyaya daha yakındır. Bu galaksi dışı ray burst, Aktive Galaktik Nuclei (AGN) ve starburst veya nötrino fabrikası gibi kaynaklardan gelir. Aşağıda önemli galaktik kaynaklara yer verilmektedir.

2.4.1 Süpernova Kalıntıları (SNRs)

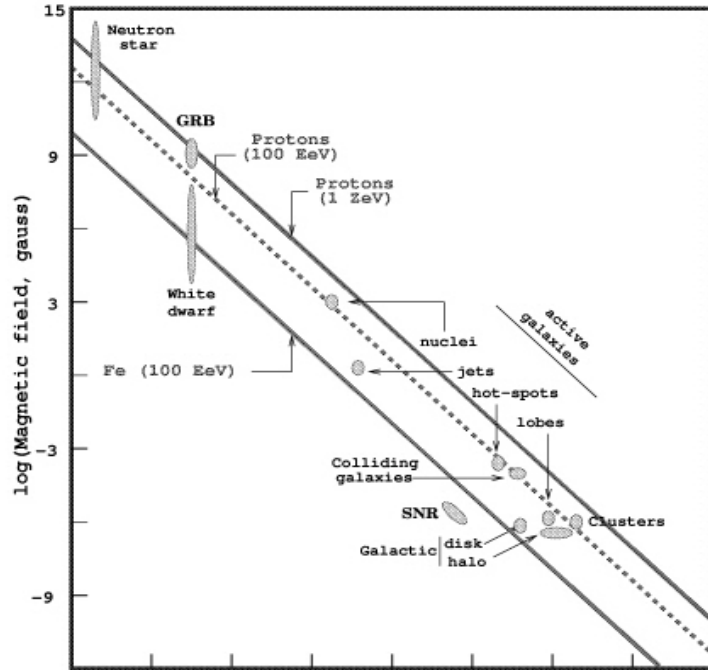
Yıldızlar ömürlerini tamamlayıp yakıt olarak kullandıkları genellikle hidrojeni tükenerek Helyum a dönüştüğünde çeşitli şekillerde ölürler. Ölüm şeklini belirleyen en önemli kriter yıldızın kütlesidir. Kütlesi, bizim Güneşimizden küçük yıldızlar kütle çekim etkisi ile yavaş yavaş çökerler ve Kahverengi veya Siyah Cüce ye dönüşürler.

Kütlesi: 1 Güneş < Yıldızlar < 5 Güneş arası yıldızlar çekirdek çökmesi ile Beyaz Cüce ye dönüşürler. Kütlesi: 5 Güneş < Yıldızlar < 15 Güneş arası yıldızlar hızlı çekirdek çökmesi ile Nötron yıldızına dönüşürler. Kütlesi: 15 Güneş < Yıldızlar çok hızlı çekirdek çökmesi İle Kara Delik'e dönüşürler.

Büyük kütleli yıldızlar ömürlerini tamamladıkları zaman çekirdekleri yoğunlaşıp çökerken, yıldızın bir kısmı dışarı doğru şiddetle patlarlar. Patlama esnasında saniyede 10.000 km'lik hıza ulaşırlar. Böyle bir patlamanın gözlemlenebilir etkilerine süpernova denir. Örneğin bizim güneşimiz ömrünü tamamladığında önce kırmızı dev evresine girecek. Bu

esnada Güneşin hacmi büyüyerek Merkür, Venüs ve Dünyayı yutacak. Dünya bu aşmada güneş alevlerinin içinde kalacak Kırmızı Dev evresi sırasında Güneş çekirdeğinde demir üretiminin ardından, Demirin yanması ile çekirdek kısmı çökecek. Sonuçta sıcaklık milyarlarca dereceye yükselecek. Eğer demir çekirdek çok yoğun bir hal alırsa bu durumda elektronlar çok yüksek enerjilere ulaşarak atomik çekirdeğin içine girerler.

Proton ve elektronlar birlikte "Nötron Drip" adı verilen süreçle nötron ve nötrinoları oluştururlar. Elektronlar kaybolduğundan ve elektron dejenerasyon basıncı bulunmaz ve çekirdek içe doğru büzülür. Nötrinolar madde ve enerjiyi dışarıya taşıyarak dağılırlar. Çok kısa bir zaman içerisinde çok büyük miktarda enerji salınır. Yıldızın parlaklığını çok hızlı artar. Bir süpernovanın parlaklığı bir galaksinin parlaklığına ulaşabilir. En sonunda çekirdek, çok yoğun bir kalıntı haline gelirken, yıldızın geriye kalan kısmı uzaya dağılır ve Süpernova Kalıntısı haline gelerek evrenin en güzel ve en Renkli görüntülerini oluştururlar. Aşağıdaki şekil 2.7 de olası kaynaklar gösterilmektedir



Şekil 2.7 Olası UHECR kaynakları Hillas Diyagramı [47]

2.4.2 Pulsar Rüzgâr Nebulası (PWNe)

Pulsarlar, içinde buldukları nebulaların çekirdeği ve kalbi hükmünde oldukları kadar, kalp atışları gibi muntazam fasıllarla (ritimlerle) uzaya radyo dalgaları gönderen nötron yıldızlarıdır. Kendi etrafında yüksek hızlarla dönen nötron yıldızı kutuplarından uzaya doğru çok yüksek hızlarda parçacık saçar. Bu şekilde belli aralıklarla elektromanyetik ışınım yapan nötron yıldızlarına pulsar adı verilir. Manyetik kutuplardan çıkan bu ışınım (darbe) görüş çizgimizi kestiği sürece pulsar dünyadan gözlemlenebilir. Yani ışınım süreklidir ancak bu ışınım dünyadan kesik kesik izlenebildiği için cisim bize periyodik elektromanyetik ışınımlar yapan bir kaynak gibi görünür. Buna deniz feneri etkisi denmektedir. Ne var ki her nötron yıldızı pulsar olamayabileceği gibi her pulsarda dünyadan gözlemlenemez.

İlk gözlemlenen pulsar, Tilkicik takımyıldızının ortasında bulunmakta ve her 1,3 saniyede nabız atışları gibi radyo dalgaları yaymaktaydı.

Bazı pulsarlar, radyo dalgalarından başka ışık, kızılötesi ve morötesi ışınlarda yaymaktadırlar. Pulsarın kendi etrafındaki dönüş hızı oldukça yüksektir. Bazıları kendi etrafında saniyede 1000 (bin) devir yapar. 20 km çapındaki bir pulsarın ekvator yüzeyinde bu dönüş hızı saniyede 62.800, dakikada 3.768.000, saatte ise 226.000.000 kilometreyi bulmaktadır.

2.4.3 Microquasar

Quasarlar çok uzak olan ve çok kuvvetli radyo dalgaları yayan yıldızsı yapılardır. Bunların nispeten küçük olan olanlarına microquasar denilmektedir.

Aynı karakteristik özelliklere sahiptirler. Genellikle kara delik ya da nötron yıldızından kaynaklanan güçlü ve değişken radyo yayılımına sahiptir. Quasarda kaynak kütle güneşin

birkaç milyon katı iken mikroquasarlarda bu sadece birkaç kattır. Rölativistik jetlerin araştırılmasında mikroquasarlar çok önemlidirler. Jetler radyo dalga boylarında izlenebilen hızlandırıcı radyasyonunu oluştururlar. Nötrino kaynağı adaylığında en iyisi kararlı microquasar olan SS-443 ve GX-339-4 dir[14].

2.5 Galaksi Dışı Nötrino Kaynakları

Enerji spektrumları topuk (ankle)'nin üzerinde olan yüksek enerjili kozmik ışınlar genellikle galaksi dışı kaynaklıdır. Ultra yüksek enerjili kozmik ışın akısı galaksi dışı yüksek enerjili nötrino yoğunluğuna bir üst sınır koyar. Waxman-Bachal Üst limiti [15, 16] olarak adlandırılan bu limit galaksi dışı akının 1TeV ile 1PeV aralığında gözlenmesini gerektirir[17]. Yüksek enerjili kozmik ışınların en iyi kaynağı olan aktif galaktik çekirdek ve gamma ışın patlaması aynı zamanda izlenebilir nötrino kaynaklarıdır. Galaksi dışı nötrino kaynaklarını izlemek için km alanlı nötrino teleskopu inşa edilmelidir. Galaksi dışı nötrino kaynaklarının varlığını ispatlamanın diğer bir yöntemi de tüm gökyüzündeki kümülâtif akıyı hesaplamaktır. Yön bilgisi yoktur bu yüksek enerjili nötrinoların akısını izlemenin yolu, kozmik ışınların atmosfer ile etkileşimi sonucu oluşan atmosferik nötrinoların arka planının (background) enerji spektrumunda yüksek enerji olayına bakmaktır.

2.5.1 Etkin çekirdekli galaksi (AGN)

Evrende bilinen en parlak kaynak Etkin çekirdek galaksisidir Etkin çekirdek galaksilerin hepsi merkezlerinde bir kara delik bulundururlar. Kara deliğin dönme hareketinden bir yığılma diski oluşur yığılma diskindeki materyaller çok büyük enerjilere kadar ısınır ve bu yüksek enerjili radyasyon ve maddeler jetler halinde diskin x ekseni boyunca uzaya yayılırlar. Bu gözlemci ile aynı yönde olduğunda blazar adı verilen bir parlaklık oluşturur. Blazarlar en yüksek enerjili kozmik ışın kaynağı olarak bilinirler[18].

2.5.2 Gama-ışın patlaması (GRBs)

Gama-ışın patlamaları (GIP), önceden öngörülemeyen zamanlarda ve uzay konumlarında, oldukça kısa süreler (0.1-100 s) içinde meydana gelen Gama Işın Patlamaları (GIP), çoğunlukla yüksek enerjili ($\geq 100\text{KeV}$) fotonların atımlarıyla oluşan patlama olaylarıdır. Patlamaların kaynağı olarak iki ayrı görüş vardır, dev bir yıldızın çökmesi hipernova, ya da iki nötron yıldızının birbiriyle kaynaşması. Bu patlamalar, enerji içeriği itibarıyla (10^{45} - 10^{47} joule) şu ana kadar Büyük Patlamadan sonra en büyük enerji salma olayı olarak kabul edilmektedirler (bir megatonluk nükleer patlamanın 10^{15} J olduğunu hatırlatalım). Evrendeki çok uzak gökadalarda meydana gelen bu patlamalarda, enerjinin büyük kısmı gama ışınlarıyla yayılır Bu düzeydeki enerjilerin ya çok büyük kütleli yıldızlardan, atarcılardan ya da bileşeni nötron veya kara delik olan çift yıldızlardan gelebileceği bilinmektedir. Örneğin, GRB 011121 isimli gök cismi büyük kütleli bir yıldızın süpernova olarak patlamasıdır. Bir birine çekimsel olarak bağlı iki yıldızın oluşturduğu bir çift yıldız sisteminde bileşen yıldızlardan birinin kütlesi Güneş'e göre çok büyük ise bu bileşen yıldız öldüğünde arkasında ya nötron yıldızı ya da bir kara delik bırakır. Bu aşamadan sonra çift sistemdeki bu iki cisim zamanla birbirlerine yaklaşma yönünde sarmal hareketler çizerek birleşip tek bir cisim (bir kara delik) oluşturabilirler. Böyle bir kara deliğin oluşması inanılmaz enerji açığa çıkarır ve Dünyadan bu enerji gama-ışın patlaması olarak gözlenir.[19,20]

3. MATERYAL ve YÖNTEM

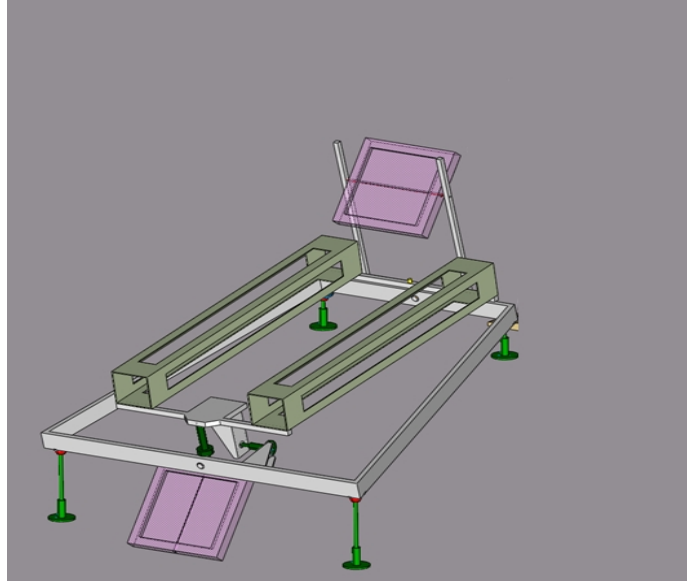
3.1 Detektörün Yapısı

Ana detektör iki sintilatör çifti, iki foto çoğaltıcı tüp ve elektronik kısımdan meydana gelmektedir. Foto çoğaltıcılar optik bir bağlantı ile sintilatörlere bağlanmıştır. Kullanılan optik bağlantı bir nevi ışık yolu (light guide) vazifesi görerek en az kayıpla sintilatörden elde edilen ışığı foto çoğaltıcıya ulaştırır. Detektör yapısı itibariyle çok değişkendir. Bu özellik detektör için büyük bir avantajdır. Bu avantajdan faydalanılarak detektör her açıya ayarlanabilmekte ve oluşturulan kule bileşenleri değişik mesafelere ayrılıp konabilmektedir.

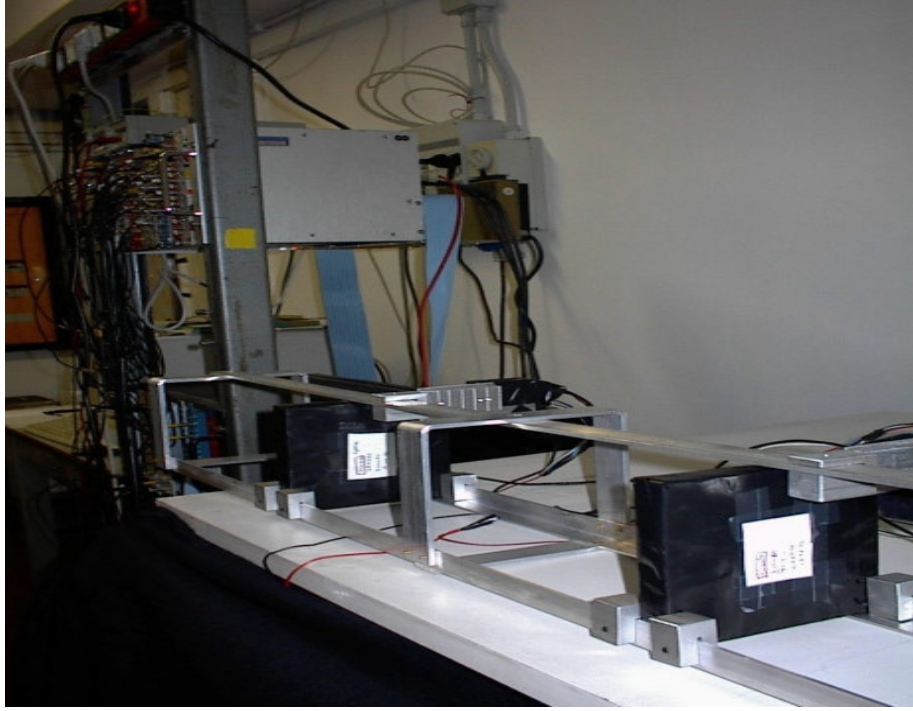
Deneysel uygulama için modül tek parçacıkları kavramak ve parçacığın hareket yönünü (yukarı-aşağı) belirlemek ve izlenen açıları hesaplamak üzere tasarlanmıştır. Her biri arasında 160cm mesafe bulunan iki levha halinde (20cmx20cm, 1.4cm kalınlık) tower denilen iki çift sintilatör sayaç kullanır. Her levha, düşük voltajlı R5783 Hamamatsu foto çoğaltıcı (PMT) ile okunur, her bir levha PMT'leride içeren bir PVC kutu içerisine koyulmuştur. Bu PMT uçuş zamanı TOF hassasiyeti için çok iyi zaman çözünürlüğüne sahiptir(≈ 400 ps). Kendi Cockroft-Walton yüksek voltaj jeneratörünü içerir ve çok az güç tüketir. Bu da sistemi güneş panelleri yada rüzgar tribünü gibi yenilenebilir enerji ile çalıştırmayı mümkün kılar. Büyük alanlardaki tek modüller için çok önemli bir avantajdır. [21,22]

İki tane PMT, düzeneğin eksenini belirleyecek şekilde, bir metal yapıya tutturulmuştur. Tek bir tower'in katı açısı yaklaşık 1.4×10^{-2} sr dir ve eksen etrafında zenith açısı oranı $\pm 7.5^\circ$ dir. Geometrisel akseptansı $5.1 \text{ cm}^2\text{sr}$ 'dir. 1 ns'lik uçuş zamanı çözünürlüğü ile herhangi bir zirhlamaya, perdelemeye gerek duymadan dikey hava duşlarını devre dışı bırakmak mümkündür. Detektörde aşağı ve yukarı giden parçacıkları ihmal edilebilecek bir iç

kirlilikle ayırabiliriz. Katı açının kapsamını arttırmak için eksenleri paralel aralarında yaklaşık 60cm bulunan iki tower inşa edildi. Bu akseptansı (açı algılama kapasitesini) azimuthal açıya göre $\pm 20^\circ$ ye çıkardı, rapor edilen katı açı faktör 3 ile arttı. Bu, hedefleri az rastlanır olaylar (i.e. UHE nörono akısı gibi) olan büyük düzenekler için önemlidir. Günümüzde DAQ, MATACQ sistemini kullanan dalga formu örneğine dayanır. Bu sintilatör dalga formunu, $2.5\mu\text{s}$ pencereyi kapsayacak şekilde, 1GS/s de sayısallaştırıyor[6]. MATACQ izin yönünü tanımlayan bir dış sinyal ile tetiklenir. Uçuş zamanı TOF parçacığın yukarıyı aşağıyı hareket ettiğini belirlemek için foto çoğaltıcının sinyal biçime dayanan bir algoritma kullanır. Bu modül yukarı hareket eden duşların takibinde verimli olması için dik bir dağ yamacına konumlandırılmak üzere dizayn edildi.[23,24]. Aşağıdaki şekil ve resimler dedektörün portatifiğini ve dedektörün kendisini göstermektedir.



Şekil 3.1 Detektörün şematik gösterimi. Levhalar ve elektronik kutu ve kablosuz bağlantılar gösterilmemiştir [24].



Resim 3.1 Detektörün kısımları



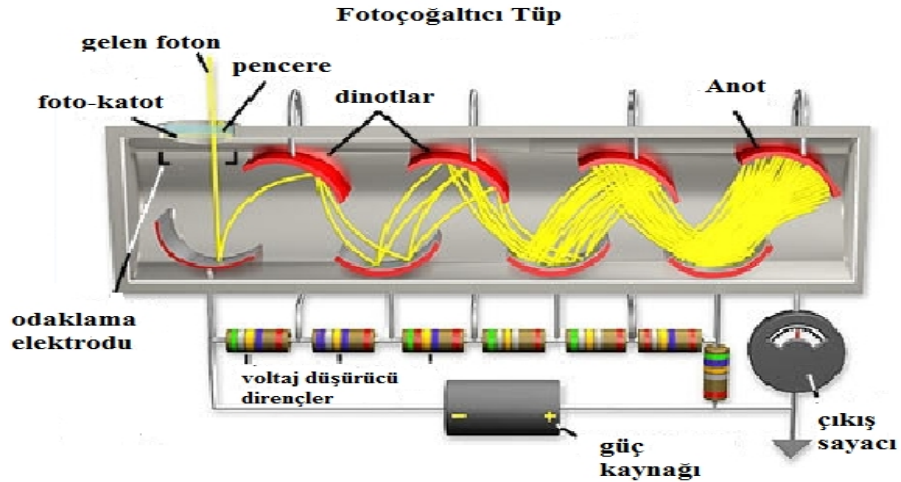
Resim 3.2 Kullandığımız prototip ve alt sistemleri

3.2 Detektör Bileşenlerinin Tanımlanması ve Özellikleri

3.2.1 Foto Çoğaltıcı Tüpler

Bu detektör düzeneğinde Hamamatsu H5783 model tüpler kullanılmıştır. Bu tüpler ultraviyole, görünür ve yakın kızılötesi bölgedeki ışığa duyarlı detektörlerdir. Bu detektörler gelen ışığı yaklaşık 10^7 katı artırarak son ucunda bulunan anot kutbunda bir akım meydana getirirler. Yüksek kazanç, 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[25].

Şekil 3.2’de Fotoçoğaltıcı bir tüpün çalışma düzeneği gösterilmiştir. Foto çoğaltıcılar, cam ile çevrilen bir vakum tüpe yerleştirilmiş, bir anot ve birkaç dinotlardan oluşan zincir şeklinde bir devredir. Gelen kozmik ışın camdan içeri nüfuz ederek foto katoda çarpar ve fotoelektrik etkiyle oradan foto elektron koparır.



Şekil 3.2 Fotoçoğaltıcı bir tüpün çalışma prensibi [32].

Her bir dinota bir öncekine göre daha fazla gerilim uygulanarak oluşturulmuştur. Bu yukarıdaki şekilde gösterilmiştir. Foto katottan gelen foto elektronlar elektrik alan etkisi altında hızlandırılarak dinot zincirinde hareket eder. Sonuç olarak anoda ortalama 10^6 - 10^8 oranında çoğaltılmış elektronlardan bir elektrik ulaşır[25,26,27].

3.2.1.1 Dinotlar

Yayınlanan foto elektronlar dinot düzeneği boyunca hızlandırılır. Her bir dinot artışı ikincil emülsiyon faktörü, δ , olarak belirlenmektedir. Eğer toplam N adet fotoelektron varsa bu faktör δ^N olacaktır. Bu kazanç genelde 10^7 kadardır. Bununla birlikte, her bir dinot arasında δ değerindeki herhangi bir küçük dalgalanma tam artışta bir büyük değişim sonuçlandırır. Bunun anlamı, her bir PMT için genel karakteristikler bireysel olarak ölçülmüş olmak zorundadır.

Dinot malzemeleri genelde yarı iletkenler ve yalıtkanlardan yapılmıştır. Yine de, foto katottan farklı olarak, dinotlar, 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 ya da toprak alkali metal karışımı oluşturarak yapılabilir. İyi bir dinot 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 gürültü

3.2.1.2 Foto Katot

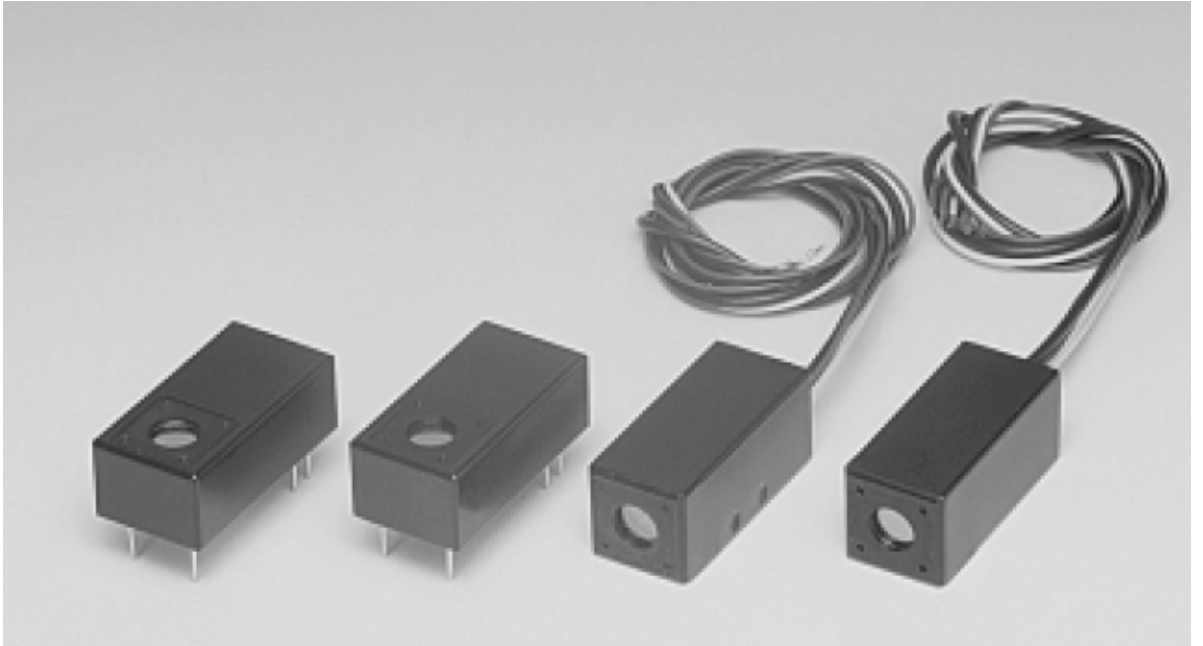
Foto katot, gelen ışığı fotoelektrik etki ile bir elektron akımına dönüştürür. Einstein'nın fotoelektrik formülü

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

burada; E yayınlanan elektronun kinetik enerjisidir, ν gelen fotonun frekansıdır ve Φ 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 kuantum verimi ile açıklanır, $\eta(\lambda)$

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

burada; λ , gelen ışığın dalga boyudur[28].



Resim 3.3 Hamamatsu H serisi foto çoğaltıcı tüpler

Resim 3.3’de gösterilen Hamamatsu H serisi foto çoğaltıcı tüpler, yüksek voltaj güç kaynağı devresi ve metal paket ambalajlı fotosensör modüllerdir. Metal paket PMT’ler; foto-diyotlara, yüksek-hız cevaplama, geniş dinamik bölge, yüksek kazanç 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 : +11,5V ile 15,5V
- Max. Giriş Akımı: 9mA
- Max. Çıkış sinyal Akımı: 100 μ A
- Max. Karanlık akım: 2nA
- Kazanç: min 7.5×10^5 - 1.0×10^6
- Ağırlık: 80 gr

3.2.2 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 yayılımı 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.

3.2.2.1 Organik Sintilatörler

Organik sintilatörler moleküler seviyede çalışırlar. Bunun anlamı yayınlanan ışık iyonizasyon radyasyonundan enerji soğrulmasını 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. Resim 3.4 te organik sintilatör gösterilmektedir.

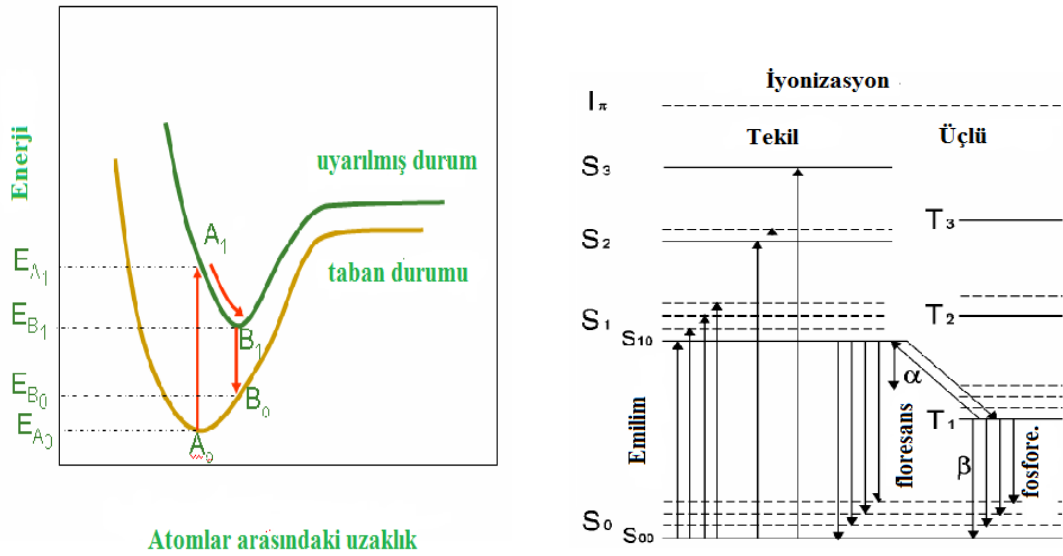


Resim 3.4 Kuraray organik sintilatör

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 [29,30].

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



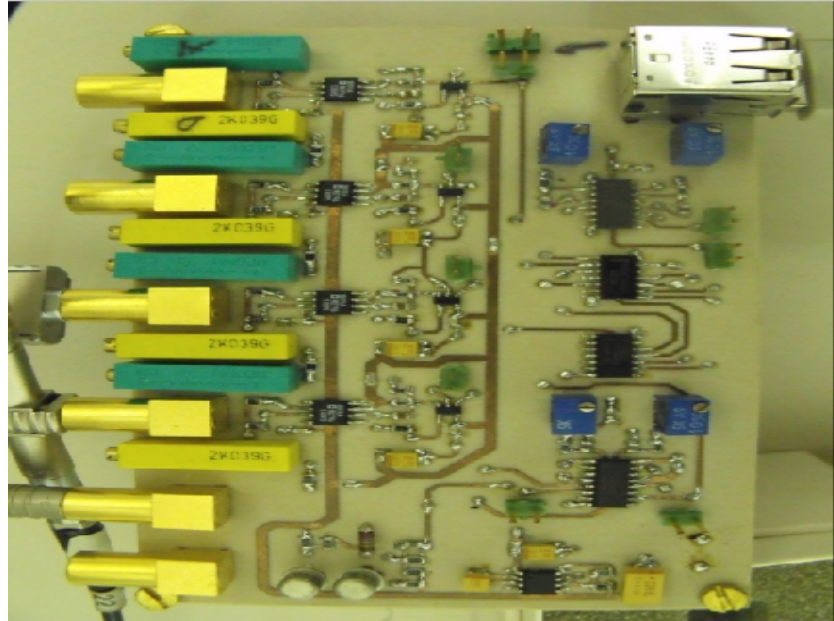
Şekil 3.3 Organik moleküllerde enerji seviyeler[16].

Yüklü bir parçacıktan gelen enerji soğrulur ve elektronu değişik enerji seviyelerine uyarır, tekli durumlar (spin=0) Şekil 3.3'te S1, S2, S3 olarak sınıflandırılmıştır.

Organik sintilatörler için, S0 ve S1 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 [31-35].

3.2.3 Trigger Board

Resim 3.4'te gösterilen trigger board Roma Üniversitesi /La Sapienza'da Prof. Maurizio Iori ve Giacomo Chiodi tarafından dizayn edildi. USB tarafından beslenen Düşük tüketimli bir karttır. Bir Max1673 125 mA ya kadar olan pozitif girişten düzenlenmiş negatif çıkış sağlar. Giriş aralığı 2V- 5.5V dir. Max 1673 ün özellikleri Çizelge 3.1'de verilmiştir. Boyutu Plaka üzerinde 7 cm ye 12 m dir. 4 Lemo 00 girişler ve 2 Lemo 00 çıkışlar (biri TTL ve diğeri NIM).



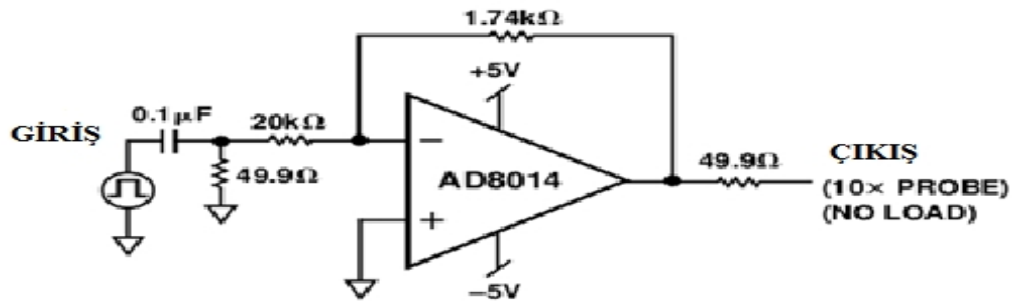
Resim 3.5 M. Iori ve G. Chiodi tarafından dizayn edilen Trigger Board [24]

Çizelge 3.1 Max1673 yük- pompa (charge-pump) dönüştürücünün karakteristiği[37].

Parametre	Min	Tip	Maks.	Birim
Giriş Voltaj Aralığı	2.0		5.5	V
Minimum Çıkış Akımı	-1.5			mA
Maksimum Çıkış Akımı	125			mA
Çıkış Voltajı	-2.90	-3.22	-3.15	V
Çalışma Sıcaklığı	-40°C to + 85°C			

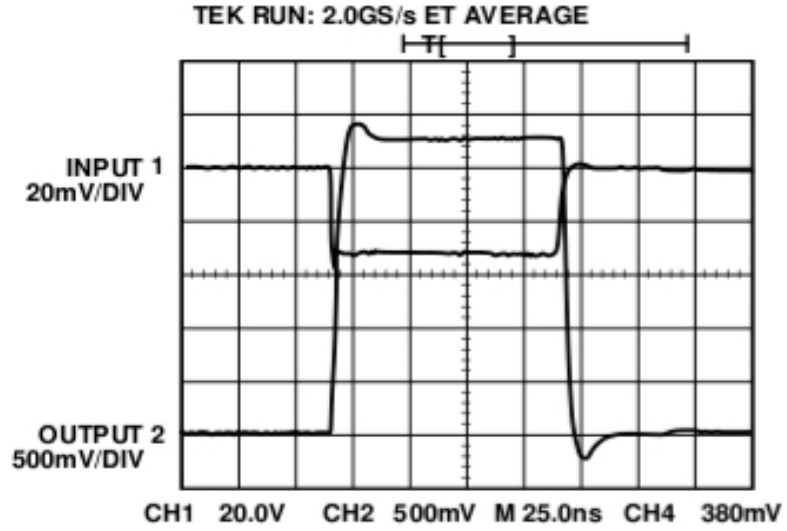
3.2.3.1 Kartın Çalışma Şekli

Her yükseltici foto çoğaltıcıdan gelen dört kanalın birinden sinyal alır, bu sinyalin içinde birkaç mV'luk kirlilikte söz konusudur. Her foto çoğaltıcı çıkışı ön yükseltici tarafından yükseltilmiş keskin bir pulsa (~50 ns) sahiptir. Ön yükselticiler detektörü ışık sızıntılarına karşı duyarsızlaştırmak için sadece Keskin sinyalleri yükseltirler. Şekil 3.4'te şematik olarak gösterilen devre, 240 MHz bant genişliğinde 2 kazanç ve düşük kirlilik sağlayan AD8014 pin SOIC yükseltici paketinin seçilmesine dayanmaktadır.



Şekil 3.4 Foto diyot ön yükseltici olarak AD8014

Oluşan puls Şekli 3.5’da gösterilmiştir.



Şekil 3.5 Puls şekli

Yükseltme 2k değerli direnç (yeşil) ile ayarlanabilir. AD8014’ün özellikleri Çizelge 3.2’te verilmiştir. Analog sinyalleri dijital sinyallere çevirmeli ve genellikle yükseltici kaynaklı olan çok düşük sinyalleri elemeliyiz. Bu iki durum, yükseltilmiş PMT sinyalini ayarlanabilir eşik voltajı ile karşılaştıran bir kıyaslayıcı kullanılarak çözülür.

Çizelge 3.2 AD 8014 ön yükselticinin karakteristiği [38]

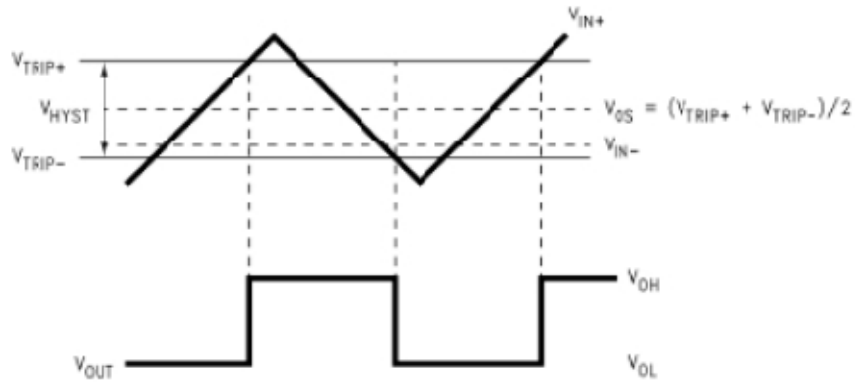
Parametreler
<ul style="list-style-type: none">• Düşük güç 5V'luk kaynak için 1.15 mA (max)• Yüksek hız 400 MHz, - 3 dB Bana genişliği (G=+1) 4000V/ μs yüksek miktar oranı• Hızlı ayaralanma zamanı 24 ns• +4.5 'dan 12.0 V ' a kadar kaynaklarla çalışır.• Çok düşük kirlilik 3.5 nV/ Hz ve 5 pA/ Hz G=+3 w / 500Ω'da toplam giriş kirliliği 5 nV/ Hz

Yükseltilmiş sinyal dönüştürülür ve Rail'den Raile çıkışıyla LMV7219 kıyaslayıcıya gönderilir. LMV7219 iç gecikmesi olan düşük güçlü, yüksek hızlı bir kıyaslayıcıdır. LMV7219 'un çalışma voltajı 2.7V'den 5.0V'a kadardır. Bu aygıt, 5V'luk akım kaynağında sadece 1.1 mA harcarken 7 ns'lik bir gecikme (delay) ilerlemesini başarır. Bir 2k direnci (sarı) eşik değerini ayarlar .LMV7219 kıyaslayıcının özellikleri aşağıdaki Çizelge 3.3'te verilmiştir.

Çizelge 3.3 LMV7219 yüksek hızlı kıyaslayıcının karakteristiği [39]

Parametreler
<ul style="list-style-type: none">• Düşük akım kaynağı: 1.1Ma• İlerleme gecikmesi: 7ns• Yüksek başlama ve bitiş zamanı: 1.3ns• 2.7V ve 5V'luk tek kaynak uygulamaları için idealdir.• İç gecikme temiz akım vermeyi sağlar.

Yüksek hızlı kıyaslayıcıların çoğu bir giriş voltajı kirlilikten dolayı bir diğer giriş voltajına çok yakın ya da eşit olduğunda kararsızlaşır. LMV7219' unda bu durum söz konusu değildir. Çünkü 7mV iç gecikme vardır. Bu biri artan giriş voltajı için diğeri azalan giriş voltajı için olmak üzere iki tane trip noktası oluşturur. Şekil 3.6'da gösterilmektedir.

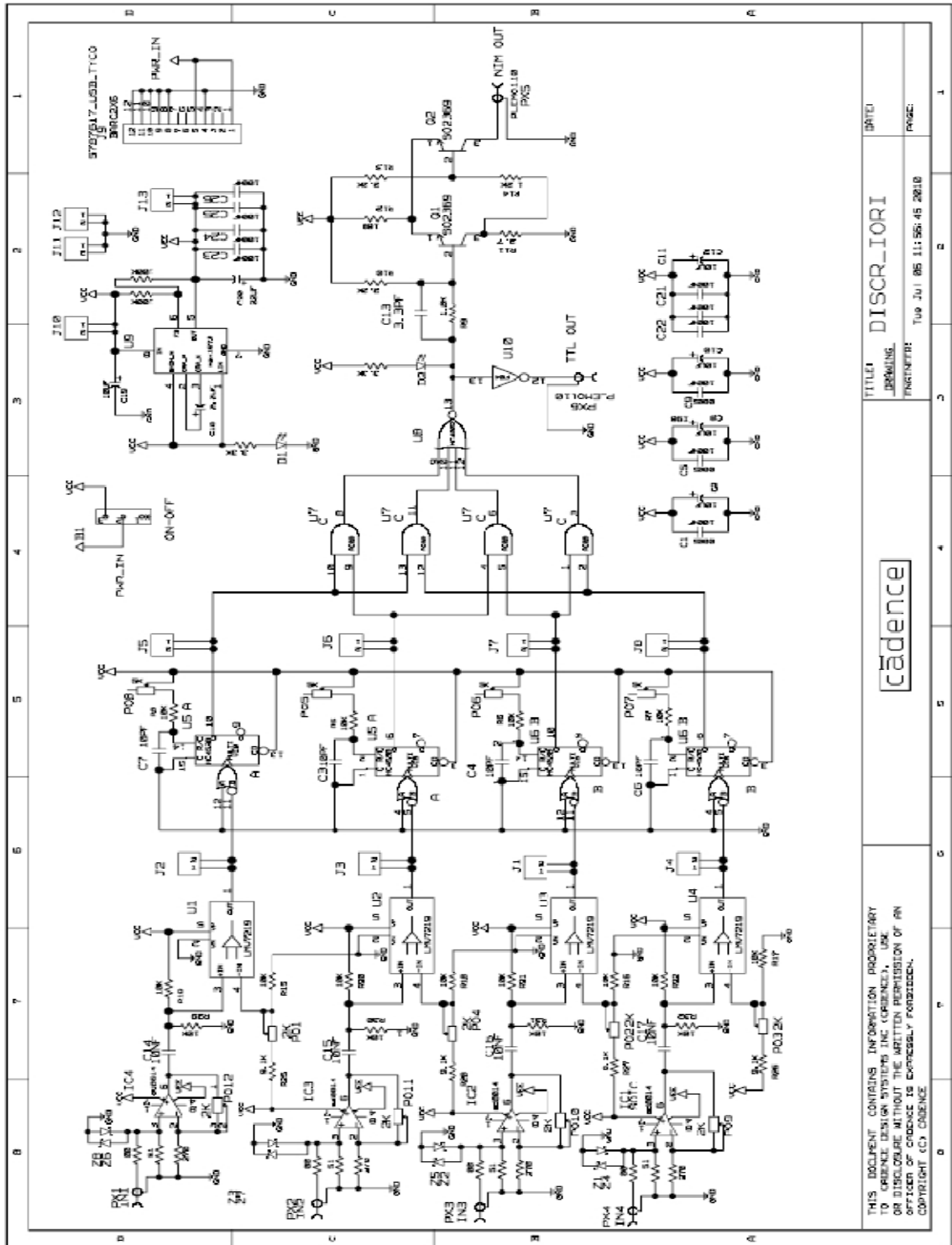


Şekil 3.6 Dönüştürülmemiş giriş değerleri ile giriş ve çıkış dalga formlar

Kıyaslayıcının giriş voltajları eşit olduğunda iç gecikme bir giriş voltajını diğerini geçmesi için zorlar. Kıyaslayıcıdaki pulsların süreleri çok kısa olduğundan bunları zaman olarak, tek durgun çoklu titreştirici HCT4538 kullanarak genişletiriz. Trigger çıkışı (TTL ve NIM) şimdi AND ve OR kapıları için giriştir. Bu dört giriş aygıtı çakışan sinyallerin çıkışlarını ikili kombinasyon olarak almamızı sağlar.(1 ve 2) ya da (3 ve 4) ya da (4 ve 1) ya da (2 ve 3) olarak.

Yukarda tanımlanan Diskriminatör kartta ön yükselticiden gelen çıkış voltajını, sayısal mantık tarafından Kıyaslayıcı (coincidence) biriminde kullanılabilecek TTL pulslarına dönüştürür. Eğer ön yükselticiden gelen sinyaller belli bir eşik voltajın üzerinde ise Diskriminatör + 5V'lik sinyal çıkarır. Aksi halde diskriminatör çıkışında voltaj sıfırdır.

Kıyaslayıcı birimi diskriminatörden gelen TTL sinyal çıkışını alır ve 100 ns genişletir. Her sintilatörden alınan iki puls AND ikili pulsuna gönderir. İkili AND çıktısı bir detektör için yüksekse bu dedektörde çakışık olay olduğunu gösterir. Yani detektörden kozmik bir parçacık geçmiştir.



THIS DOCUMENT CONTAINS INFORMATION PROPRIETARY TO ORIGIN DESIGN SYSTEMS INC (ORIGIN), USE OR DISCLOSE WITHOUT THE WRITTEN PERMISSION OF AN OFFICER OF ORIGIN IS EXPRESSLY FORBIDDEN. COPYRIGHT © ORIGIN

cadence

TITLE: DISCR_IORI
 DRAWING: TRIGGERTRIG
 DATE: Tue Jul 85 11:56:45 2010
 PAGE: 1

Şekil 3.7 Trigger kartın devre diyagramı

3.2.4 DRS (Domino Ring Sampler)

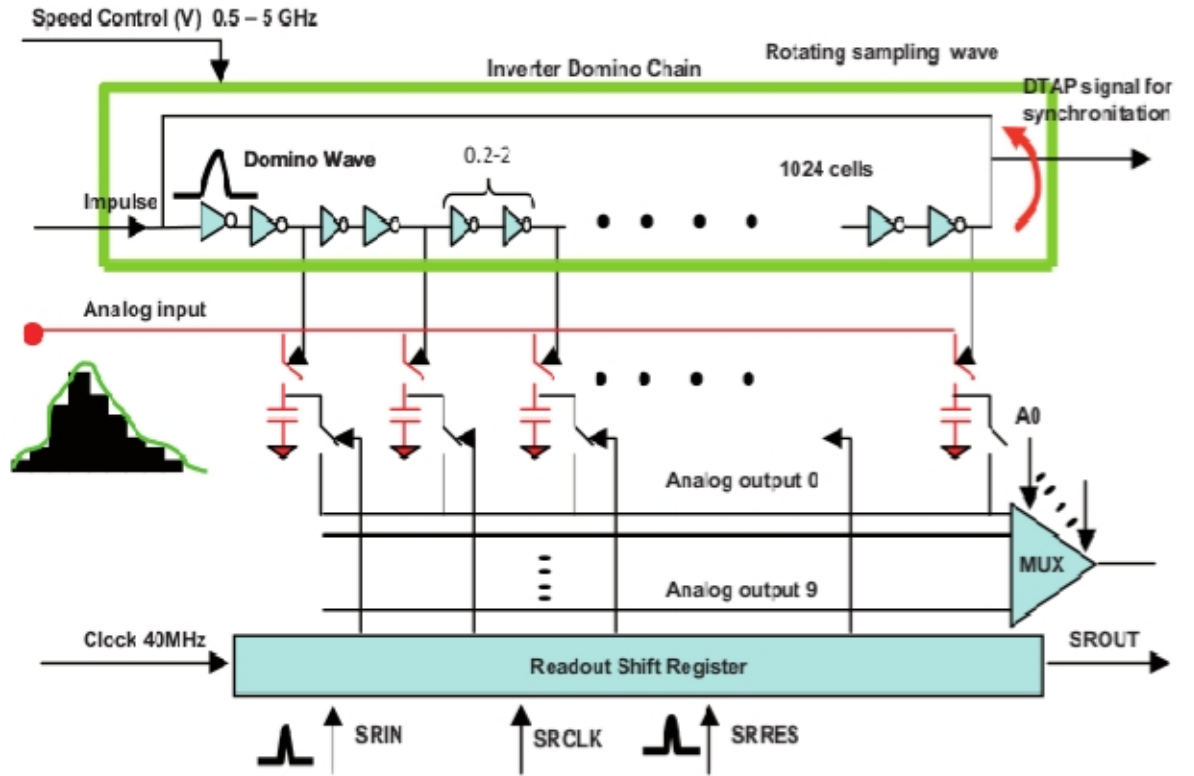
Dedektör prototipinin foto çoğaltıcısı yaklaşık 2ns FWHM genişliğinde hızlı sinyaller sağlar ve çıktı 2GSample/s'de çalışan FADC kullanır. Hızlı müon pulsları için 2GSample/s'lik FADC en az dört örnek nokta sağlar. Bu puls yapısını uygun bir şekilde yeniden oluşturulmasına olanak sağlar ve zaman bilgisine dayalı gelişmiş bir $e(\gamma)$ / hadron dağılımını verir.

3.2.4.1 Ayarlanmış Kapasitör Düzenek Çipi (SCA)

Flaş ADC tekniği yaygın olarak örnekleme ve ultra hızlı sinyalleri dönüştürme için kullanılır. SCA, bir dış Trigger ile durduruluncaya kadar sinyali sürekli örnekleleyen bir çevrimsel ara bellek olarak kullanılır. Son hücre yazıldıktan sonra ilkinin üzerine tekrar yazılır. Düzenek geçmiş bilgileri n-1 hücrede kaydeder. Bu örnekleme periyodunda ve düzenek yoğunluğunda gecikmeye neden olur (1 GHz örnek oranında 128 hücreli düzenek için 120 ns).Bu oran, örnekleme oranı/ düzenek yoğunluğu ile kontrol edilir. SCA'nın ilk konsepti DSC'lerdir. CMOS teknolojisi tarafından 1989'da geliştirilmiştir[40]. Detektör prototipinde bunun gelişmiş ve son versiyonu olan DRS4'ü kullanıyoruz.

3.2.5 DRS4 (Domino Ring Sampler chip version 4)

DRS, GHz aralığında dış örnekleme saatine gerek bırakmayan 5 GHz'lik frekans oluşturan dönüştürücü bir seriye sahiptir. Bu sinyal, tekil sonlanan giriş sinyalinin düşük değer (200fF) kapasitör ile örneklendiği 8 kanalı da açar. Başladıktan sonra domino dalgası bir trigger sinyal tarafından yazım kısmı ile ilişkisi kesilene kadar dairesel tarzda sürekli devam eder. Sinyal bu aşamadan sonra dijital göstericilere gider. DRS4 şematik olarak şekil 3.8'de gösterilmektedir. DRS4 bileşenleriyle birlikte Resim 3.5'de gösterilmiştir.

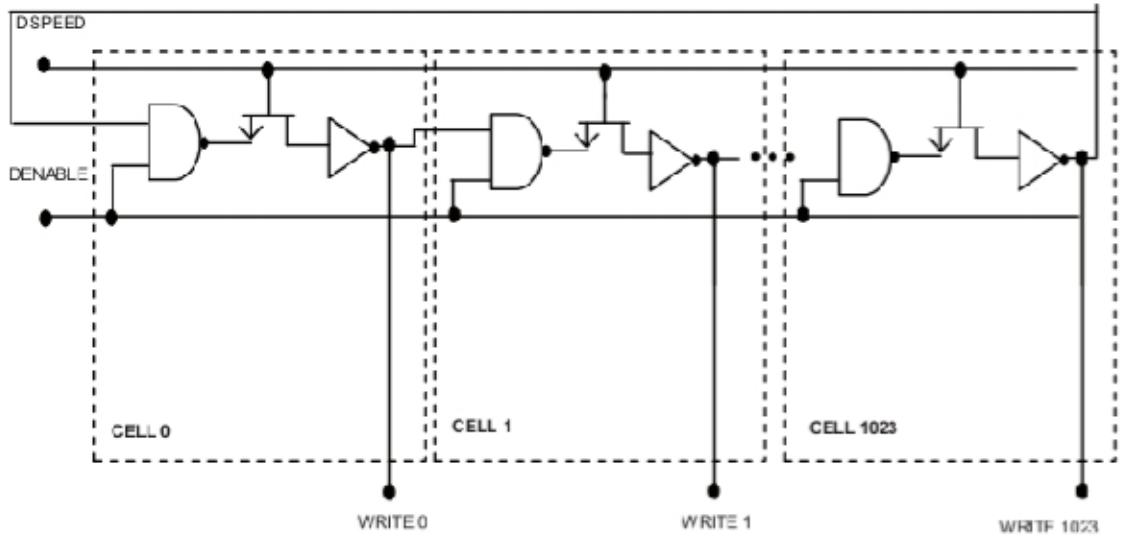


Şekil 3.8 DRS4 çipinin şematik çizimi

3.2.6 Domino Dalga Devresi

Domino dalga devresi basit olarak 1024 çift dönüştürücü serisidir. DENABLE sinyali yükseldikten sonra bir dalga örnek hücre için yazılacak sinyal oluşturacak şekilde dönüştürücüden geçer. Şekil 3.9 basitleştirilmiş 3 çift dönüştürücü bloğunun şematik gösterimidir. İlk dönüştürücü AND geçitidir. Bu domino dalgasını DENABLE ile herhangi bir zamanda durdurmamıza olanak sağlar. Domino dalgası, DENABLE'li azalmaya zorlayan bir Trigger sinyali ile durduruluncaya kadar sürekli devam eder. Trigger sinyali sinyal yazılımını durdurur ve kapasitörde saklanmış olan güncel sinyalleri dondurur.

DRS4 kartının bazı özellikleri vardır, USB'den +5 V güç ile çalışır ve 50Ω'luk sınırlı TTL uyumlu giriş (LEMO 00 Trigger bağlayıcı) tercihleri için yerleştirilmiştir. Programlanabilir seviyeleri ile kartta bulunan Diskriminatör her dört giriş kanalında da kendiliğinden Trigger'a izin verir. Şekil 3.9 DRS4'ün son halini göstermektedir [40,41,42].



Şekil 3.9 Domino dalga devresini oluşturan 1024 çift çeviricinin 3 çıkışının şematik gösterimi

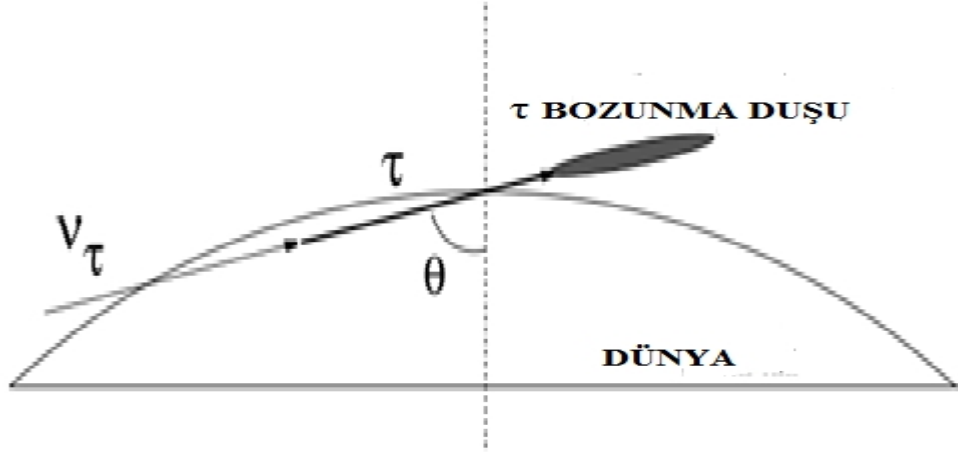


Resim 3.6 Bileşenleri ile birlikte DRS4'ün resmi

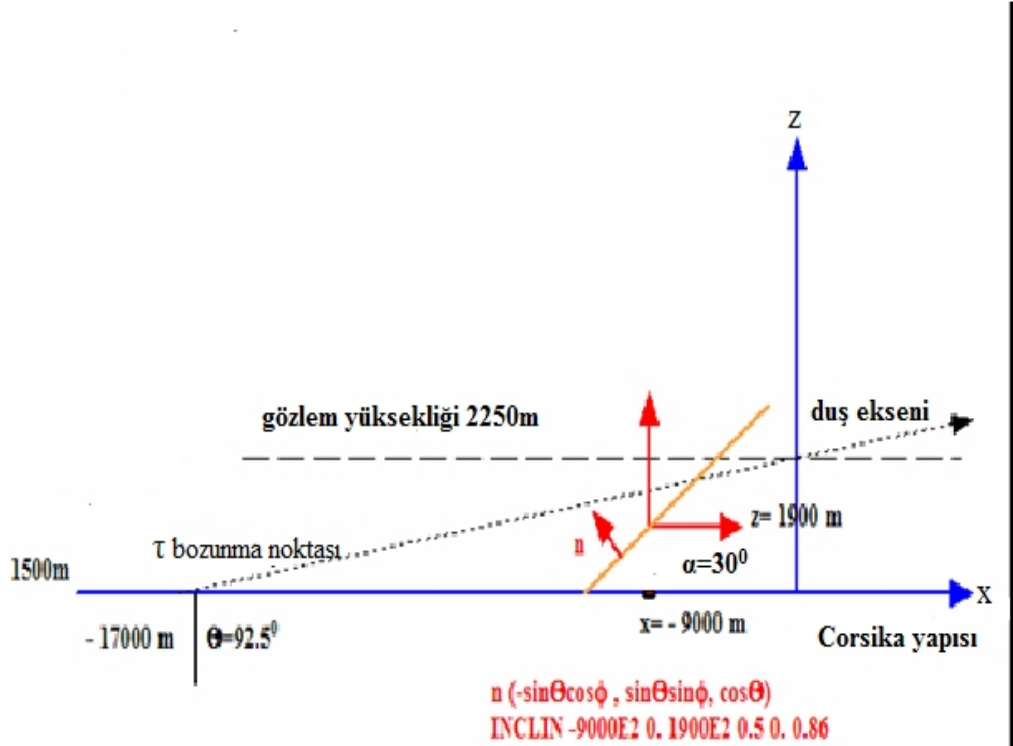
3.3 Yöntemler

3.3.1 Yer Kabuğundan Gelme/ Ayrılma Stratejisi (earth skimming)

Çok yüksek enerjili kozmik nötrinoların izlenmesi ve tanımlanması; nokta kaynaklar, astrofiziksel hızlandırıcılar ve nötrino karışımlarının yüksek enerjili akıları üzerinde nötrino salınım etkilerinin araştırılmasında çok önemli bilgi kaynaklarıdır. Astrofizik araştırmalarında çok büyük potansiyel vardır. Yoğun maddeli bölgelerden kopup gelmişlerdir ve evrendeki kaynaklarını işaret ederler. Nötrino salınımının çıkış noktası için yer kabuğundan ayrılıp yukarı doğru giden tau nötrinolarını bakılmalıdır [43,44]. Yer kabuğundan ayrılan nötrino stratejisinde nötrinolar yer kabuğu boyunca hareket ederken yüklü parçacıklarla yer yüzeyine çıkış noktalarına yakın yerde etkileşime şekil 3.10'da gösterildiği gibi girebilirler.



Şekil 3.10 Yer kabuğundan ayrılan tau nötrinoların şematik gösterimi



Şekil 3.11 Açısall durumlarıyla yüzeyden ayırma yönteminin şematik gösterimi

Bu etkileşimler bazı koşullar altında yukarı doğru olan parçacık duşları oluştururlar. Bunların içinde geniş gözlenebilir duş oranlarından dolayı nötrino tular belirgin ve önemlidir. Bunun sebebi nötrinonun tesir kesiti, leptonun ömrü ve enerji kaybıdır. ν_τ için bu mekanizma üç aşamada tanımlanabilir: ν_τ yer kabuğuna girer ve yer kabuğu boyunca ilerler, yüzeye yakın bir bölgede yüklü etkileşim yapar ve τ 'yu oluşturur(Şekil 3.11). τ madde içerisinde ilerlemeye devam eder ve önemli miktarda enerji kaybına uğrar. Nihayetinde yüzeye çıkar ve atmosferde hava duşu oluşturacak şekilde bozunur.

τ hava duşunun yapısı (morfolojisi), τ bozunma modlarının ultra yüksek enerji bozunma kanallarının zengin ve yapısal tutumunu ve uygunluk oranlarını Çizelge 3.4'te gösterildiği gibi yansıtmaktadır.

Çizelge 3.4 τ duş kanalları

Bozunma	İkinciller	Olasılık	Duş
$\tau \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau \dots$	μ^-	~ 17.4	gözlemlenemez
$\tau \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	e^-	~ 17.8	1 elektromanyetik
$\tau \rightarrow \pi^- \nu_\tau \dots$	π^-	~ 11.8	1 elektromanyetik
$\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau \dots$	$\pi^-, \pi^0 \rightarrow 2\gamma$	~ 25.8	1 hadronik, 2 e.m.
$\tau \rightarrow \pi^- 2 \pi^0 \nu_\tau \dots$	$\pi^-, 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$	~ 10.79	1 hadronik, 4 e.m.
$\tau \rightarrow \pi^- 3 \pi^0 \nu_\tau \dots$	$\pi^-, 3 \pi^0 \rightarrow 6\gamma$	~ 1.23	1 hadronik, 6 e.m.
$\tau \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu \rightarrow \tau$	$2 \pi^-, \pi^+$	~ 10	3 hadronik
...			
$\tau \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \dots$	$2 \pi^-, \pi^+ \pi^0 \rightarrow 2\gamma$	~ 5.18	3 hadronik, 2 e.m.

Bu kompleks hava duş modeli 1 atm'de değişik bozunum uzunlukları ortaya koyar (elektromanyetik etkileşim uzunluğu ~ 300 m, hadronik etkileşim uzunluğu için 500 m ve τ pionları ikincilleri için 800m). Büyük kanyon, ünlü Death vadisi veya Nevada'daki Whitney dağları ve tabii ki bizim proto tipimizin de bulunduğu Alplerdeki Glacial vadileri çok yüksek enerjili nötrinoları yataydaki duşları ile gözlemlenmek için büyük potansiyele sahiptirler. Derin kaya duvarları atmosferik kozmik ışınları filtrelemek ve ultra yüksek enerjili nötrinolar için kullanılan hedef yığınları ile aynı rolü oynarlar. Büyük derinliklerde ($\cong 1$ km) ve 1PeV enerjinin üzerinde yatay açılarda ($\sim 60^\circ$) atmosferik müon ikincilleri (2

km ya da daha fazla kayalarda yol aldıklarından) ihmal edilebilirler. Bir birincil nötrino kaya içerisinde etkileşerek ikincil leptonları oluşturduğunda bir müon ve tau izi kaya duvarı olan dağdan dışarı çıkabilecek kadar uzundur. τ yatay duşları için kaynak [33]'deki değerlendirmelerden biri aşağıdaki örnek için tanımlanmış etkileşim değerine dayanır: Argentier Alplerindeki yatay eksen uzaklığı ($D \cong 10$ km), karakteristik yükseklik (~ 1 km), ultra yüksek enerjili ν_τ - τ enerjileri (~ 3 PeV), bozunmadan önceki τ mesafesi ~ 150 m ve etkin hacim ($V \cong 4.5$ km³, su dengi). Bu vadide 3 PeV enerjinin üzerinde beklenen toplam olay sayısı $N_{ev} \sim 158$ olay.yıl⁻¹'dir. Daha geniş açı akseptansı $E_\tau \sim 3$ PeV'de manyetik artışa sebep olabilir.

$$N_{ev} = 158 \left(\frac{h}{1km} \right) \left(\frac{D}{10km} \right) \text{olaylar.yıl}^{-1}$$

Genel nötrino akıları hakkındaki bu değerlendirmeyi, AGASA sınırı (3×10^{13} eV cm⁻²s⁻¹sr⁻¹) ile lineer bir nötrino güç yasası farz ederek genişletmek mümkündür [43,44,45,46].

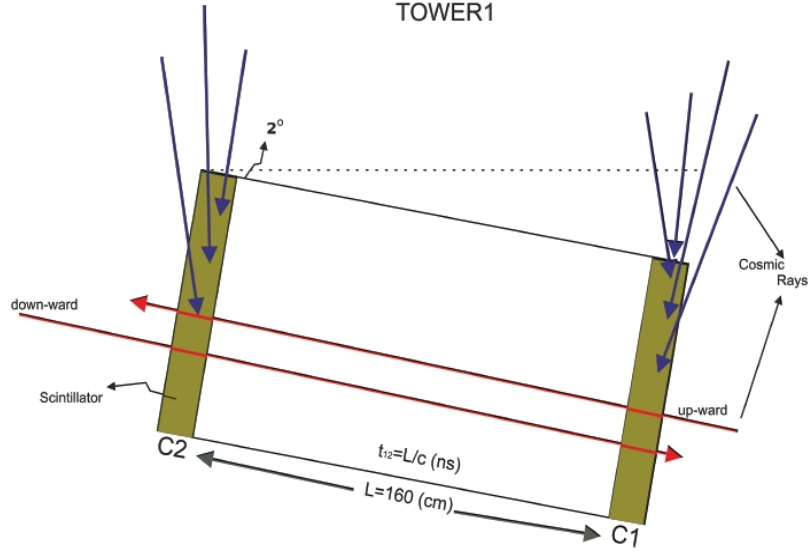
$$N_{ev} = 158 \left(\frac{h}{1km} \right) \left(\frac{D}{10km} \right) \left(\frac{E_\tau}{3PeV} \right)^{0.36} \text{olaylar.yıl}^{-1}$$

3.3.2 Uçuş Zamanı Metodu (TOF)

Uçuş zamanı (TOF) parçacığın belli bir mesafeyi geçmesi için gereken zamanın hesaplanması yöntemidir. Parçacık ilk sintilatör ile etkileştiğinde zaman sayacı çalışmaya başlar ve diğer sintilatör ile etkileştiğinde saymayı durdurur. Bu geniş arka plan kirliliğinin olduğu ortamlarda belirli parçacıkları izlemek için kullanışlı bir yöntemdir.

Uçuş zamanı tekniği aynı zamanda uçuş yönünü bulmak içinde elverişlidir.(yukardan aşağıya aşağıdan yukarı ayırımı için). Eğer parçacık ilk olarak C1'e geliyorsa o zaman C2 parçacığın yukarı doğru olduğunu gösterir. C1-C2 arasında beklenen zaman değeri

negatifir eğer değilse parçacık aşağı doğrudur. Şekil 3.12 bu tezde kullanılan metodu göstermektedir. Sinyaller DRS4 ile kaydedilir ve gtiplot programı kullanılarak aradaki zamanı görmek için çizimi yapılır.[48]



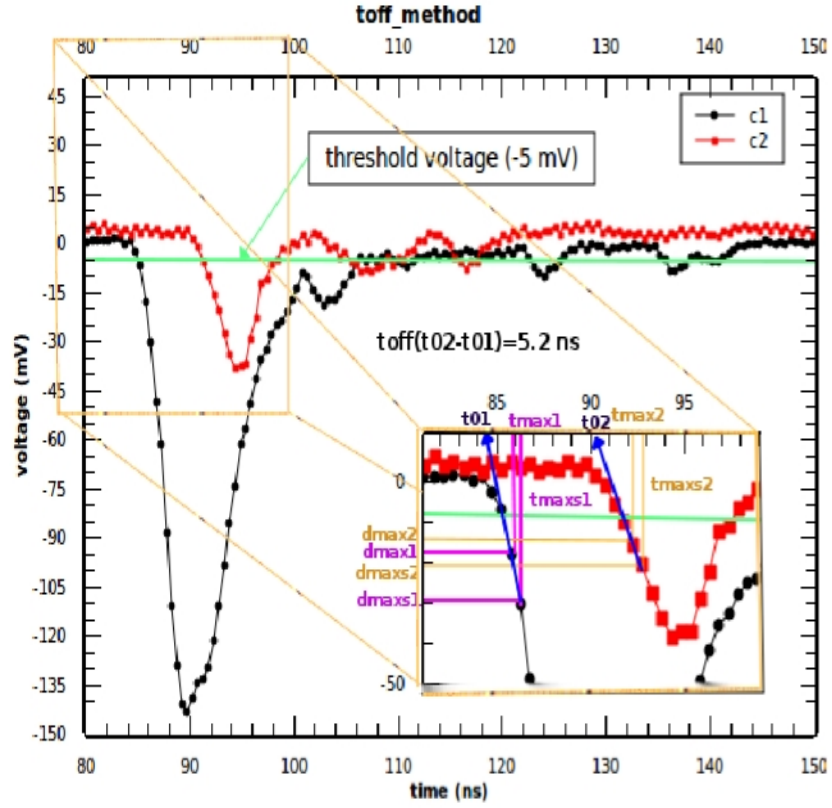
Şekil 3.12 Towerin şematik gösterimi

Eğer sinyaller eşik voltajından büyük ise analiz programı eşik değerinin hemen altındaki iki noktayı kaydeder (voltaj eksenleri d_{max} , d_{maxs} zaman eksenleri t_{max} , t_{maxs} olarak adlandırılır) ve zaman eksenini kesen bir doğru çizer. Nokta t_0 olarak kaydedilir. t_0 'daki değişim iki sintilator arasında ki uçuş zamanını verir. bu tezde kullanılan ve tof adı verilen metot tanımladığımız uçuş metodu ile aynı olup tek farkı ilk 6 sinyali kaydetmesidir ve buradan geriye mutlak 0 için gitmesidir. T_0 'ı en küçük kare algoritmasına göre bulur. Şekil 3.13 aşağı doğru giden bir parçacık için tofu yaklaşık 5ns olarak bulmuş bir algoritmanın şemasını göstermektedir.

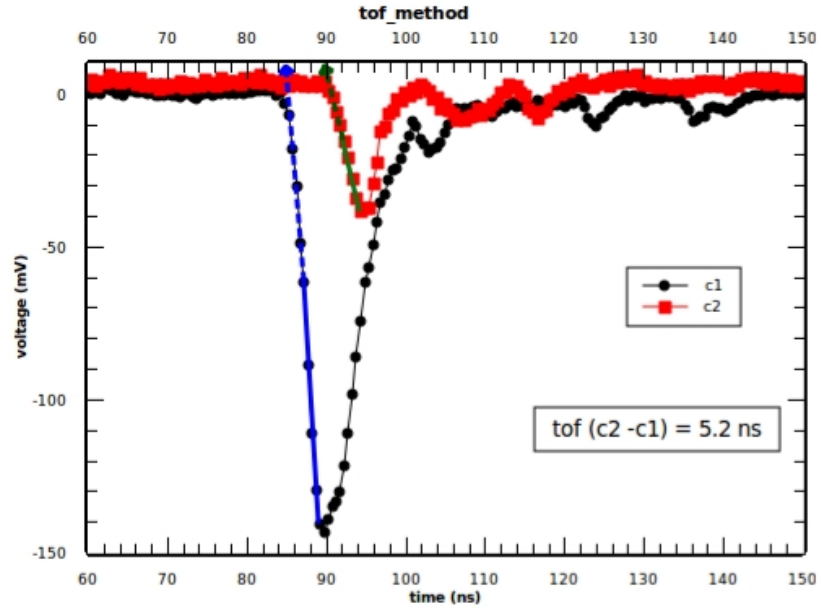
3.3.3 Akı Hesaplaması

Sayım Miktarından Akım Formülü Türetme:

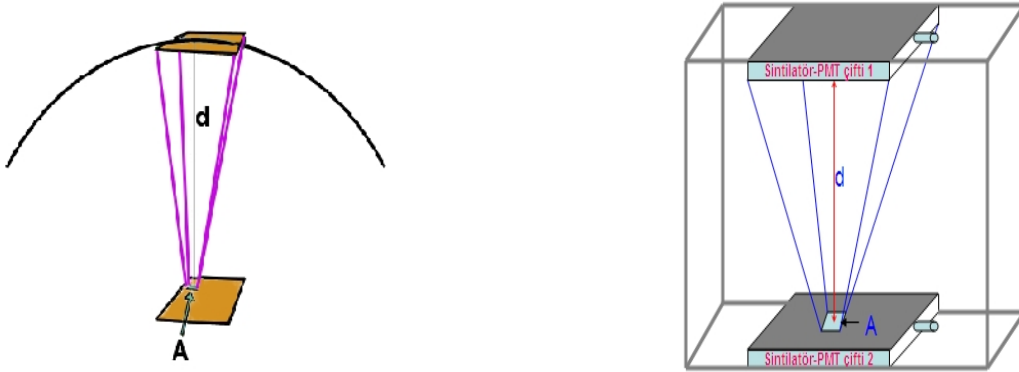
Sayım oranından akı formülünü oluşturmak için dikey sintilatör çiftinin alt tabanını oluşturacak gerçekten çok küçük bir A alanı varsayılır. Merkezi a noktasında ve yarı çapı paneller arası mesafeye eşit olan Şekil 3.15'de gösterildiği gibi bir küre düşünürsek;



Şekil 3.13 160 cm mesafeli iki sintilatör arası uçuş zamanı (Time of Flight)



Şekil 3.14 Tezde kullanılan tof metodunda eğri geriye doğru izlenerek mutlak minimum tespit edilişi.



Şekil 3.15 İki sintilatör kullanarak akı hesabı.

Prensipde bütün yönlerden gelen kozmik ışınlar A ile etkileşebilirler. Açıkta ki A'ya ulaşmak için bu kozmik ışınların hepsinin varsaydığımız kürenin duvarlarını geçmeleri gerekir. A'dan geçen tüm parçacıkların, A'dan ve üst panelden geçen parçacıklarına oranı yaklaşık olarak üst panelin alanın kürenin alanına bölümüne eşittir.

$$f = \frac{\text{üst panelin alanı}}{4\pi d^2} \quad (3.1)$$

Şimdi sayacımızdaki toplam sayım miktarı A'dan geçen parçacıkların toplamı R_A , f kesri, seçebileceğimiz A alanları sayısı çarpımına eşittir. Seçilebilecek A alanları sayısı alt panelin A alanına bölünmesiyle bulunur. Bu durumda sayım miktarı

$$\begin{aligned} \text{Sayım oranı} &= \frac{R_A f (\text{alt panelin alanı})}{A} \quad (3.2) \\ &= \frac{R_A (\text{alt panelin alanı})(\text{üst panelin alanı})}{4\pi d^2 A} \end{aligned}$$

bir birimlik alandan geçen parçacık miktarı R_{birim} :

$$R_{\text{birim}} = \frac{R_A}{A}$$

$\Phi_{C.R}$ akısı birim katı açıya düşen birim alan başına düşen kozmik ışın parçacık miktarı olarak tanımlanır (steradyan). Tam bir kürenin 4π steradyanı vardır, böylece:

$$\Phi_{C.R} = \frac{R_{\text{birim}}}{4\pi} \quad (3.3)$$

elde ederiz. Bu da bize;

$$\text{sayım oranı} = \Phi_{C.R} \frac{(\text{alt panelin alanı})(\text{üst panelin alanı})}{d^2} \quad (3.4)$$

Sayım oranı bizim ölçtüğümüzdür. Görüldüğü gibi kullandığımız aparatlara bağlı olan $\Phi_{C.R}$ akısı ve birkaç tane rakam (panellerin alanları, aralarındaki mesafe) mevcuttur. Eğer akıyı hesaplamak istersek yukarıdaki (denklem 3.4) formülünü dönüştürmemiz gerekmektedir.

$$\Phi_{C.R} = \frac{(\text{sayım oranı})d^2}{(\text{alt panelin alanı})(\text{üst panelin alanı})} \quad (3.5)$$

Akı formülünü aşağıdaki yöntemle yazarsak;

$$\Phi = \frac{N_{C.R}}{S\Delta\Omega\Delta t} \quad (3.6)$$

Burada $N_{C.R}$ kozmik ışın numarası, S bir panelin alanı, $\Delta\Omega$ katı açı

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

olarak tanımlanır ve Δt toplam zamandır.

Şimdi 88° den gelen ve toplam aktif zamanı $\Delta t = 914$ saat = 3290400 saniye olan aşağı doğru kozmik ışın akısını hesaplayabiliriz. Alan $S = 19 \times 19 \text{ cm}^2 = 361 \text{ cm}^2$ ve aralarındaki mesafe $d = 160 \text{ cm}$

$$\Phi_{(88^\circ)} = \frac{d^2 N_{C.R}}{S^2 \Delta t} = \frac{25600 \text{ cm}^2 \times 54}{1393321 \text{ cm}^4 \times 3290400} = 3.22 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

Sayım sayısı dışındaki değerler sabit olduklarından buradaki deneysel hatalar sadece sayım sayısından kaynaklanıyor olabilir. Bundan dolayı hata

$$\begin{aligned} \text{hata} &= \frac{d^2 / (S^2 \Delta t)}{\sqrt{N_{C.R}}} & (3.7) \\ &= \frac{25600 \text{ cm}^2 / (130321 \text{ cm}^4 \times 3290400 \text{ sn})}{\sqrt{54}} = 5.97 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \end{aligned}$$

ile hesaplanabilir. Toplam akı:

$$\Phi_{(88^\circ)} = 3.22 \times 10^{-6} \pm 5.97 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

olarak yazılabilir.[48]

4. UYGULAMA

4.1 Çalışan Prototipin Performansları

Bu modülün performansı ilk olarak yaklaşık ≈ 3600 m rakımda olan İsviçre'deki Jungfraujoch yüksek rakımlı araştırma merkezinde yapıldı. İkinci prototip en son elektronik kartları test etmek için oraya 2009 yazında yerleştirildi. Modül tüm testlerde çok iyi derecede yukarı ve aşağı doğru olan parçacıkları ayırt etme kabiliyeti gösterdi.

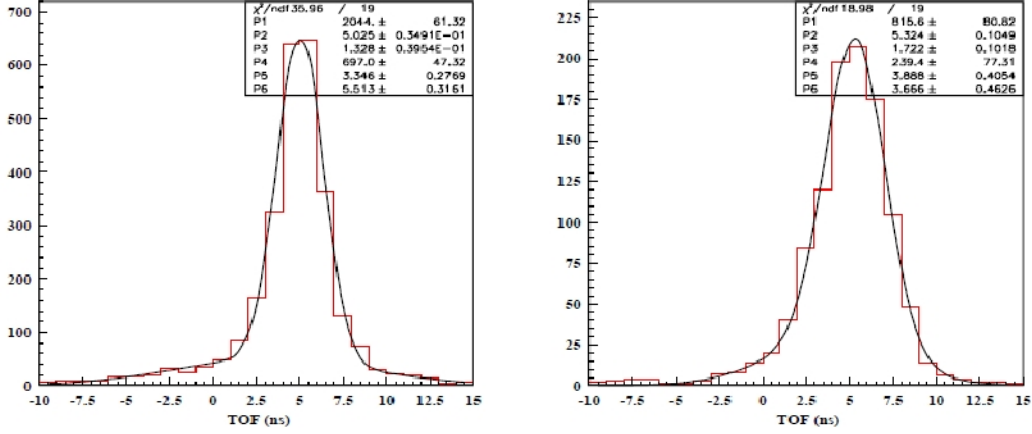
Gerekli olan yukarı ve aşağı ayırımına ulaşmak için ışık toplama yöntemi, harcanan enerji üzerinden zaman çözünürlüğüne odaklanarak, en iyi hale getirildi. Dikey MIP tanımlaması, iyi zaman çözünürlüğü kazanmaya yönelik uygun yük kesmesini (charge cut) ayarlamak için, aşağı doğru dik kozmik ışın kalibrasyonu ile yapıldı. Işık toplama veriminin pozisyon çeşitliliğinden dolayı, bu hafifçe Tower başına tesir alanını azaltır ama bu etki küçük ve karardır. Hesapladığımız zaman çözünürlüğü ($\approx 1.2\text{ns}$) PMT geçiş zamanı genişliği ile kıyaslanabilir. Bu ışık toplama sürecinde tüm etkilerin önlenmesi ile başarılıydı. 1cm^2 lik PMT açıklığı silikon kauçuk bir pet ile sintilatöre bağlanmıştır. Sintilatör yansımaları dağıtmak için tyek ile kaplanmıştır. Bu konfigürasyon PMT açıklığına ulaşan ilk ışığın fototüp sinyalinde baskın kalmasını sağlar ve zaman çözünürlüğünü en iyi hale getirir. Data alınırken oran görüntülendi izlendi.

4.2 Elektron-gamma ve Müon Tanımlaması

4.2.1 Elektronlar-gammalar

Elektron tanımlaması levhanın önüne orada elektromanyetik duş oluşturabilecek uygun kalınlıkta bir kurşun plaka konarak sağlandı. KASCADE-GRANDE (KG) deki testte modülü dik yerleştirdik ve $3X_0$ a denk gelen 1.5 cm lik kurşun alttaki (B) levhayı

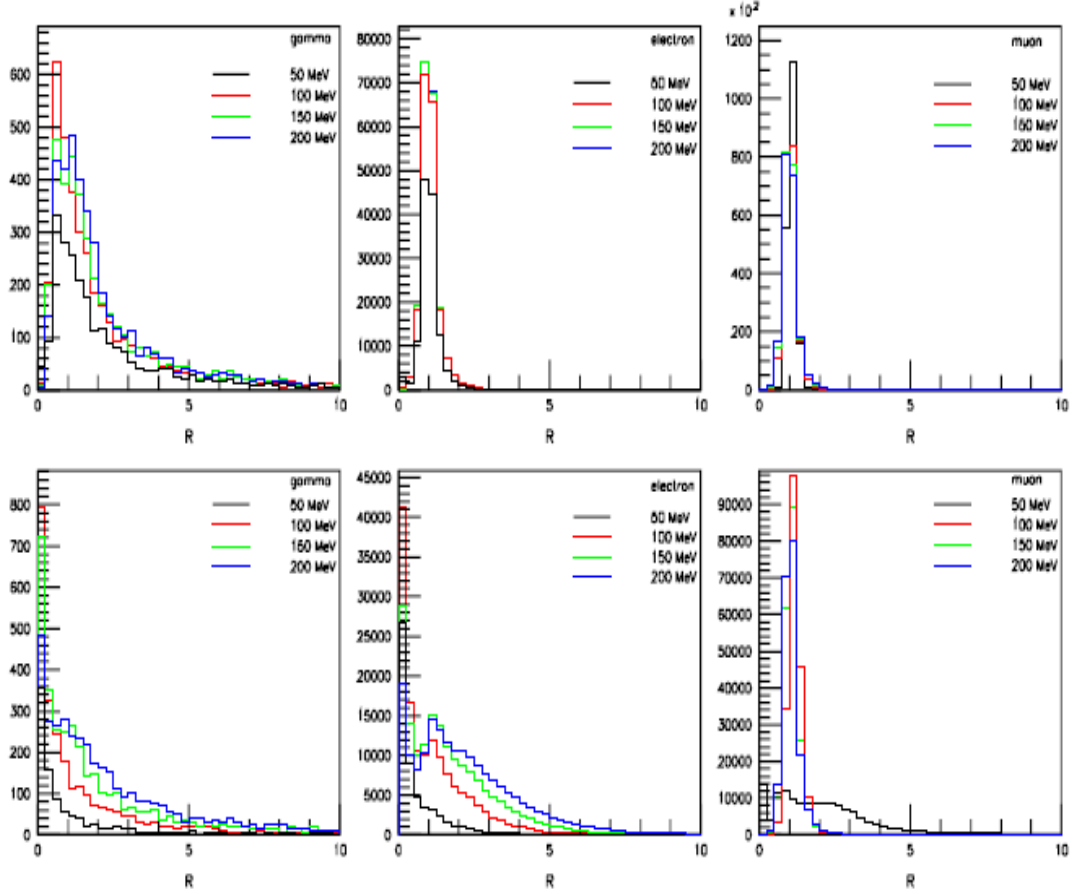
kaplayacak şekilde yerleştirdik. Dikey ve köşegen (apraz) izler TOF ile seçildi. Sinyal şeklini kullanarak TOF’u hesaplamak için 6mV eşik değeri uygulandı. (kablunun zayıflatmasından sonra sinyalin ortalama genişliği 60 mV dur) dikey ve çapraz izler için TOF dağılımını şekil.4.1’de gösterilmiştir.



şekil 4.1 $20 \times 20 \text{ cm}^2$ lik 160 cm aralıklı iki düzenek arası dağılım. Aşağı yönde dik olan kozmik ışın solda, çapraz kozmik ışın sağda. Tower’lar arası mesafe 60 cm

Bu analizlerde 1.5cm lik kurşunla ve kurşunsuz TOF’u 5 ± 3 olan 5807 ve 2520 güzel iz rnemleri seçildi. B levhası kurşun plaka ile örtüldüğünde, çift oluşum ya da Compton’a dayanarak b levhasının sintilatrnde daha fazla ışık ortaya çıkmaktadır. Aynı durumda zayıf etkileştiklerinden muon takibinde T ve B levhalarında farklı ışıkların ortaya çıkması beklenemez. Bu da B levhasında piyasaya çıkan enerji oranı (qB) nın T levhasında piyasaya çıkan enerjiye oranının (qT), elektromanyetik bileşikleri monlardan ayırmada iyi bir değer olduğunu ortaya koyar. GEANT4’te st sintilatrnden dikey olarak geçen izlerle oluşturulmuş örnekteki elektron, gama ve müon miktarlarını hesaplamak için simulasyonda 50, 100, 150 ve 200MeV’lerde B levhasında kurşun plakalı ve kurşunsuz durumda gamalar

elektronlar ve münlar ürettik ve sintilator levhalardaki enerji kayıp oranı R hesaplandı Şekil 4.2 bunu göstermektedir.



Şekil 4.2 Üst tarafta kurşunsuz ve alt tarafta kurşunlu olmak üzere değişik enerjilerdeki gama elektron ve mün oranlarını göstermektedir.

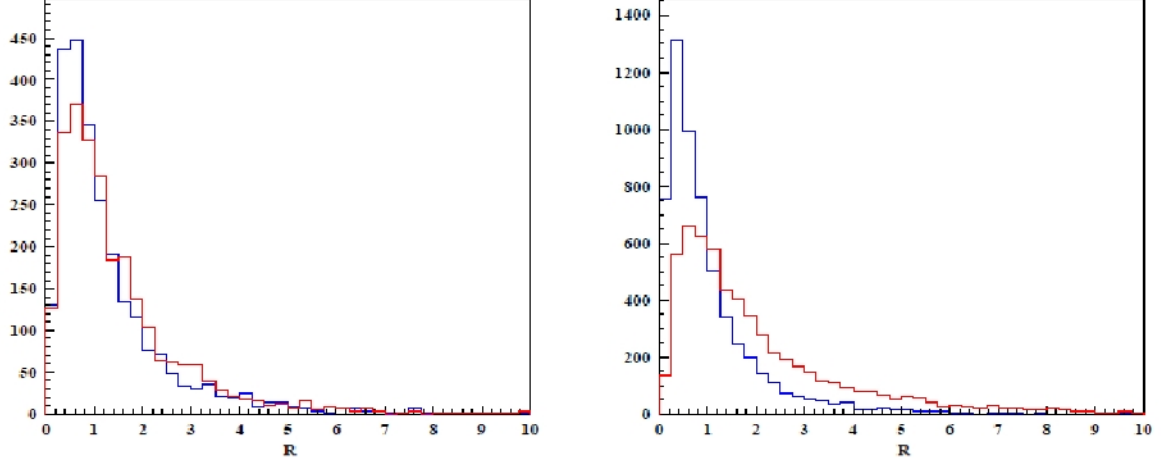
Gama R dağılımı açık bir biçimde kurşunlu ve kurşunsuz arasındaki farkı ortaya kaymaktadır çünkü düşük momentumlu gamalar absorbe edilmiştir. Kurşunlu durumda elektronun R dağılımı 100-200MeV deki izler ve $R > 1$ için çift oluşumun varlığını göstermektedir. Kurşunun olmadığı durumda elektron oranları münunkine benzer şekilde 1'e yakındır. Mün oranları, R dağılımına yayılan elektronların kurşun tabakada coloumb kuvveti ile oluştuğu 50 MeV deki münlar hariç, her zaman 1 e yakındır. Biliyoruz ki R

dağılımı PMT' nin farklı kazançları ve optikle ilişkili olan sistematik hatalardan etkilenebilir. Kazanç orandan bağımsız olarak sağlandı. Bu etkiyi düzeltmek için

$$R = \frac{q_B}{q_T} \text{ ve } R^* = \frac{q_T}{q_B}$$

denklemlerini kıyaslandı. Veri örneğinde kurşunun kullanılmadığı durumda her iki denkleminde tamamen aynı olması gerekir. Simetrinin bozulması sadece aşağı doğru olan T levhası ile etkileşen izlerden dolayıdır. Aralarında yer değiştirmek sistematik hata ortaya çıkarır. Bu etkiyi düzeltmek için tek sinyal piki olan örnekler seçildi. Bu örnekteki R ve R* oranları düzeltme faktörü ile verilen sinyal genişliğinin etkisi altındadır. Düzeltme faktörü k, levha 1 2 ve 3 4 için sırasıyla 0.89 ± 0.09 ve 0.82 ± 0.08 dir.

Şekil 4 sağda kurşun bloklu (sağda) ve kurşunsuz (solda) durumlarda iyi bir izin düzeltilmiş R ve R* oranlarını göstermektedir. Solda gösterilen R ve R* dağılımları aynı şekildedirler. R* dağılımındaki yukarıdaki T levhasındaki $q_T < q_B$ etkileşimlere bağlı enerji kaybı olayları Geant 4' te belirtildiği gibidir. Şekil 4.3' ün sağ kısmında R dağılımı, B levhasında kurşun tabakadaki elektromanyetik oluşuma bağlı olarak ortaya çıkan yük serbest bırakılışını açıkça ortaya koymaktadır. R dağılımındaki elektromanyetik bileşenleri ölçmek için deneysel datayı gama, elektron ve müon kesirlerine karşılık gelecek üç değişken kullanılarak GEANT 4 simülasyonuna uygun hale getirildi.

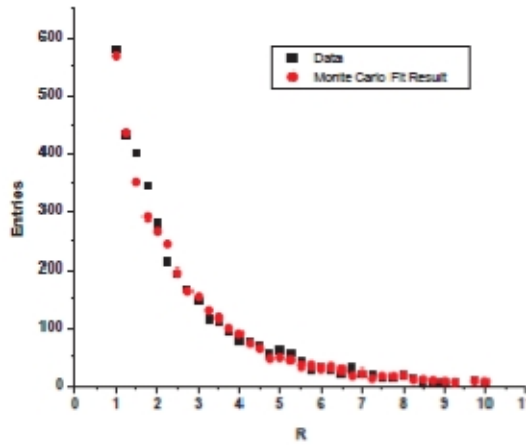


Şekil 4.3 Kurşunlu ve kurşunsuz belirgin izleri düzeltilmiş R (kırmızı) ve R* (mavi) oranları. Sol: R= 2 üzerinde üst paneldeki gamalar tarafından üretilmiş ve Geant4 tarafından doğrulanmış R dağılımındaki küçük fazlalılıklar. Sağ: alt levhadaki kurşunla oluşturulmuş çift oluşumu.

En uyumlu hali (tablo 1 'de özetlenmiş olan) katkıları 150MeV elektronun $\sim 51\%$ 'i, 100MeV gamanın $\sim 35\%$ 'i ve 200 MeV müonun $\sim 6\%$ 'sını verir. χ^2 / n olan indirgenmiş ki-kare (veya her serbestlik derecesi başına x^2) 33 serbestlik derecesi için 1.73 ' e eşittir. Ayrıca uygun hale getirilmiş kurşunsuz bir veri (200,100 MeV) gamaların $\sim 81\%$ 'i ve 150 MeV elektronların $\sim 17\%$ lik katkısı ve 21 serbestlik derecesi için indirgenmiş ki-kare 4.2 dir.

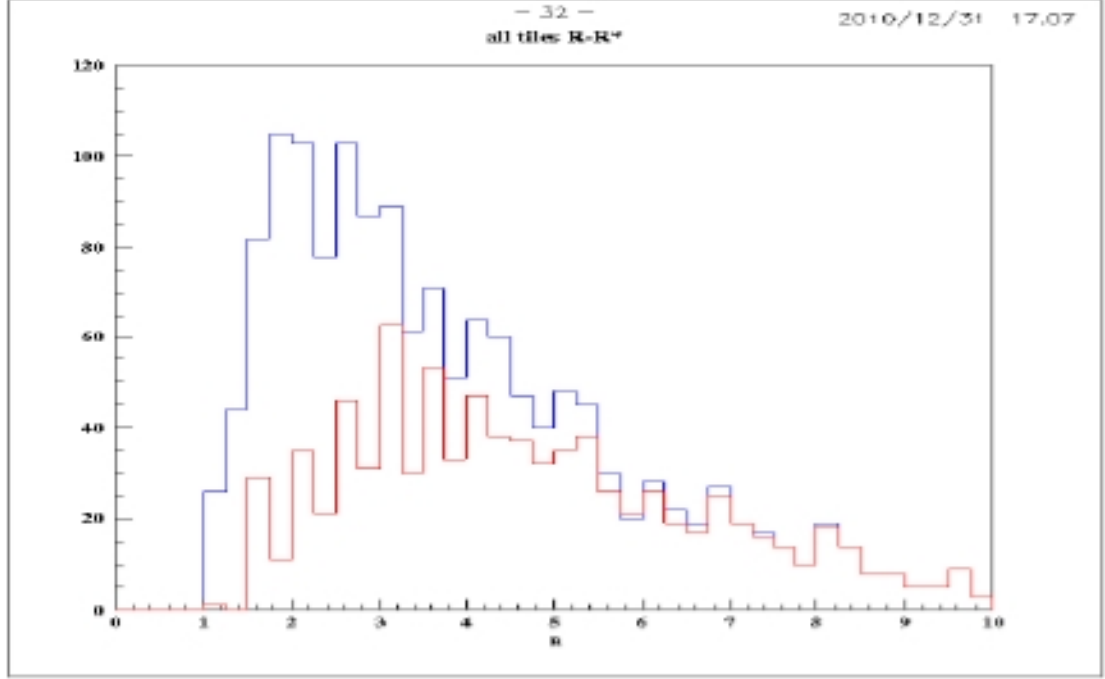
Çizelge 4.1 Minuit sonuçları

Parametre		Parabolik	Minos Errors	
İsim	Değer	Hata	Negatif	Pozitif
200 MeV gamma	0.34609	0.31137E-01	-0.10587E-09	0.18752E-09150
MeV electron	0.51487	0.30984E-01	0.94548E-10	0.67694E-10
200 MeV muon	0.59019E-01	0.11107E-01	0.11107E-01	0.29840E-09



Şekil 4.4 Data Uygunluk sonuçları kurşunlu(sol) ve kurşunsuz(sağ).

Şekil 5 uygun hale getirme ile verinin aynı oluşunu ortaya koymaktadır. Şekil 3 te gösterilen durumdan dolayı kurşun tabakanın varlığı çiftler üretir. Elektron gama tanımlamalarını geliştirmek için çok pikli sinyallere hem T levhasında hem de ve daha fazla B levhasında ihtiyaç duyarız. Çok pikli sinyal kesimi uyguladığımızda (yeşil) R=3 te sinyal sayısı indirgenir. Bu örnek T de az ve B de fazla enerji ortaya çıkmasına dayanır. Şekil 6, R dağılımını, 1.5 cm kalınlıkta kurşun kullanılan bir deneyde 50ns gecikme ile sinyal sayısı ≥ 1 (mavi) ve ≥ 2 (kırmızı) olan iyi izlerin yük oranlarının fonksiyonu olarak göstermektedir.

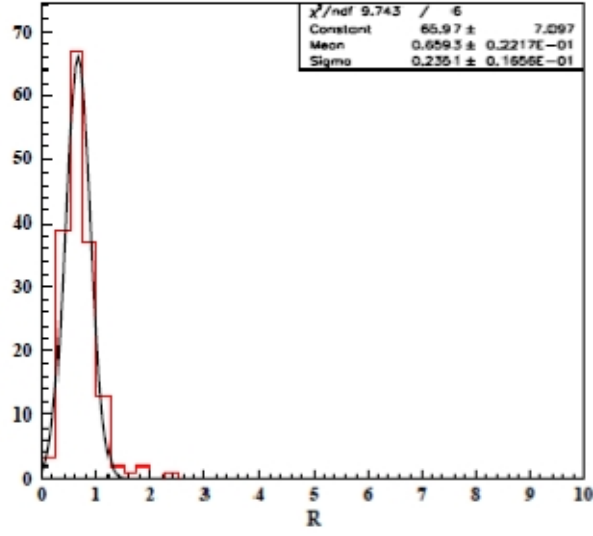


Şekil 4.5 1.5 cm kurşun ile iyi izlerin R dağılımı. T levhasında bir sinyal olduğunda histogramda B levhasında mavi kısım 2’den fazla pik gerektirir kırmızı kısım ise 3’ten fazla pik gerektirir.

Bu dağılımlar Monte Carlo çalışmaları ile de uyum içindedir. $R(3,9)$ aralığında oran dağılımının bir exponansiyel fit ae^{bR} değeri $b_{MC} = -0.355 \pm 0.02$ ve $b_{DATA} = -0.341 \pm 0.02$ yı verir. Bu seçilmiş izlerin 200MeV elektronlar-gamalarca baskın olduğunu gösterir. Bu çalışmalar elektorn gamma ayırımı için B levhasında çok pikli sinyallerin gerekli olduğunu gösterdi. T ile B farkı 1 den büyük ve $R > 2$ olmalı.

4.2.2 Müonlar

Müon hem T de hem de B de keskin tek bir sinyal ile tanımlanabilir ve 3 te gösterildiği gibi R 1'e çok yakındır.

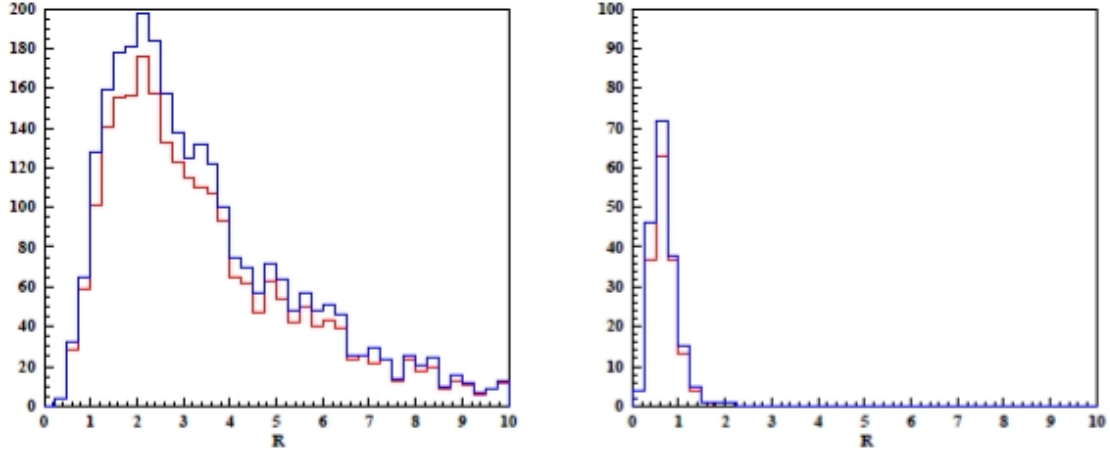


Şekil 4.6 Burada B de bir pik gerektiren müonlar seçilmiştir. T levhasında ise 2' ye kadar çıkmaktadır.

İyi bir yöntem olarak momentumunun fonksiyonu olarak elektron yoğunluğunu bilerek bir izin müon olabilirliğini hesaplayabiliriz.

4.3 KASCADE-Grande Onayı

Elektron ve müon örneklerini izole ettikten sonra Almanya Karlsruhe teknoloji enstitüsünde ki KASCADE GRANDE deneyince ispatlanmış parçacık tanımlamalarına uyuldu[9].



Şekil 4.7 Sol: elektron gama için R dağılımı; mavi Tauwer tarafından, kırmızı aynı örneğin KGE tarafından onaylanması; Sağ: müon için benzeri

Kascade düzeneği dikeyle 40 derece açılı kozmik ışın duşları için çok büyük eski halını anlama, yeniden oluşturma (reconstruction) verimine sahiptir.

KGE verileri her olay için kge verileri merkezden uzaklık olarak elektron ve müon yoğunluklarının olası dağılımlarını verir. KGE de tanımlanmış elektronlar sırasıyla 5 MeV ve 230 MeV minimum enerjilidirler. Her tauwerin 15^0 lik açısal akseptansı var. KGE deki datalardan zirve açıları ± 7 oranındakileri seçiyoruz böylece tauwer akseptance oranı yaklaşık 4 oluyor. Kascade-Grande tetikleme oranı tüm 16 sektör (birim) için de 3.0 Hz.dir. tauwer olayları sadece modüllerimizin 0.18Hz oranı ile yerleştirildiği 14. sektörde kaydedildi. Tetikleyicilerin %56 sı Kascade-Grande dedektörüne yakın duşlar oluşturdular. Burada tauwer modülündeki en az bir atım (hit) 0.015Hz de oluşmuştur ve KGE12 deki her 12 atım için tauwerde 1atm. Küçük örnek alana rağmen bu tek piklerin %3'ü yeniden

yapılandırılabilen izlerdir. Tauwer'daki elektron ve müondan gelen izler yaklaşık dik olduğundan deniz seviyesindeki EAS izleri olduğu sanılabilir. Cascade-Grande metre-kare başına elektron ve muon yoğunluğunu belirler.

Önceki kriterlere göre seçilmiş 1.5 Pb emicili Tauwer olayları örneği Cascade verileriyle müyon ya da elektron oldukları konusunda onaylanmıştır. Tauwer modülünün duyarlı bölgesinde müon ya da elektrona ait tek bir iz vardır. Tauwer izlerinin sadece %25 'i KASCADE GRAND ile onaylanabilmektedir. Çünkü KGE iz yoğunluğu çok net bir şekilde seçilmektedir. Geriye kalan %75 Tauwer alanında 2 ya da daha fazla ize neden olur.

5. DEĞERLENDİRME

KASCADE-GRANDE trigger kullanarak yatay kozmik ışın akısını hesaplamak için dizaynedilmiş bir prototipte düşük momentumlu elektron-müonları seçme metodunu test ettik. PM sayısallaştırması ve uygun kalınlıkta bir kurşun tabakanın alt levhaya yerleştirilmesi ile alttaki sintilatörde depolanan enerjinin üsttekinden %50 fazla olması durumunda (TOF ile tanımlanan) bu izler elektron ya da gama olarak kabul edilebilir. Diğer durumda yani levhalarda biriken enerji oranı 1 civarındaysa muhtemelen bir müon var demektir.

KAYNAKLAR

[1] Gilmore, R. 1992 Single Particle Detection and Measurement Taylor & Francis

[2] <http://www.p-ng.si/public/pao/history.php> (Erişim tarihi:17.03.2010)

[3] Wikipedia entry on cosmic rays, <http://en.wikipedia.org/wiki/Cosmicrays> (Erişim tarihi:09.04.2011)

[4] Particle Data Group, <http://pdg.lbl.gov/> (Erisim tarihi: 23.10.2010)

[5] Particle Interaction notes, D. CUSSANS, Bristol University (2003)

[6] 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

[7] <http://www.cosmicrays.org/> (Erisim tarihi: 24.04.2010)

[8] Longair, M. 1992 High Energy Astrophysics, Volume 1 Cambridge University Press

[9] Cosmic Rays, S. Eidelman et al., Physics Letters B592, 1 (2004)

- [10] Thin Cosmic Rain, M. W. FRIEDLANDER, Harvard University Press (2000)
- [11] EAS-TOP Collaboration, M. Aglietta et al., in Proceedings of the 24th International Cosmic Ray Conference, Roma, Italy, 1995, Vol. 1, p. 638
- [12] Tom Gaisser, The cosmic-ray spectrum, Apsen, April 26, 2005
- [13] K.Berndlöhr, 1999
- [14] Distefano C., et al., Neutrino Flux Predictions for Known Galactic Micro- quasars, *ApJ*, 575 378.
- [15] Waxman E., Bachall J. N., *Phys. Rev. D*59 023002 (1999).
- [16] Waxman E., Bachall J. N., *Phys. Rev. D*64 023002 (2001).
- [17] Waxman E., Extra Galactic Sources of High Energy Neutrinos, *Phys. Scripta*. T121, 147-152; astro-ph/0502159.
- [18] Halzen F., Hooper D., High-energy neutrino astronomy: the cosmic ray connection, *Rep. Prog. Phys.* 64 1025 (2002).
- [19] Galama T. J., Vreeswijk P. M., Van Paradijs J., Kouveliotou C., Augusteijn T., Bohnhardt H., Brewer J. P., Doublie V., Gonzalez J.-F., Leibundgut B., Lidman C., Hainaut O. R., et al., *Nature* 395 670 (1998)

- [20] Stanck K. Z., et al., *Astrophys. J.* L17 591 (2003)
- [21] M. Iori and A. Sergi *Nuclear Instruments & Methods in Physics research* Vol 588 April 1, 2008, ISSN-0168-9002, <http://www.elsevier.com/locate/NIMA>.
- [22] Iori M., Sergi A., Fargion D., Gallinaro M., Study of a detector array for Upward Tau Air-Showers, astro-ph/0602108v1, (2006)
- [23] Iori M., Russ J., Denizli H., Ferrarotto F., Kaya M., Yilmaz A., Test results of a new concept of an EAS detector for UHE neutrinos, OG 2.7 0866(2009).
- [24] M. Iori M., Kaya Electron-muon identification in a new concept of an EAS detector (8 January 2011)
- [25] http://www.sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_H/H5783-20.pdf (Erisim tarihi: 17.02.2010)
- [26] <http://micro.magnet.fsu.edu/primer/digitalimaging/concepts/photomultipliers.html> (Erisim tarihi: 15.10.2010)
- [27] S.E. Derenzo, *Scintillation Counters, Photodetectors and Radiation Spectroscopy*, IEEE Short Course Radiation (1998)
- [28] Leo, W. R., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, (1994, Springer-Verlag, New York).
- [29] S.E. Derenzo, *Scintillation Counters, Photodetectors and Radiation Spectroscopy*, IEEE Short Course Radiation

- [30] Introduction to Radiation Detectors and Electronics, Helmuth Spieler, IV. Scintillation Detectors – 1, Helmuth Spieler, LBNL 26-Jan-99
- [31] Kobayashi M., Introduction to scintillators, 17-Nov- 2003
- [32] An Affordable Particle Detector for Education, Brendan James Arnold May 12, 2005, University of Bristol press.
- [33] Dr D Newbold, Quarks & Lepton, Passage of particles through Matter)
- [34] http://www.cstl.nist.gov/biotech/strbase/pub_pres/qPCR_Vallone3.pdf (Erisim tarihi: 04.04.2010)
- [35] J.B. Birks, The Theory and Practice of Scintillation Counting, New York, 1964
- [36] G.F. Knoll, Radiation Detection and Measurement - 3rd edition (Chapters 16 to 18), John Wiley & Sons,1999.Radioisotopes and Radiation Methodology, Med Phy 4R06/6R03,
- [37] <http://www.maxim-ic.com> (erişim 10.4.2011)
- [38] <http://www.analog.com/static/imported-files/DataSheets=Ad8014.pdf>
- [39] http://www.national.com/ds/LM/LMV_7219.pdf
- [40] <http://drs.web.psi.ch> (erişim 10.3.2011)
- [41] Ritt S., Dinapoli R., Hartmann U., Application of the DRS chip for fast waveform digitizing, in: Proceeding of TIPP09, Tsukuba, Japan.

[42] [http : //www.magic.mppu.mpg.de/publications/theses/MBitossi.pdf](http://www.magic.mppu.mpg.de/publications/theses/MBitossi.pdf)

[43] Fargion D., Discovering Ultra-High-Energy Neutrinos Trough Horizontal and Upward μ -Air Showers, *Astrophys. J.* 570 (2002).

[44] Feng J. L., Fisher P., Wilczek F., Yu T. .M., Observability of Earth-skimming Ultra-High-Energy Neutrinos, *Phys. Rev. Lett.* 88,161102 (2002).

[45] Fargion D., Iori M., Grossi M., De Santis M., Lucentini P. G. De Sanctis, Sergi A., Moscato F., Crown detectors arrays to observe horizontal and upward air-showers, *Advances in Space Research* 37 (2006) 2132-2138.

[46] Zas E., Neutrino detection with inclined air showers, *New J. of Phys.* 7 (2005) 130.

[47] M. Ostrowski, *Astropart. Phys.* 18, 229 (2002), arXiv: astro-ph/0101053.

[48] Ali Y. “Study Of Prototype Detector For UHE ν_τ Detection” Yüksek Lisans Tezi, Abant İzzet Baysal Üniversitesi, Fen-Bilimleri Enstitüsü, 2011.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : ERDAL KURT
Doğum Yeri : REMMSCHEİD-ALMANYA
Doğum Tarihi : 31.07.1975
Medeni Hali : EVLİ
Yabancı Dil : İNGİLİZCE-ALMANCA

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl):

Lise : KARS ANADOLU LİSESİ (1995)
Lisans : YÜZÜNCÜ YIL ÜNİVERSİTESİ (2004)
Yüksek Lisans : KAFKAS ÜNİVERSİTESİ (2011)