

**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

135601

Hüseyin TOPAKLI

NÖTRİNO FİZİĞİNDE SON GELİŞMELER

FİZİK ANABİLİM DALI

ADANA, 2003

135601

**Y.B. YÜKSEK LİSANS TEZİ
DOKÜMANTASYON MERKEZİ**

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

NÖTRİNO FİZİĞİNDE SON GELİŞMELER

Hüseyin TOPAKLI
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

Bu tez ~~14.01.03~~ ^{14.01.03} Tarihinde Aşağıdaki Jüri Üyeleri Tarafından
Oybirliği/Oyçokluğu İle Kabul Edilmiştir.

İmza: 

İmza: 

İmza: 

Prof. Dr. Eda EŞKUT

Yrd. Doç. Dr. Aysel TOPAKSU

Yrd. Doç. Dr. Mehmet TEKDAL

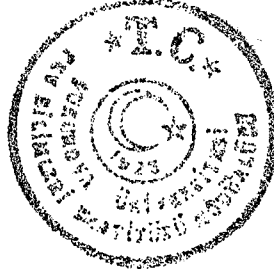
DANIŞMAN

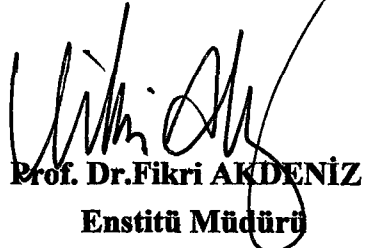
ÜYE

ÜYE

Bu tez Enstitümüz Fizik Anabilim Dalında hazırlanmıştır.

Kod No : 2103




Prof. Dr. Fikri AKDENİZ
Enstitü Müdürü

Bu Çalışma Ç.Ü. Araştırma Fonu Tarafından Desteklenmiştir.
Proje No: FBE.2001.YL.126

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

ÖZ
YÜKSEK LİSANS TEZİ

NÖTRİNO FİZİĞİNDE SON GELİŞMELER

Hüseyin TOPAKLI
ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

Danışman : Prof.Dr. Eda EŞKUT

Yıl:2003, Sayfa: 77

Jüri : Prof.Dr. Eda EŞKUT
: Yrd.Doç.Dr. Aysel TOPAKSU
: Yrd. Doç.Dr. Mehmet TEKDAL

Bu çalışmada, yüksek enerji ve parçacık fiziğinin güncel konularından biri olan, evrenin oluşumu ve geleceği hakkında bilgi verdiği inanan nötrinolar hakkında bilinenler derlenmiştir. Ayrıca güneşsel ve atmosferik nötrino problemleri, bu problemlerin bugünkü durumu, problemlere en popüler çözüm olarak düşünülen nötrino salınımları, günümüzde yapılan ve gelecekte yapılması planlanan güneşsel ve atmosferik nötrino deneyleri ele alınmıştır.

Anahtar Kelimeler: Standart Model, Nötrino , Nötrino Salınımları, Standart Güneş Modeli, Güneşsel ve Atmosferik Nötrinolar

ABSTRACT

MSc THESIS

**RECENT DEVELOPMENTS IN NEUTRINO
PHYSICS**

Hüseyin TOPAKLI

DEPARTMENT OF PHYSICS

INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

UNIVERSITY OF ÇUKUROVA

Supervisor: Prof.Dr. Eda EŞKUT

Year: 2003, Pages: 77

Jury: Prof.Dr. Eda EŞKUT

: Assist.Prof. Aysel TOPAKSU

: Assist.Prof. Mehmet TEKDAL

In this study, the neutrinos and their main properties, which is one of the current topics of high energy and particle physics and which is also believed to give information about the beginning and the future of the universe, are reviewed. Furthermore, the problems of solar and atmospheric neutrinos, the state of these problems as of today, neutrino oscillations which is the most popular solution to this problem, the present and the future solar and atmospheric neutrino experiments, are presented.

Key Words: Standard Model, Neutrinos, Neutrino Oscillations, Standard Solar Model, Solar and Atmospheric Neutrinos

TEŞEKKÜR

Tez çalışmalarım süresince anlayışlı tutum ve yönlendirmeleri, değerli yardım ve katkılarından dolayı danışman hocam Sayın Prof.Dr. Eda EŞKUT'a en içten teşekkürlerimi sunarım. Yüksek Enerji Fiziği grubundaki çalışmalarım süresince özellikle ders aşamalarım da yapıcı önerileri ile yol gösterici olan değerli hocalarım Sayın Prof.Dr. Gülsen ÖNENGÜT'e ve Sayın Prof.Dr. Ayşe POLATÖZ'e teşekkürü borç bilirim. Bana konum ile ilgili kaynakları bulmam konusunda yardımlarını esirgemeyen sevgili hocalarım Yrd.Doç.Dr. Aysel TOPAKSU ve Yrd.Doç.Dr. İsa DUMANOĞLU'na, ayrıca grubumuzdaki asistan arkadaşlarımdan Arş.Gör. Deniz Sunar'a tez yazımım esnasındaki yardımlarından dolayı ve beni sabır, anlayışla destekleyen Arş.Gör Salim Çerçi ve diğer grup arkadaşlarıma çok teşekkür ederim. Tüm eğitimim boyunca her zaman maddi-manevi desteklerini hissettiğim sevgili aileme en içten teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER	SAYFA
ÖZ.....	I
ABSTRACT.....	II
TEŞEKKÜR.....	III
İÇİNDEKİLER.....	IV
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	VI
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VII
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	IX
1. GİRİŞ.....	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	4
2.1. Nötrinoların Genel Özellikleri.....	4
2.2. Nötrino Çeşnileri.....	9
2.3. Kütle Problemi.....	11
2.3.1. Kütleli Nötrinolar.....	14
2.4. Kozmoloji ve Nötrino.....	16
3. MATERYAL VE METOD.....	22
3.1. Nötrino Salınımları.....	22
3.1.1. Güneşsel Nötrinolar.....	27
3.1.1.1. Standart Güneş Modeli.....	27
3.1.1.2. Güneşte Nötrino Üretimi.....	30
3.1.1.3. Güneşsel Nötrino Spektrumu.....	33
3.1.1.4. Güneşsel Nötrino Deneyleri.....	35
3.1.1.5. Çerenkov Işınması.....	38

3.1.2. Atmosferik Nötrinolar.....	43
3.1.2.1. Atmosferik Nötrino Deneyleri.....	46
3.1.3. Hızlandırıcı ve Nükleer Reaktör Nötrinoları.....	52
4. BULGULAR VE TARTIŞMA.....	56
4.1. Kısa Menzilli Nötrino Deneyleri.....	56
4.2. Uzun Menzilli Nötrino Deneyleri.....	61
4.3. Orta Menzilli Nötrino deneyleri.....	64
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	67
KAYNAKLAR.....	74
ÖZGEÇMİŞ.....	77

ÇİZELGELER DİZİNİ

SAYFA

Çizelge 3.1. Güneşsel nötrino üretim tepkimeleri.....	33
Çizelge 3.2. Mevcut güneşsel nötrino deneyleri.....	42
Çizelge 3.3. Atmosferik nötrino deneylerinin sonuçları	48
Çizelge 3.4. Uzun menzilli nötrino reaktör deneyleri.....	53
Çizelge 4.1. Tau leptonunun ana bozunum modları.....	57



ŞEKİLLER DİZİNİ

SAYFA

Şekil 2.1. Elektronların enerji spektrumu (Cadenas, 2002).....	4
Şekil 2.2. İki cisim bozunumu (Bernstein, 1984).....	5
Şekil 2.3. Feynman diagramında beta bozunumu (Bernstein, 1984).....	6
Şekil 2.4. Nötrino kütesine göre enerji dağılımı (Cadenas, 2002).....	6
Şekil 2.5. Nükleon'un iki leptona bozunumu (Bernstein, 1984).....	8
Şekil 2.6. Nötron bozunumu (Sutton, 2001).....	12
Şekil 2.7. Proton bozunumu (Sutton,2001).....	13
Şekil 2.8. Elektron yakalama (Sutton,2001).....	13
Şekil 2.9a. Evren Modeli.....	17
Şekil 2.9b. Genişleyen Evren (Bernstein, 1984).....	17
Şekil 2.10. $R(t)$ yarıçaplı evren (Bernstein, 1984).....	18
Şekil 3.1. Tipik nötrino salınım deneyi (Kayser, 1989).....	22
Şekil 3.2. Salınım deneylerinin sınıflandırılması (Schönert, 2001).....	26
Şekil 3.3. Güneşsel nötrino spektrumu (Peltoniemi, 2001).....	34
Şekil 3.4. Klor deneyinde nötrino (Soper, 1997).....	36
Şekil 3.5. Çerenkov ışıması.....	39
Şekil 3.6. Çerenkov ışımasında mach konisi.....	40
Şekil 3.7. Çerenkov ışımasında dalga cephelerinin oluşumu.....	41
Şekil 3.8. Kozmik ışınların atmosferdeki çekirdekler ile etkileşimi (Conrad,2002)..	44
Şekil 3.9. Nötrino çeşnilerinin oluşumu (Piergiorgio, 2001).....	45
Şekil 3.10. Atmosferik nötrinoların uzaklıkla ilişkisi (Schönert, 2001).....	49
Şekil 3.11. Kozmik ışınların dünya yüzeyindeki dağılımı.....	50
Şekil 3.12. Atmosferik nötrinoların tepe açısına göre akı dağılımı (Schönert,2001).	51
Şekil 3.13. L/E değerine göre ν_{μ} nun diğer nötrino çeşnilerine salınım olasılığı.....	51
Şekil 4.1. CHORUS ve NOMAD deneylerinin sonuçları (Eskut, 2000).....	58
Şekil 4.2. LSND ve Karmen deneylerinin karşılaştırılması (Steidl, 2001).....	60
Şekil 4.3. KEK'de nötrino üretimi (Jung, 2002).....	66

Şekil 5.1. MSW etkisinde $v_e \rightarrow v_\mu$ veya $v_e \rightarrow v_\tau$ salınımı

(Bahcall,Smirnov,1998).....68

Şekil 5.2. Boşlukta $v_e \rightarrow v_\mu$ veya $v_e \rightarrow v_\tau$ salınım

bölgeleri (Bahcall, Smirnov, 1998).....69



SİMGELER VE KISALTMALAR

CERN	: Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
LHC	: Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
LEP	: Büyük Elektron Pozitron Çarpıştırıcısı
SM	: Standart Model
SLAC	: Standford Çizgisel Hızlandırıcı Merkezi
CC	: Yüklü Akım
NC	: Yüksüz Akım
P	: Parite
C	: Yük Eşleniği
MeV	: Milyon Elektron Volt
GeV	: Milyar Elektron Volt
TeV	: Trilyon Elektron Volt
p^+	: Proton
e^-	: Elektron
μ^-	: Müyon
π^-	: Piyon
ν	: Nötrino
σ	: Tesir Kesiti
L	: Işıklık
m	: Kütle

1.GİRİŞ

Pauli 1930 yılında, çekirdeğin nükleer beta bozunumundan ortaya çıkan elektronun sürekli enerji spektrumunda yeni bir parçacığın bulunması gerektiğini ileri sürdü. Korunum yasaları gereğince, parçacığın yüksüz, kütesiz ve yarım tam sayılı spine sahip olması gerekiyordu. 1934 yılında bu yeni gizemli parçacığa Fermi "nötrino" ismini verdi. Nötrinonun varlığı 1954 de Reines ve Cowan tarafından Savannah River'daki reaktörde yapılan bir deneyle anlaşıldı. Bu deneyle ilk nötrino çeşni olan ν_e (elektron nötrinosu) varlandı. Nötrinoların ışık hızında hareket etmeleri ve madde ile çok zayıf etkileşmelerinden dolayı varlanmaları oldukça zordu. 1962 yılına gelindiğinde hemen hemen aynı zamanlarda birbirlerinden bağımsız olarak CERN (Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi) ve Brookhaven'da ilk nötrino çeşnisinden farklı bir tip nötrino ν_μ (müon nötrinosu) μ (müon) ile birlikte ortaya çıktı. 1975 yılında τ (tau) leptonunun SLAC (Standford Çizgisel Hızlandırıcı Merkezi)'da bulunmasıyla bu leptona eşlik edecek ν_τ (tau nötrino)'nun üçüncü bir çeşni olması gerektiği düşünöldü. Nihayet ν_τ 'u ilk kez DONUT deneyi tarafından 2000 yılında deneysel olarak varlanabildi (Kodama, 2001). Doğada ν_e, ν_μ, ν_τ olmak üzere üç sol-elli nötrino ve bunların sağ-elli antinötrinoları bulunmaktadır. CERN'deki LEP (Büyük Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısı) tarafından $Z \rightarrow \nu + \bar{\nu}$ bozunumunun genişliği ölçölerek nötrino çeşni sayısının $n_{\nu_f} = 3.00 \mp 0.06$ olduğu deneysel olarak da gösterildi (Groom, 2000). Böylece maddenin temel yapısını açıklamakta kullanılan Standart Model Kuramındaki (SM) lepton aileleri tamamlandı. Leptonlar üç aile olup her bir aile yüklü bir leptona eşlik eden bir nötrinodan oluşmaktadır. Üç nötrino çeşnisinin birbirlerine salınımlarından farklı olarak dördüncü bir lepton ailesi tanımlanmakta ve bu aile bir yüklü ağır lepton olan Φ (fi) ve ona eşlik eden hafif ν_s (steril nötrino)'den oluşmaktadır. Bu ailenin elemanları henüz varlanamamıştır (Kayser, 1989).

Nötrinolar, evrende bol miktarda bulunmaktadırlar. Dünyaya ulaşan nötrinolar güneşte, süpernovalarda ve atmosferde üretilmektedir. Yapılan

araştırmalar güneşte bol miktarda ν_e 'nin üretildiğini göstermektedir. Kuramsal ve deneysel güneşsel nötrino akıları arasındaki fark “güneşsel nötrino problemi” olarak bilinmektedir. Bu durum güneşte üretilen nötrinoların dedektöre ulaşana kadar çeşni değiştirdiği fikrinin doğmasına neden olmuştur. Eğer nötrinolar kütleli iseler bir nötrino çeşnisinin bir başka nötrino çeşnisine dönüşmesine “nötrino salınımı” denir. Diğer taraftan atmosferden gelen ν_μ/ν_e oranının kuramsal olarak hesaplanan değeri ile deneysel olarak gözlenen değeri arasındaki farklılık “atmosferik nötrino problemi” olarak bilinmektedir. Güneşsel ve atmosferik nötrino problemleri için en mantıklı çözümün nötrino salınımları olduğuna inanılmaktadır. Nötrino salınımlarının gerçekleşmesi nötrino çeşnilerinin çok küçük de olsa kütleyle sahip olmalarını gerektirmektedir. Nötrino salınım araştırmaları günümüzde mevcut deneylerden alınan verilerden elde edilen birtakım yaklaşımlarla yapılmaktadır. Nötrinoların madde ile etkileşmeleri SM'nin yüklü akım (CC) ve yüksüz akım (NC) etkileşmeleri ile açıklanmaktadır. Yüklü akım etkileşmeleri nötrino ve antinötrino çeşnilerini birbirlerinden ayırt etmektedir.

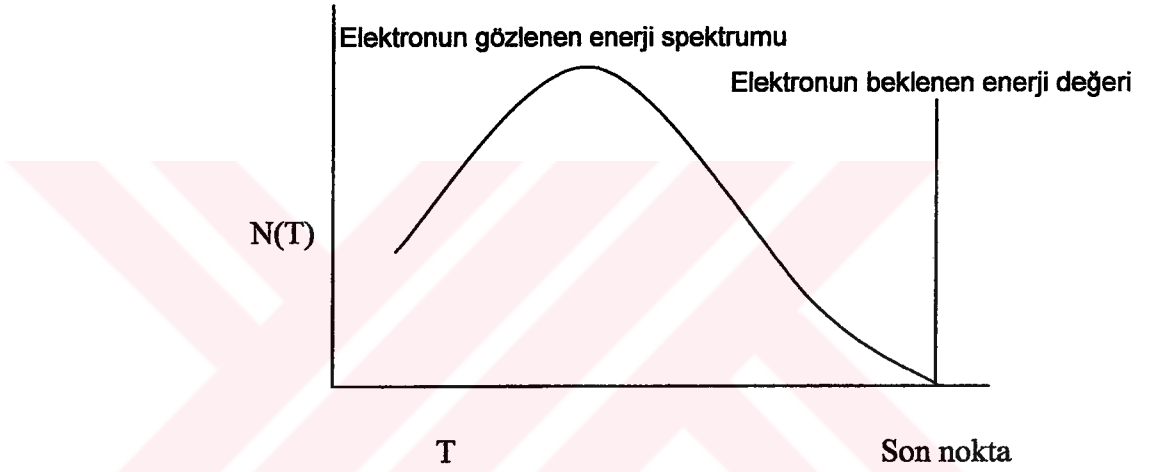
Evrenin genişlemesini yavaşlattığına inanılan nötrinoların çok küçük te olsa bir kütleyle sahip olmaları, evrenin kritik yoğunluğuna önemli katkıda bulunacaktır. Evrende çok miktarda bulunmalarından dolayı bu küçücük kütleler bir araya geldiğinde evrenin genişlemesinde frenleyici etkilere neden olmaktadır. Bundan dolayı nötrinolar yüksek enerji fiziğinde olduğu kadar astrofizik ve kozmoloji için de önemli parçacıklardır. Nötrinoların anlaşılmasının evrendeki karanlık madde probleminde de çözüm getireceğine inanılmaktadır. SM'ye göre kütleli olan nötrinoların gerçekten kütleli olup olmadıklarını araştıran pek çok deney yapılmaktadır. Deneylerde nötrinoların özelliklerinin açıklanabilmesi için farklı deney teknikleri ve yöntemler kullanılmaktadır. Nötrinoların kütleli olmaları günümüzde geçerli olan SM'in test edilmesi bakımından da büyük önem taşımaktadır. Kütleli nötrinolar temel parçacık kuramını değiştireceği için Büyük Birleşme Kuramı (BBK) yeni fizik araştırmalarında geçerli bir kuram olacaktır. Böylece nötrininin kütlelerinin ölçülmesi hem evrenin geleceği hem de temel parçacıkları anlamak açısından önem taşımaktadır.

Tezin birinci bölümünde nötrinolar hakkında kısaca bilgi verilmiştir. Nötrinoların çeşni oluşumları ve genel özellikleri bu tezin ikinci bölümünü oluşturmaktadır. Üçüncü bölümde nötrino problemleri sınıflandırılmış ve problemlere çözüm arayan deneyler hakkında kısaca bilgi verilmiştir. Yine aynı bölümde nötrinoları varlamak için kullanılan Çerenkov tekniği ayrıntılı biçimde anlatılmıştır. Dördüncü bölümde ise yapılan deneyler dedektör ile kaynak arasındaki mesafeye göre sınıflandırılmış ve yapılan deneylerin sonuçları verilmiştir. Son bölümde günümüzde ve gelecekte yapılması planlanan deneylerin nötrino kütlesi için ulaşmayı hedefledikleri limit değerler ve salınım parametrelerine göre nötrino salınımları tartışılmıştır.

2.ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

2.1 Nötrinoların Genel Özellikleri

1930 yılında Pauli, azot (N) ve lityumun (Li^6) beta bozunumundan yayınlanan elektronların sürekli enerji dağılımında enerjinin korunmadığını gözledi. Elektronun kinetik enerjisi, ana ve ürün çekirdeğin durgun kütleleri arasındaki farka eşit olmalıdır. Fakat dağılımda “son nokta” (maksimum kinetik enerji) enerji değerinde, elektron sayısı $N(T)$ ’in sıfır değerine ulaştığı gözlemlendi.



Şekil 2.1. Elektronların enerji spektrumu (Cadenas, 2002)

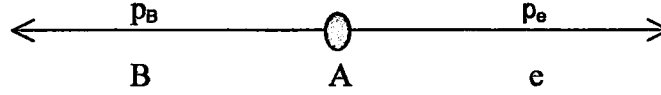
Tipik bir beta bozunumu



tepkimesiyle verilebilir. Bozunumda görünen parçacıklar A, B ve elektrondur. Eğer tepkime sadece bu parçacıkları içeriyorsa, ana çekirdek kendi durgun sisteminde iki-cisim bozunumu ile



tepkimesini oluşturur.



Şekil 2.2. İki cisim bozunumu (Bernstein, 1984)

Momentum korunumu gereğince parçacıkların durgun kütleleri dikkate alındığında sistemin toplam momentumu sıfır olmalıdır. Bu durumda $N(T)$ dağılımı Şekil 2.1'e benzeyecektir. Elektronların sürekli bir enerji spektrumuna sahip olması ve enerjinin korunmaması, tepkimede gözden kaçan bir başka parçacığın varlığına işaret etti. Pauli 1933 yılında beta parçacıklarının yayınımları esnasında yüksüz parçacıkların da (X parçacığı) yayımlandığını ve 2.2 tepkimesinin



şeklinde verilmesi gerektiğini söyledi.

Çekirdek, yüksüz parçacık ve beta parçacığının enerjilerinin toplamı kadar bir enerji yayınlamaktaydı. Yayınlanan enerji beta spektrumunun üst limitine eşitti. Bir tepkimede sadece enerji değil, çizgisel momentum, açısal momentum ve diğer temel korunum yasaları da sağlanmalıdır.

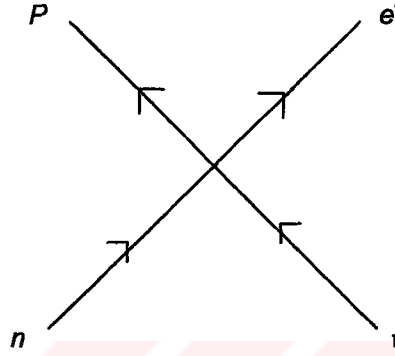
Tepkimedeki parçacıkların atomik ağırlıkları dikkate alındığında yüksüz parçacığın kütlesi, elektronun kütlesinden daha hafif olmalıydı. Enrico Fermi bu parçacığı nötrondan ayırt edebilmek için yüksüz, küçük şey anlamına gelen "nötrino" ismini verdi. Nötrino foton gibi ışık hızına yakın hızlarda hareket etmeli ve kütlesi de sıfıra yakın olmalıydı. Aynı enerjili fona göre nötrinonun madde içinden geçme gücü daha fazlaydı. Başka bir deyişle parçacık madde tarafından durdurulamıyordu.

Nötrinolar, Fermi istatistiğine uyan ve spinleri $1/2$ olan parçacıklardır. Bu durumda tipik bir beta bozunumu



tepkimesiyle verilebilir.

1911 yılında parçacıkların hem parçacık hem de dalga özelliğine sahip oldukları biliniyordu. 1934 yılında Fermi beta bozunumunun Ψ_n, Ψ_p, Ψ_e ve Ψ_ν ile tanımlanan parçacık alanlarına sahip olduklarını ve bu alanların uzay-zamanda şekil 2.3 teki gibi tek bir noktada tanımlanabileceğini gösterdi.

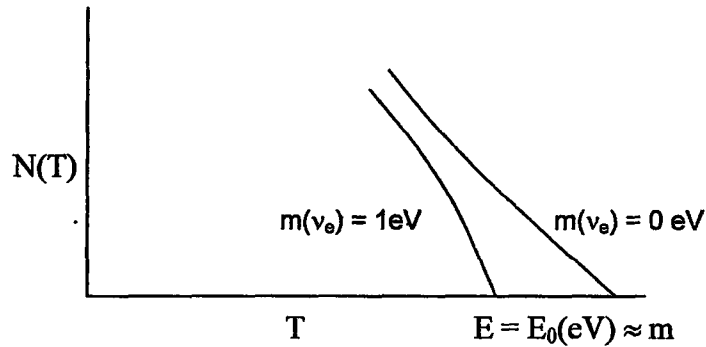


Şekil 2.3. Feynman diagramında beta bozunumu (Bernstein, 1984).

Bu sonuç şekil 2.1’de verilen $N(T)$ dağılımı ile uyum sağlamaktadır. Böylece dağılımın son noktasına karşılık gelen enerjinin nötrinoların kütlesi ile ilişkili olduğu görüldü. Nötrinonun kütleli veya kütsüz olması durumuna göre grafik farklı şekilde bitiyordu. $T_{son\ nokta}$ enerjisi

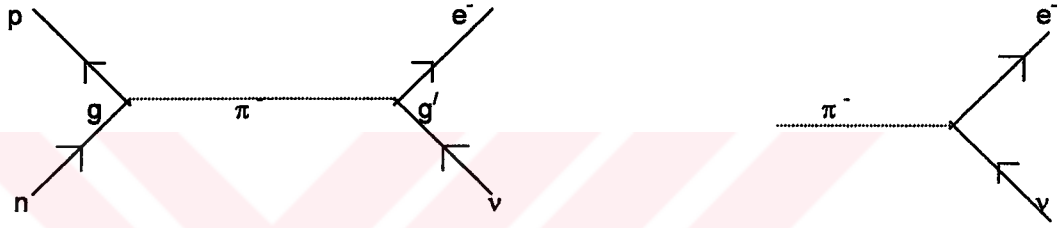
$$T_{son-nokta} = \frac{[(m_A^2 + m_e^2) - (m_B + m_\nu)^2]c^2}{2m_A} - m_e c^2 \quad (2.5)$$

eşitliği ile verilmektedir. Burada e^- ’ler aynı kütleyle sahip olan bir elektron veya pozitrondur.



Şekil 2.4. Nötrino kütlesine göre enerji dağılımı (Cadenas, 2002)

1935 yılında Hideki Yukawa nükleer kuvvetlerin mezon kuramını ileri sürdü. Proton ve nötron “mezon” denilen hafif kütleli bir parçacığın değiş-tokuşu ile etkileşmektedir. π (pi) mezonunun iki parçacığa bozunuyor olması Fermi’nin beta bozunum kuramını destekledi. Yukawa bozunum köşelerini boyutsuz sabitler olan g (güçlü nükleer kuvvet şiddeti) ve g' (zayıf nükleer kuvvet şiddeti) çiftlenim sabitleri ($g \gg g'$) ile, Fermi ise G çiftlenim sabiti ile (şekil 2.3) tanımladı. Fermi çiftlenim sabitininin $G \cong 4 \times 10^{-50}$ erg.cm³ olarak bulunan değeri günümüzde $G = 1.43 \times 10^{-49}$ erg.cm³’tür.



Bose parçacıkları, örneğin, π^0 ve γ (foton) gibi parçacıklar, kendi antiparçacıklarıyla özdeş olmalarına rağmen K^0 kendi antiparçacığından ($\overline{K^0}$) farklıdır. Diğer taraftan yüksüz bir fermiyon olan nötron da kendi antiparçacığı ile aynı değildir. Fakat 1937 de Ettore Majorana nötrinin kendi antiparçacığı ile aynı olması gerektiğini ileri sürdü (Majorana, 1937).

Yüksüz bir parçacık ve antiparçacığını birbirinden ayırt eden özelliklerden biri parçacıkların magnetik momentleridir. Bir parçacık yük eşlenikliği kuantum operatörü (C) ile antiparçacığına dönüşebilir. Bu durumda C , parçacık alanı Ψ olan dalga fonksiyonuna uygulandığında antiparçacık alanı olan Ψ^* bulunur. Bir parçacığın aşağı ve yukarı olmak üzere iki spin durumu vardır. Parçacık ile antiparçacığı birlikte düşünüldüğünde toplam 4 spin durumu ortaya çıkar. Ψ ile Ψ^* arasındaki ilişki

$$\Psi = \eta_c C \Psi^* \quad (2.6)$$

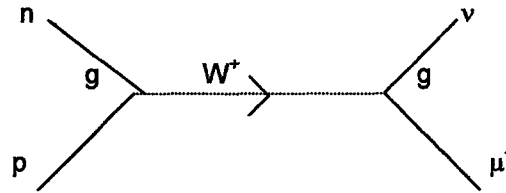
ifadesi ile verilir. Burada C , 4x4 matrisi ve η_c ise fazı temsil etmektedir.

Majorana nötrinoları $\Psi^c = \Psi$ eşitliği ile gösterilirken, Dirac nötrinoları $\Psi^c \neq \Psi$ ile tanımlanır. Uzay koordinatlarını tersine çeviren Parite operatörü Majorana nötrinolarının spin alanına uygulandığında

$$\Psi^p(\chi, \tau) = \eta_p P \Psi(-\chi, \tau) \quad (2.7)$$

durumu ortaya çıkar. Burada P , 4×4 matris ve $\eta_p = \pm i$ olan bir fazı göstermektedir. Dirac nötrinoları için bir koşul olmadığı sürece η_p fazı keyfidir. Majorana nötrinolarının yörüngesel açısal momentumu ve toplam açısal momentumu 1 olduğundan 3P_1 durumu ortaya çıkar. Bu da çift pariteye karşılık gelir. Fakat P-dalgaları genellikle tek paritelidir. Aynı yapıda olan $\gamma \rightarrow \nu + \nu^c$ tepkimesi göz önüne alındığında son durumda toplam açısal momentum 1 olduğu için 3S_1 , 3D_1 , 3P_1 ve 1P_1 durumları oluşur. Dirac nötrinosu için $\nu \neq \nu^c$ olduğundan, Pauli dışarlama ilkesi bu dört duruma sınırlama getirmez. Yani Dirac nötrinoları dört farklı durumda bulunabilir ve parite korunmaz. Majorana nötrinosunda ise sadece bir durum vardır ve parite korunur.

$\mu^- + p \rightarrow n + \nu$ ve $\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \nu^c$ tepkimeleri her ne kadar β -bozunumları olarak tanımlandılarsa da, 1949'da bunların beklenenden çok daha fazla bilgi verdiği görüldü. Tepkimelerde deneysel olarak bulunan G , Fermi'nin kuramsal çiftlenim sabiti ile aynı olmalıydı. Gerçektende bir grup (Lee, Rosenbluth, Yang) Ferminin önerisini doğrulayan tepkimelerin ortaya çıktığını gözlediler.



Şekil.2.5. Nükleon'un iki leptona bozunumu (Bernstein, 1984)

Yukawa nükleon ve lepton vertekslerindeki g ve g' çiftlenim sabitlerinin farklı olduğunu ve nükleon ile leptonlar arasındaki etkileşmenin π mezonları ile sağlandığını önermişti. Fakat yapılan deneyler çiftlenim sabitlerinin aynı olduğunu ve ara parçacığın, zayıf etkileşme ara bozonu olan W^+ olması gerektiğini gösterdi.

2.2. Nötrino Çeşnileri

1950'lere ulaşıldığında nötrinolar konusundaki kuramsal görüşlerin önemli bir kısmı tamamlanmıştı. Fakat nötrinolar henüz deneysel olarak gözlenememişti. İlk deneysel çalışmalar 1954 yılında Cowan ve Reines tarafından başlatıldı. Eğer bir nötron; bir proton, bir elektron ve bir antinötrinoya bozunabiliyorsa, antinötrino ile proton etkileşerek, bir pozitron ve bir de nötron yayınlamalıdır.



1956 yılında Cowan ve Reines $\bar{\nu}$ kaynağı olarak bir fizyon reaktörü kullandılar. Bu deney nötrinoların antinötrinolardan farklı olduğunu gösterdi.

T.D.Lee, C.N.Yang (Lee-Yang,1949), M.Gell-Mann ve R. Feynman'nın çalışmaları bir araya getirildiğinde 1956-1957 yılları arasında nötrino fiziğinde büyük bir devrimin başladığını görüyoruz. 1962 yılında Columbia Üniversitesi Brookhaven grubundan L.M. Lederman, M. Schwartz ve J. Steinberger ve CERN'de, hemen hemen aynı zamanlarda ilkinden farklı bir tip nötrino (ν_μ) deneysel olarak bulundu (Verkindt, 1999). Bu yeni nötrino öncekinden farklı bir bozunumundan elde edilmiş ve bu kez elektron yerine müon eşliğinde ortaya çıkmıştı. Böylece yüklü leptonlar ile nötrinolar arasında sıkı bir bağın olduğu düşünülmeye başlandı.

ν_μ gözlemlendikten kısa bir süre sonra, CERN' de yapılan deneylerde π mezonlarının yüksek enerjili nükleon-nükleon çarpışmasından oluştuğu gözlemlendi.



tepkimesinde oluşan piyon 10^{-8} saniye içinde kendi durgun sisteminde

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu^c \quad (2.10)$$

bozunumu ile yeni parçacıklara dönüşüyordu. Burada ν_μ^c sağ eli antinötrindir. Bu deney antimüon nötrinosu ile antielektron nötrinosunun birbirlerinden farklı parçacıklar olduğunu göstermiştir. Proton ile etkileştiğinde ise,

$$\begin{aligned} \nu_\mu^c + p &\rightarrow \mu^+ + n \\ \nu_\mu^c + p &\rightarrow e^+ + n \end{aligned} \quad (2.11)$$

(2.11)'e göre birinci tepkimenin gözlenmiş fakat ikincinin gözlenemiyor olması iki nötrino çeşnisinin birbirlerinden farklı olduğunun bir göstergesidir. Diğer taraftan $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ tepkimesinde de nötrinoların üretildiği gözlenmiştir. Müon nötrinosunun kütlesi K (kaon), π ve μ kütleleri dikkate alınarak, iki cisim bozunumunda enerji-momentum korunumundan bulunmuştur. Kütle için deneysel limit $m_\nu < 0.52$ MeV dir.

1975 yılında τ (tau) leptonu SLAC (Standford Çizgisel Hızlandırıcı Merkezi)'da varlandı ve kütlesi $1784,2 \pm 3,2$ MeV olarak bulundu. τ leptonunun bozunumundan

$$\tau \rightarrow \mu^- + \nu_\mu^c + \nu \quad (2.12)$$

$$\tau \rightarrow e^- + \nu_e^c + \nu \quad (2.13)$$

tepkimleri ile ortaya çıkan nötrinoya ν_τ (tau nötrino) ismi verildi ve ilk kütle limiti $m_\nu < 250$ MeV olarak hesaplandı. 2000 yılında Amerika'daki Fermi Laboratuvarında DONUT deneyinde ν_τ nun varlanmasıyla Standart Modelin (SM) lepton ailesi tamamlanmış oldu. Böylece temel parçacıklar tablosunda her bir yüklü leptona karşılık gelen birer tane de yüksüz nötrino yer almaktadır.

2.3 Kütle Problemi

Nötrinolar konusunda yanıt aranan problemlerin en önemlilerinden biri nötrinoların kütleli olup olmadıklarıdır. Şimdi kütle problemini tartışalım. SM'ye göre nötrinolar kütesiz olduklarından $m_\nu = 0$ ve $c = 1$ (ışık hızı) alalım. Momentumu p olan nötrino aşağıdaki eşitliği sağlar.

$p^2 - E^2 = 0$ ifadesine Ψ_ν alanı uygulandığında

$$(p^2 - E^2) \Psi(x, t) = 0 \quad (2.14)$$

olur. Burada nötrino alanı uzay-zaman koordinatları cinsinden $\Psi_\nu = \Psi(x, t)$ ile tanımlanmıştır. Enerji ve momentum operatörleri $p = \frac{1}{i} \vec{\nabla}$, $E = i \frac{\partial}{\partial t}$ ile verilir. $\vec{\nabla}$ gradient operatörüdür. 2x2 Pauli spin matrisleri

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

biçiminde verilmektedir. Bu durumda $p^2 - E^2 = 0$ ifadesi

$$\begin{aligned} (p^2 - E^2) &= (\sigma \cdot p \sigma \cdot p - E^2) \\ &= (\sigma \cdot p + E)(\sigma \cdot p - E) \Psi(x, t) \\ (\sigma \cdot p + E)(\sigma \cdot p - E) \Psi(x, t) &= 0 \text{ ise} \end{aligned}$$

$$(\sigma \cdot p / E) \Psi_L = -\Psi_L \quad (2.15)$$

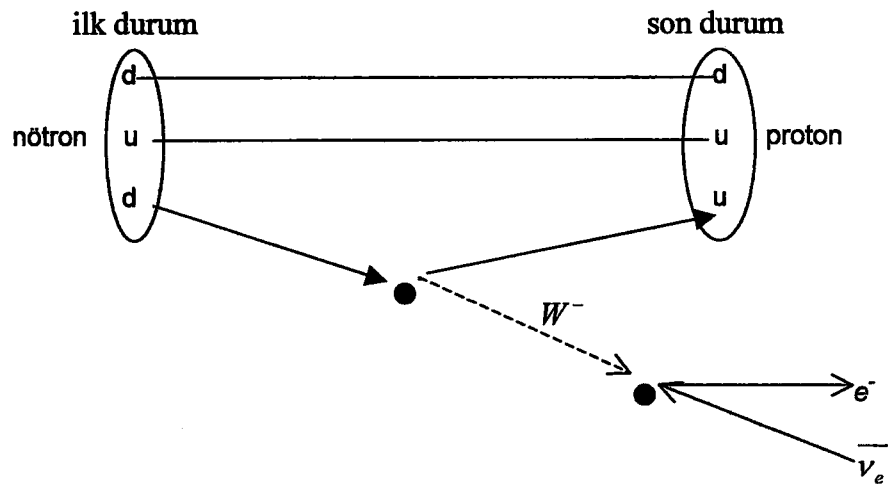
veya

$$(\sigma \cdot p / E) \Psi_R = +\Psi_R \quad (2.16)$$

olarak bulunur. (2.15) ve (2.16) eşitlikleri sırası ile sol ve sağ elli nötrinoları tanımlamaktadır. Sol-elli nötrino durumunda spin ile momentum ters yönlü, sağ-elli nötrino da ise spin ile momentum aynı yönlüdür.

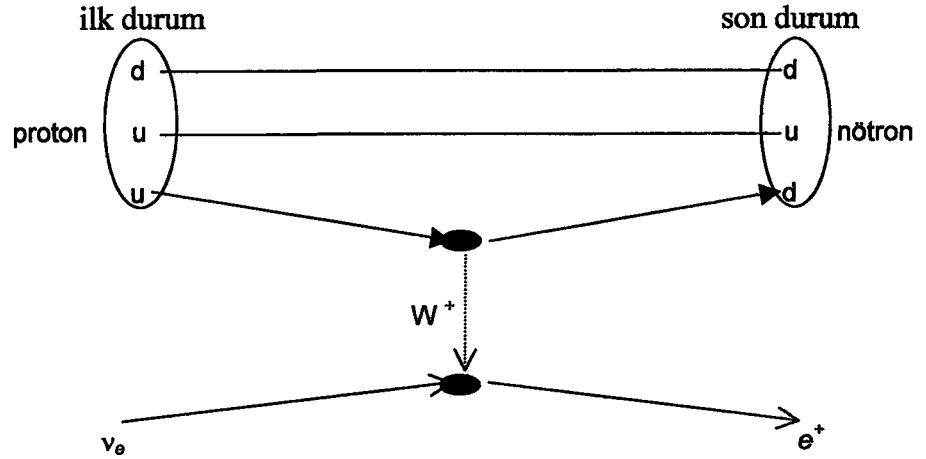


Nötrinolar, nötron bozunumu (elektron yayınlama), proton bozunumu (pozitron yayınlama) ve elektron yakalama olarak bilinen üç zayıf etkileşme tepkimesinden üretilirler. İki aşağı, bir yukarı kuark içeren nötron, protona dönüşürken, nötronun aşağı kuarklarından biri protonun yukarı kuarkına dönüşür. Bu arada yüklü zayıf etkileşimin ara bozonu W^- parçacığı ile elektron ve elektron nötrinosu ortaya çıkar. Nötron, bir elektron ve bir protona bozunduğunda, elektron ve protonun momentumlarının toplamı başlangıçtaki nötronun momentumuyla aynı değildir. Kayıp momentum nötrino tarafından taşınmaktadır. Nötron bozunumu şekil 2.6 da gösterilmiştir.



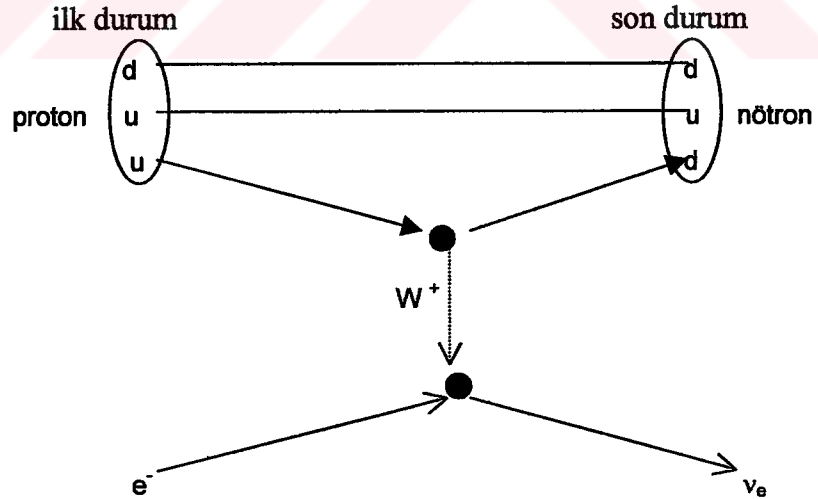
Şekil 2.6. Nötron bozunumu (Sutton, 2001)

Proton bozunumu şekil 2.7'de verilmiştir.



Şekil 2.7. Proton bozunumu (Sutton,2001)

Protonun çekirdek dışından bir elektron yakalamasıyla nötron oluşurken zayıf etkileşim ara bozonu W^+ parçacığı, nötron ile birlikte elektron nötrinosunu ortaya çıkarır. Yüklü akım etkileşimleri W^\pm parçacıkları ile yüksüz akım etkileşimleri ise Z^0 arabozonu ile gerçekleşir. Elektron yakalama tepkimesi şekil 2.8 de gösterilmiştir.



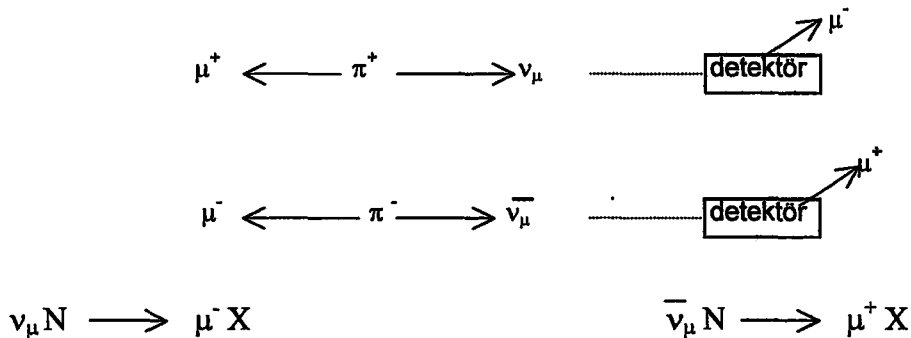
Şekil 2.8. Elektron yakalama (Sutton,2001)

2.3.1 Kütleli Nötrinolar

Günümüzde en popüler görüş nötrinoların kütleli olduklarıdır. BBK (Büyük Birleşme Kuramı)'ya göre zayıf, kuvvetli ve elektromanyetik etkileşmelerin tek bir kuvvet olarak birleştirilebilmesi için nötrinolar kütleli olmalıdırlar. BBK da bir F çoklusu; bir nötrino, bir yüklü lepton, bir pozitif yüklü kuark ve bir negatif yüklü kuarkdan oluşmaktadır (Kayser, 1989). Bu durumda nötrinolar leptonlar ve kuarklarla birlikte aynı aile içinde kütlelidirler.

$$F = \begin{bmatrix} q^+ \\ q^- \\ l \\ \nu \end{bmatrix}$$

F çoklusunda kütle sıralaması $M_\nu \ll M_q, M_{\bar{q}}, M_l$ olacak biçimdedir. Nötrinonun diğer parçacıklardan daha hafif olma nedenlerinden biri, yüksüz olması ve kendi antiparçacığının bulunmasıdır. Bu durumda nötrino ve antinötrinonun lepton kuantum sayıları birbirlerinden farklı mıdır? sorusu ile karşılaşırız. Önce bu kuantum sayılarının nasıl ortaya çıktığına bakalım. π^+ bozunumunda μ^+ ile birlikte yüksüz bir parçacık oluşur. Oluşan ν_μ 'un madde ile etkileşiminde μ^- parçacığı oluşurken asla μ^+ oluşmaz. Aynı deney π^- ile tekrarlandığında yüksüz parçacık ile birlikte μ^- parçacığının yayınlandığı ve yüksüz parçacığın madde ile etkileşimin de sadece μ^+ parçacığının üretildiği gözlemlendi.



$$\nu_{\mu} N \not\rightarrow \mu^{+} X$$

$$\bar{\nu}_{\mu} N \not\rightarrow \mu^{-} X$$

Bu deneyler bizi önemli iki kesin sonuca götürmektedir.

1) ν_{μ} ve $\bar{\nu}_{\mu}$ birbirlerinden farklı parçacıklardır.

2) Bu etkileşmeler süresince lepton kuantum sayısı korunur. Lepton sayısı μ^{-} ve ν_{μ} için +1, μ^{+} ve $\bar{\nu}_{\mu}$ için -1 olduğundan ν_{μ} madde ile etkileşerek sadece μ^{-} yi oluşturmaktadır.

π^{+} bozunumundan oluşan yüksüz parçacığın sol-elli, π^{-} bozunumundan oluşan yüksüz parçacığın ise sağ-elli helisiteye sahip olması yukarıdaki açıklamalara alternatif başka bir açıklama getirmektedir. Sağ-elli helisiteye sahip nötrinoların etkileşmesinde bir μ^{-} parçacığının olduğu varsayılırsa zayıf etkileşmede parite kırılır. Bu durumda lepton sayısının korunmasına ihtiyaç duyulmaz. Gözlenen tüm olayları açıklamada parçacığı antiparçacığından ayırmayı sağlayan deneysel bir yöntem olan helisite yeterlidir. Eğer tartışılanlar doğru ise 1 koşulundan ν_{μ} ve $\bar{\nu}_{\mu}$ sırasıyla ν^M (M : Majorana) parçacığının sol ve sağ helisite durumlarıdır. Eğer 1 ve 2 hipotezleri doğru ise, ν_{μ} , Dirac nötrinosu (ν^D) olacaktır. Parçacığın ve antiparçacığın herbirinin iki helisite durumu vardır. ν^D ile $\bar{\nu}^D$ birbirlerinden farklı olduğundan toplam 4 helisite durumu ortaya çıkar. Ya ν_{μ} ve $\bar{\nu}_{\mu}$ bir Majorana nötrinosunun iki helisite durumlarıdır veya helisiteden farklı bir başka yöntem bulmak gerekir. π^{+} bozunumu sol-elli ν_{μ} yu oluşturur. Bu parçacığın helisitesi tersine çevrildiğinde sağ-elli olur. Bunu ispatlayabilmek için ya sağ-elli parçacıklar π^{-} bozunumundan oluşan sağ-elli $\bar{\nu}_{\mu}$ parçacıkları gibi aynı yolla madde ile etkileşirler (Majorana Durumu) veya farklı yolla etkileşerek Dirac durumunu oluştururlar.

Yüklü lepton ve kuarklara göre nötrinoların çok hafif olmalarının en yaygın açıklaması bir Dirac nötrinosunun (her biri iki helisiteli olan ν^D ve $\bar{\nu}^D$) iki durumlu Majorana nötrinosuna ayrılmasıyla başlamaktadır. Kütleler arasındaki ilişki Gell-Mann, Ramond, Slansky (Gell-Mann, 1979), Yanagida (Yanagida, 1979) ve Mohapatra, Senjanoviç (Mohapatra, 1981) tarafından aşağıdaki gibi verilmiştir.

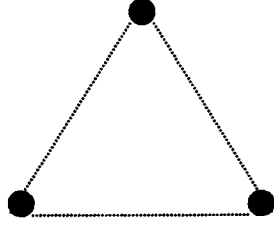
$$M_\nu M_N = M_{q \text{ veya } l} \quad (2.17)$$

Burada $M_{q \text{ veya } l}$ bir kuark veya yüklü leptonun kütlesidir. M_N ise simetri kırılma ölçeği ile ilişkili olup oldukça büyük bir değere sahiptir. Bu durum $M_\nu \ll M_{q \text{ veya } l}$ ile ifade edilir. (2.17) eşitliğinden eğer $M_N \sim M_{BBK} = 10^{14}$ GeV ve $M_{q \text{ veya } l} \sim 1$ GeV ise $M_\nu \cong 10^{-5}$ eV olduğu düşünüldüğünde, bu değer deneysel olarak ölçülen sonuçlardan çok küçüktür. Eğer $M_N \sim 100$ GeV ve $M_{q \text{ veya } l} \sim 1$ MeV ise M_ν değeri deneysel limitler içinde bulunabilir.

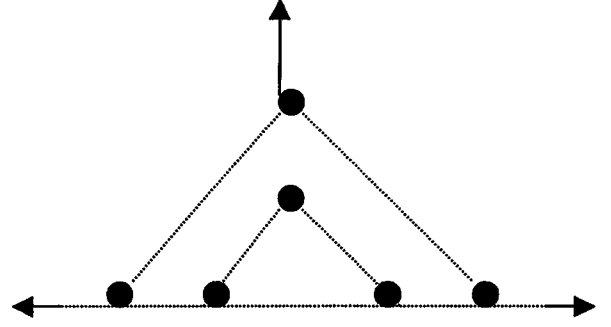
Nötrinonun kütlesi 10 eV civarında ve yaşam süresi evrenin yaşı ile karşılaştırıldığında büyük ise, nötrinolar evrenin kütle yoğunluğunda önemli bir rol oynayacaklardır.

2.4 Kozmoloji ve Nötrino

Nötrinonun varlığını gösteren en önemli işaretler kozmolojiye dayanır. Yaklaşık 15 milyar yıl önce büyük patlama ile oluşan evrendeki madde ve antimadde miktarının aynı olduğuna inanılmaktadır. Günümüzde dengenin madde lehine döndüğünü biliyoruz. Büyük patlamadan bu yana evren sürekli olarak genişlemektedir. Genişlemeyi Şekil.2.9a'da verilen köşelerinde üç galaksi bulunan bir üçgen modeli ile açıklayabiliriz. Modelde başlangıçtaki üçgen daha büyük bir üçgen içine dahil edilmektedir (Şekil 2.9b). Eğer evren genişleme esnasında düzgün ve isotropik kalıyorsa evrendeki genişlemeye karşılık olarak her iki üçgen de aynı olmalıdır.



Şekil.2.9a. Evren Modeli



Şekil.2.9b. Genişleyen Evren (Bernstein, 1984)

Üçgenin kenarlarından birinin $t=0$ başlangıç anındaki uzunluğunu temsil eden ℓ_0 'ın herhangi bir t anındaki $\ell(t)$ ile ilişkisi (Bernstein, 1984)

$$\ell(t) = R(t)\ell_0 \quad (2.18)$$

ifadesi ile verilebilir. Burada $R(t)$ her üç kenar içinde aynı olan evrensel ölçü faktörüdür. Bu durumda üçgenlerin üst üste konularak tüm evreni oluşturduğunu düşünebiliriz. (2.18) eşitliğinin türevinden

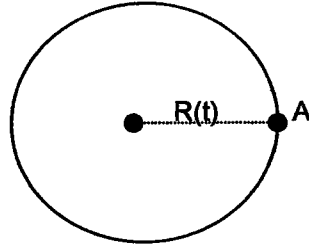
$$\dot{\ell}(t) = \dot{R}(t)\ell_0 = \ell(t) \frac{\dot{R}(t)}{R(t)} \equiv \ell(t)H(t) \quad (2.19)$$

bulunur. Buradaki $H(t) = \frac{\dot{R}}{R}$ 'ye Hubble sabiti denir. Galaksiler arasındaki uzaklığı ölçmeye yarayan $H(t)$ zaman içinde değiştiğinden gerçekte bir sabit değildir. $H(t)$ 'nin evrenin genişlemesini yavaşlatan, yavaşlatma parametresi ile ilişkisi

$$q(t) = \dot{H}(t) = -\frac{\ddot{R}}{R^2} \quad (2.20)$$

olarak gösterilebilir. Eğer $q(t)=0$ ise Hubble gerçekten bir sabit olacaktır. Klasik fizik yasaları kuramı basit, anlaşılır ve doğru bir sonuca götürür. Genel relativite kuramı

da aynı sonuçları verdiği için evrenin genişlemesini sadece klasik olarak tartışmak mümkündür. Evrenin kütle yoğunluğu ρ_m olsun. Şekil 2. 10 da gösterildiği gibi kütle dağılımının düzgün olduğu düşünülün. Evren $R(t)$ yarıçaplı bir küre olarak tanımlandığında, R zamanın bir fonksiyonu olduğundan evren zamanla genişleyecektir.



Şekil 2.10. $R(t)$ yarıçaplı evren (Bernstein, 1984)

Kürenin içindeki kütlelerden dolayı, küre üzerinde tespit edilen herhangi bir A noktasındaki kütleye, kütle çekim kuvveti etki eder. A noktasının dışındaki kütleler düzgün biçimde dağıldığından birbirlerinin etkilerini yok ederler. Eğer küre içinde kütleler merkezde yoğunlaşırsa Newton yasasına göre

$$m \ddot{R} = -\frac{GmM}{R^2} \quad (2.21)$$

olacaktır. G kütleçekim sabiti olup değeri $6,67 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1} \text{ s}^{-1}$ 'dir. Küre içindeki M kütlesi zaman içerisinde sabit kalacaktır.

$$\dot{R} \ddot{R} = -GM \frac{\dot{R}}{R^2} \quad (2.22)$$

veya

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\dot{R}^2}{2} \right) = GM \frac{d}{dt} \frac{1}{R} \quad (2.23)$$

dır. Bu eşitliğin integrali alındığında

$$\frac{\dot{R}^2}{2} - \frac{GM}{R} = E \quad (2.24)$$

eşitliği elde edilir. Burada E bir sabittir ve $M = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho_m$ dir.

Sonuç olarak;

$$\frac{\dot{R}^2}{2} - G\frac{4}{3}\pi R^2 \rho_m = E \quad (2.25)$$

ifadesi bulunur. R yarıçapı, farklı enerji değerleri ile aşağıdaki gibi yorumlanabilir:

- i) Eğer $E > 0$ ise, bu durumda R için bir sınır olmayacağından $R \rightarrow \infty$ değerinde evren genişleyecektir.
- ii) $E < 0$ ise R bir yörüngeyi temsil eder. Bu durumda belli bir zaman sonra evren genişlemesini durduracaktır.
- iii) $E = 0$ olduğunda ise evren sürekli bir biçimde genişlemesine devam edecektir.

Yukarıdaki koşullar uzayın eğriliği ile ilişkilidir. Üçüncü koşul, uzayın düz olduğu anlamına gelen düzlük problemi olarak bilinmektedir. Bu problem enerjinin neden sıfır veya sıfıra yakın değerde olduğunu açıklamaktadır.

Enerji korunumunun bir sonucu olarak, $E = 0$ durumu için (2.25) eşitliğinden

$$H^2 = \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = \frac{8}{3}\pi G\rho_m \quad (2.26)$$

dir. ρ_m 'e kritik yoğunluk denir ve $\rho_k = \frac{H^2}{G} \frac{3}{8\pi}$ ile gösterilir ve değeri 6×10^{27} kg/m^3 dür. Eğer evrendeki madde yoğunluğu kritik yoğunluk değerinden az ise evren açık, daha fazla ise evren kapalıdır.

Gökyüzündeki yıldızların sürekli olarak birbirlerinden uzaklaştığı da dikkate alındığında evrenin sürekli olarak genişlediğini söyleyebiliriz. Genişleme nereye ve ne zamana kadar devam edecek sorusunun yanıtı (2.26) eşitliğindeki kütle yoğunluğundan gelmektedir. ρ_m , kütleli parçacıkları içerdiği gibi kütleli olup olmadığını bilmediğimiz parçacıkları da içermektedir. Kütleçekim kuvvetini oluşturan maddenin kendisidir. Bu durumda evreni oluşturacak olan madde miktarı büyük önem taşımaktadır. Eğer evrenin yoğunluğu çok büyükse, evren bir nokta etrafında büzülerek çökme yapacaktır. Fakat madde yoğunluğu çok küçükse evren sonsuza kadar genişleyecektir. Ama bu uç değerler arasında öyle bir ara değer vardır ki, eğer evrendeki madde miktarı o kadarsa, evren bir nokta da dengede kalacak, ne büzülüp çökme, ne de sonsuza kadar genişleme olacaktır .

Son 60 yıldır kozmolojinin en büyük problemlerinden biri “karanlık madde” bilimcesidir. Kozmolojistler düz evren (açık evren) kavramını, sınırları olmayan ve galaksilerin sonsuza kadar genişlediği bir evren için kullanıyorlar. Kapalı evren kavramını ise, kapalı bir bölge ile sınırlı, galaksilerin tekrar aynı hareketlerini yapacakları miktarda madde yoğunluğunun olduğu ve bunun sonucunda tekrar geri çökmenin olabileceği bir evren için kullanmaktadırlar.

Evrende miktarlarının çok olduğuna inanılan, ışımaya yapmayan, kütleleri ve yapıları tespit edilemeyen karanlık maddeler evreni anlamamız açısından büyük önem taşırlar. Gözlenebilen kütlelerin, tüm evrenin sadece %10 u olduğu düşünülürse, karanlık maddenin önemi daha iyi anlaşılabilir. İşte bizim görünmez parçacık, nötrinoların rolü burada başlamaktadır. Büyük patlamada oluştuğuna inanılan nötrinoların bir kısmı madde oluşumu sırasında etkileşmelerde yer alırken geriye kalanlar da evrende serbestçe dolaşmaktadırlar. Diğer taraftan, atmosfer, güneş, yıldız ve süpernova gibi kaynaklardan da sürekli olarak nötrinolar gelmektedir. Eğer çok küçük de olsa bir miktar kütleleri varsa, evrende çok sayıda olduklarından evren yoğunluğuna büyük katkılarda bulunmaktadırlar. En önemlisi de evrenin

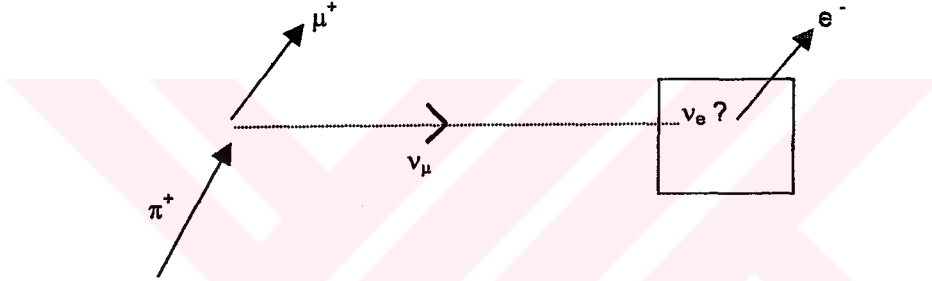
genişlemesini frenleyici rolü üstlenmeleridir. Diğer taraftan eğer nötrinolar kütleli iseler Standart Model (SM)'de değişecek, bu durumda BBK'nın önemi ön plana çıkacaktır. Böylece nötrino kütesinin ölçülmesi hem evrenin geleceği hem de temel parçacıkların anlaşılması bakımından büyük önem taşımaktadır.



3. MATERYAL VE METOD

3.1 Nötrino Salınımı

Nötrinoların kütleli olmaları durumunda başka bir ilginç sonuçla karşılaşırız. Bildiğimiz gibi üç nötrino çeşni vardır. Eğer bu parçacıklar kütleli iseler, bir nötrino çeşni diğeri bir nötrino çeşnisine dönüşebilir. Bu dönüşüme nötrino salınımı denir. Nötrino salınımı fikri ilk kez, Pontecorvo (1958) ve Maki (1962) tarafından önerilmiştir.



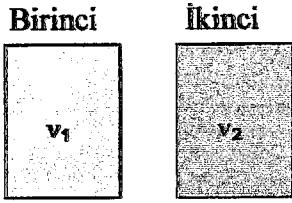
Şekil 3.1. Tipik nötrino salınım deneyi (Kayser, 1989)

Şekil 3.1'de görüldüğü gibi gelen piyon hüzmesi müonlara ve müon nötrinosa bozunur. Piyonların bozunumundan oluşan ν_μ 'un ilerleme yönündeki hedef detektörde nötrino etkileşimleri ortaya çıkacaktır. Bozunma noktası ile dedektör arasında müon nötrinosa, elektron nötrinosa dönüşerek elektron'u oluşturabilir.

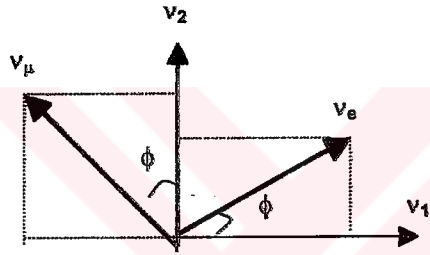
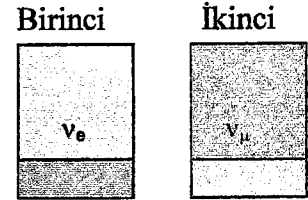
Zayıf etkileşmenin çeşni öz durumları olan ν_e, ν_μ ve ν_τ , kütle öz durumları ν_1, ν_2 ve ν_3 'ün lineer karışımından oluşmaktadır. Eğer nötrinolar sıfırdan farklı bir kütleyle sahip iseler etkileşimin öz durumları (çeşni öz durumları) kütle öz durumlarından farklı olacaktır. Bu durumda nötrino salınımı meydana gelir. Nötrinolar, kendi kaynaklarında kendi çeşni öz durumları içindeki zayıf etkileşimlerle oluşurlar. Buradaki çeşni öz durumları kütle öz durumlarının bir karışımı ise uzayda nötrinolar oluşurken kuantum mekaniksel etkiler ortaya çıkar. Bu durum bir kaynaktan oluşan belli bir çeşnideki nötrino hüzmesinde, kaynaktan belli bir uzaklıkta ortaya

çıkacak olan bir başka nötrino çeşnisinin varlanma olasılığının sıfırdan farklı olması gerektiğini gösterir. Çeşni ve kütle öz durumları arasındaki ilişki bir karışım matrisi kullanılarak ifade edilebilir. İfadeyi basitleştirmek için iki çeşni arasındaki salınımı tartışalım.

Kütle öz durumları



Zayıf etkileşim öz durumları



$$\begin{pmatrix} \nu_{\mu} \\ \nu_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \phi & \sin \phi \\ -\sin \phi & \cos \phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

Eşitlikte çeşni öz durumları ortogonal durumlardır:

$$\nu_{\mu} = \nu_1 \cos \phi + \nu_2 \sin \phi \quad (3.2)$$

ve

$$\nu_e = -\nu_1 \sin \phi + \nu_2 \cos \phi \quad (3.3)$$

ile tanımlanabilir. Uzay-zaman içindeki kütle öz durumları ise

$$\nu_1(t) = \nu_1(0) e^{-iE_1 t} \quad (3.4)$$

$$\nu_2(t) = \nu_2(0) e^{-iE_2 t} \quad (3.5)$$

ifadesi ile verilebilir. Burada $\hbar=c=1$ dir. $v_1(t)$ ve $v_2(t)$ momentum korunumunun bir sonucu olarak aynı p momentumuna sahiplerdir. Eğer $m_i \ll E_i$ ($i=1,2$) ise ;

$$E_i = p + \frac{m_i^2}{2p} \quad (3.6)$$

olacaktır. $t = 0$ 'da $v_\mu(0)=1$ ve $v_e(0)=0$ olacak biçimde kaynaktan v_μ 'nun çıktığı söylenebilir. (3.2) ve (3.3) eşitliğinden

$$\begin{aligned} v_1(0) &= v_\mu(0) \cos \phi \\ v_2(0) &= v_\mu(0) \sin \phi \end{aligned} \quad (3.7)$$

ve

$$v_\mu(t) = \cos \phi v_1(t) + \sin \phi v_2(t) \quad (3.8)$$

sonuçları bulunur. (3.7) ve (3.8) eşitliklerinden

$$\frac{v_\mu(t)}{v_\mu(0)} = \cos^2 \phi e^{-iE_1 t} + \sin^2 \phi e^{-iE_2 t} \quad (3.9)$$

dır.

$$\begin{aligned} \frac{I_\mu(t)}{I_\mu(0)} &= \left| \frac{v_\mu(t)}{v_\mu(0)} \right|^2 = \cos^4 \phi + \sin^4 \phi + \sin^2 \phi \cos^2 \phi \left[e^{i(E_2 - E_1)t} + e^{-i(E_2 - E_1)t} \right] \\ &= 1 - \sin^2 2\phi \sin^2 \left[\frac{(E_2 - E_1)t}{2} \right] \end{aligned} \quad (3.10)$$

eşitliği elde edilir. $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ ve (3.8) eşitliğinden herhangi bir t anında v_μ veya v_e 'nin bulunma olasılığı (Perkins,1987).

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\phi \sin^2 \left(\frac{1,27 \Delta m^2 L}{E} \right) \quad (3.11)$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = 1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \quad (3.12)$$

ile verilir. Eğer Δm^2 nin birimi $(\text{eV}/c^2)^2$, kaynaktan olan L uzaklığı metre, E hüzmeye enerjisi MeV olarak verilirse 1.27 değeri elde edilir. Nötrino salınımı araştırmalarında iki farklı metod vardır. Bunlardan birincisi gelen bir nötrino hızması içerisinde kaynaktan belli bir uzaklıkta bir başka nötrino çeşnisini varlayan *ortaya çıkma metodudur*. Diğeri ise gelen herhangi bir nötrino çeşnisi içinde yine kaynaktan belli bir uzaklıkta gelen çeşniyi varlayan *kaybolma metodudur*. Nötrino salınımlarında (3.11) eşitliği kaybolma deneylerinde, (3.12) ise ortaya çıkma deneylerinde kullanılan olasılıklardır. Yapılan deneyler nötrinoların kütleli olabileceklerini işaret etmektedirler. Diğeri taraftan bir çeşninin bir başka çeşniye dönüşme olasılığı sıfırdan farklı ise (3.11) eşitliğindeki $\sin(0) = 0$ olacağı için $\Delta m^2 \neq 0$ olmalıdır.

Eğer $E_1, E_2 \gg m_1, m_2$ ise

$$E_2 - E_1 = \sqrt{m_2^2 + P^2} - \sqrt{m_1^2 + P^2} \approx \frac{m_2^2 - m_1^2}{2P} \quad (3.13)$$

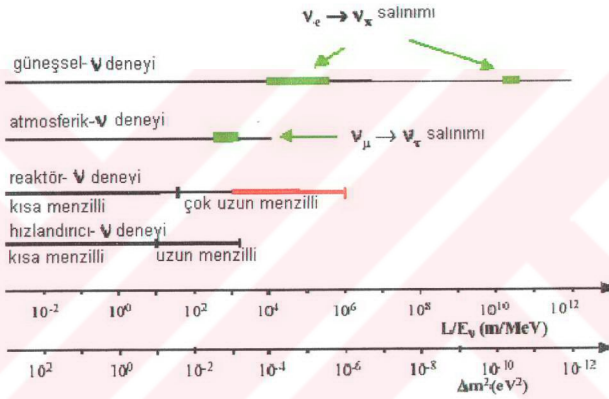
ve

$t \approx \left| \vec{x} \right| \equiv L$, $P \approx E$ olarak alınır ;

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \cong \sin^2(2\phi) \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4 E} \right) \quad (3.14)$$

elde edilir. Buradaki $\sin^2(2\phi)$ çeşnilerin birbiri içinde karışımını ifade eden karışım açısıdır.

Güneş, atmosfer, reaktör ve hızlandırıcılarda elde edilen nötrino akılarının kuramsal olarak beklenen sonuçlarla uyum sağlamıyor olması nötrino salınımlarının varlığını destekleyen bir kanıttır. Salınım deneyleri Δm^2 , nötrino kaynağı ile dedektör arasındaki mesafe olan L ve saçılma açısına bağlı olarak sınıflandırılmaktadır. Şekil 3.2. de salınımların araştırıldığı bölgeler ayrıntılı bir biçimde gösterilmektedir.



Şekil 3.2. Salınım deneylerinin sınıflandırılması (Schönert, 2001)

Salınım uzaklığı 0.1 km civarında, hüzmeye enerjisi 1 GeV ve $\Delta m^2 = 10 \text{ eV}^2$ için *kısa-menzilli*, salınım uzunluğu 10^3 km 'nin üstünde, enerji 10 GeV ve $\Delta m^2 = 10^{-2} \text{ eV}^2$ değerleri için *uzun-menzilli* nötrino salınım deneyleri yapılmaktadır. Atmosferik nötrino salınımları için $10 \text{ km} < L < 13 \text{ 000 km}$, güneşel nötrinolar için uzaklık $L = 10^8 \text{ km}$ olarak verilmektedir. Reaktör deneylerinin parametrelerinde ise salınım uzunluğu 0.1 km, enerji 10^{-3} GeV ve $\Delta m^2 = 10^{-2} \text{ eV}^2$ olarak verilebilir (Buchmueller, 2001).

Günümüzde yapımı devam eden ve/veya tamamlanmış kısa menzilli nötrino salınım deneylerinden bazıları Nomad, Chorus, Cosmos, Karmen, LSND, Boone,

ORLanDO, NESS, I-216, TOSCA'dır. Uzun menzilli salınım deneylerinden bazıları ise İcanoe, Minos, KEK-362, K2K, ICARUS, NOE, OPERA, Emülsiyon Sandviç deneyidir. Diğer salınım deneyleri olarak Texono, SPYNA56, RAND-LBL, NuTeV(E815), DONUT, RİCE verilebilir. Bu deneylerin ayrıntılarına tezin sonuç ve tartışma bölümünde yer verilecektir.

3.1.1 Güneşsel Nötrinolar

Güneş dünyanın her metre karelik alanına binlerce Watt'lık güçte enerji dağıtmaktadır. Enerji üretiminde zaman içinde önemli bir değişiklik olmamaktadır. Güneşin enerji kaynağı kendi merkezinde ortaya çıkan nükleer tepkimelerdir. Tepkimeler sonucu oluşan parçacık akıları arasında en göze çarpıcı olanı ise nötrino akısıdır. Nötrinolar güneşin merkezinden etkileşme yapmadan ayrılabilen tek parçacık tipidir. Güneşte oluşan nötrino akısı ile nötrinoları varlamak üzere tasarlanmış detektörler tarafından ölçülen akı arasında 1/3 oranında bir farklılık bulunmaktadır. Kuramsal ve deneysel sonuçlar arasındaki bu uyumsuzluk "*Güneşsel Nötrino Problemi*" olarak bilinmektedir. Nötrinoların kütle ve karışım açısının hassas biçimde belirlenmesi kütle problemi için önemlidir.

Güneşsel nötrino probleminin tam olarak çözümlenmiyor olmasında iki temel etki olabilir (Nemiroff, Bonnell, 1999).

- i) Güneşin iç yapısını açıklayan Standart Güneş Modeli (SGM)' nin yeni kuramlara ihtiyacı olabilir.
- ii) SM nötrinoları açıklamada yeterli olmayabilir.

3.1.1.1 Standart Güneş Modeli (SGM)

Güneş çoğunluğu H, He ve diğer elementlerin karışımından oluşan iyonize olmuş büyük bir gaz küresidir. SGM, güneş ile ilgili pek çok soruya doğru yanıtlar vermektedir. Güneşin yüzey koşulları kullanılarak SGM ile güneşin toplam kütlesi ve

ışıklığı hesaplanabilmektedir. Ayrıca model güneşin yaşı veya enerji kaynağından bağımsız olarak güneşin iç yapısını da açıklayabilmektedir.

1962 yılından itibaren güneş modelleri ile nötrino akıları (Bahcall ve arkadaşları 1963) ve 1970 den bu yana da güneş atmosferi kullanılarak P (basınç)-modundaki; salınım frekansları hesaplanmıştır (Ulrich 1970, Stein 1971). Güneş modelleri; güneşsel nötrino ve helioseismoloji olmak üzere iki kısma ayrılmıştır. Güneşsel nötrino probleminin çözümü için hızlandırıcı ve dedektörler kullanılarak kaynak ile hedef arasında 10^3 km uzaklık olan *uzun-menzilli* nötrino salınım araştırmaları yapılmaktadır. İkinci kısım güneş deprem bilimi olarak bilinen helioseismoloji çalışmalarına ayrılmıştır. Seismoloji deprem bilimi olup bu konudaki çalışmalar sonucunda dünyadaki deprem haritaları oluşturulmaktadır. Benzer biçimde güneş depremi haritası da helioseismoloji ile oluşturulmaktadır. Dünyadaki depremlerde şok dalgaları, P -dalgaları ve S (kesme)-dalgaları oluşmaktadır. P -dalgaları her ortamda yayılırken, S -dalgaları sadece katılarda ilerler. Bunun için güneşte S -dalgaları gözlenmez. P -dalgaları ise güneşte farklı frekanslarda ve fazla miktarlarda bulunmaktadır.

Güneş hafifçe salınım yapmakta ve farklı frekanslarda titreşimler yaymaktadır. Böylece güneş yüzeyinde oluşan titreşimler P -dalgalarını oluşturmaktadır. P -dalgalarının hızı sesin maddede yayılma hızına yakındır. Gaz sıcaklığına bağlı olan bu hız gazın moleküler ağırlığına karşılık gelmektedir. Güneşin farklı derinliklerindeki ses hızı SGM hesapları ile öngörülmekte ve helioseismolojik ölçümlerle karşılaştırılmaktadır. Helioseismolojik ölçümler SGM'nin doğruluğunu kuvvetle desteklemektedir.

Güneşsel nötrinoların madde ile etkileşmesi MSW (Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein) etkisi olarak bilinmektedir. Nötrinoların güneş ve dünya gibi büyük bir maddeden geçerken bıraktıkları etkiler dünyadaki dedektörler ile varlanmaktadır.

1982, 1988, 1992, 1995 ve 1998 de güneşin iç yapısını test etmek üzere çeşitli evrimlerden geçen SGM de güneş spektrumunu açıklamak üzere en son BPB2000 (Basu, Pinsonneault, Bahcall 2000) modeli oluşturulmuştur. Modelde güneş ışıklılığı $1369 \text{ W.m}^2 [4\pi * (A.U.)^2]$ dir. $A.U.$ güneşin dünyaya olan ortalama uzaklığıdır ve

değeri $15 \times 10^7 \text{ km}^2$ 'dir. En iyi yaklaşımla güneş ışıklığı $1366.2 \text{ Wm}^2 [4\pi \times (\text{A.U})^2] = 3.842 \times 10^{33} \text{ erg.s}^{-1}$ dir. Bu iki ışıklık değeri arasındaki fark % 0.2'dir.

SGM de, güneşte oluşan nükleer reaksiyonların birbirlerine oranları, elektron ve iyonun zayıf etkileşmeleri ve güneşin yaydığı enerji ise Adelberger verileri (Adelberger ve arkadaşları 1998) kullanılarak hesaplanmıştır. Modelde helyum ve diğer elementlerin dağılımları dikkate alınmıştır. Modeldeki S_0 -faktörü (Marcucci ve arkadaşları 2000) ${}^3\text{He}(p, e^+ + \nu_e)^4$ ile verilen He tepkimesi kullanılarak $S_0(\text{hep}) = 10.1 \times 10^{-20} \text{ keV}$ olarak bulunmuştur. SGM de güneşin yarıçapı 695.98 Mm olarak alınmıştır. Güneş yüzeyindeki ağır elementlerin hidrojene oranı (z/x) 0.0230 dur. Güneşin yaşı $4.57 \times 10^9 \text{ yıl}$ olarak alınmıştır (Bahcall ve Pinsonneault 1995). Modelde güneş 27 katmana ayrılmış ve her bir katman 10 değişkenden (kütle, yarıçap, sıcaklık, yoğunluk, hidrojen miktarı, helyum miktarı, ışıklılık üretimi, p - p , ${}^7\text{Be}$, ve ${}^8\text{B}$ nötrinolarının kaynak yoğunluğu) oluşmuştur. Basınç, elektron sayısının yoğunluğu, ${}^3\text{He}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ ve ${}^{15}\text{O}$ kütle değerleri güneşin iç yapısını hesaplayabilmek için gerekli olan diğer fiziksel değişkenlerdir. Bu değişkenler nötrino akılarının doğru hesaplanması bakımından önemlidir.

SGM de farklı nükleer tepkimeler ile üretilen güneş ışıklığı; sıcaklık, yoğunluk, basınç ve opacity (yarı saydamlık)'e, ısı iletiminin gerçekleştiği bölgelerde ise zamana bağlıdır. Güneş yaşının hesabında basınç-frekans mod dağılımı kullanılmaktadır. Güneşin yarıçapı $0.87R_{\odot}(t)$ den başlayarak artırılmış ve yarıçap $1.118 R_{\odot}$ değerine ulaştığında güneşin yaşı 8 Milyar yıl olarak bulunmuştur (Bahcall, 2000).

Diğer taraftan nötrinoların SGM ile açıklanabilmesi için güneşin aşağıdaki şartları sağlaması gerekmektedir (Johansson, 1999).

- 1) Hidrostatik Denge : Güneşin içindeki hidrostatik basınç, güneş yüzeyindeki maddelerin ağırlığını dengeleyebilecek büyüklükte olmalıdır.
- 2) Kütle Dağılımı : Güneşin tüm hacmi üzerinden integrali güneşin toplam kütesini vermelidir.
- 3) Enerji Akısı : Güneş merkezinden olan uzaklıklarla orantılı olacak biçimde enerji üretmelidir. Yüzeyle, enerji akısı ölçülen ışıklılığa eşit olmalı, enerji;

ışığa ve gazların ısınarak yükselmesiyle taşınmalıdır. Fakat güneşin merkezinde termonükleer tepkimelerin bir sonucu olarak ışıma yoluyla enerjinin taşınması daha baskın olmalıdır.

- 4) Sıcaklık Gradianti : Sıcaklık gradienti enerji akısı ile doğru orantılı olarak merkezden yüzeye doğru olmalıdır. Güneş içindeki her bir noktada sıcaklık, basınç ve yoğunluğu içermelidir. Yüksek sıcaklıklarda standart gaz kurallarına uyulmalıdır.

Sonuç olarak SGM güneşsel nötrinoları iyi bir biçimde yorumlamaktadır. Bu durumda güneşsel nötrino probleminin çözümü için SM'de odaklanmalıdır. Bildiğimiz gibi nötrinolar diğer parçacıklardan farklı davranışlara sahiptirler. Günümüzdeki en geçerli görüş; daha öncede belirttiğimiz gibi, nötrinoların üç çeşniye sahip oldukları ve bu çeşnilerin madde veya boşluktan geçerken salınım yaptıklarıdır. SGM güneşteki termonükleer tepkimeler zinciri ile dört protonun ${}^4\text{He}$ 'e dönüşerek enerji ürettiğini öngörmektedir. Buna göre güneşteki nükleer tepkimeler sonucunda ν_e 'ler oluşmakta ve bu ν_e 'ler kaynaktan detektöre gelene kadar yol üzerinde salınım yaparak başka bir çeşniye dönüşmektedir.

Nötrino salınım parametrelerinin tanımlanması için nötrino enerjisinin fonksiyonu olarak nötrino akı farklılığını ölçmek gerekir. Başlangıçtaki nötrino akısı biliniyorsa nötrino salınım parametrelerini belirlemek kolaydır. Çünkü güneşteki nötrino akıları genellikle güneşin merkezinden gelen ${}^8\text{B}$ 'in bozunması sonucu oluşan yüksek enerjili akı modelleri ile verilmektedir. Toplam güneşsel nötrino akısı ise, güneş merkezinin sıcaklığına, kimyasal bileşenlerine, güneşte oluşan nükleer tepkimelerin tesir kesitlerine ve güneşin ışıklığına bağlıdır.

3.1.1.2 Güneşte Nötrino Üretimi

Güneşte nötrino üretimi için pp ve CNO olmak üzere iki zincir bulunmaktadır. pp zincirindeki en temel tepkime



dir. Güneşteki toplam nötrino akısının %98'i *pp* zincirinden %2'i ise *CNO* zincirinden gelmektedir. Güneş büyük fakat yavaş bir reaktör gibi düşünülebilir. Güneşin merkezinde sıcaklık $T_c \sim 1,5 \times 10^7$ K ' dir.

pp zincirindeki enerji üretim füzyon tepkimeleri aşağıdaki gibi verilebilir (Lloyd,1998).



4_2He çekirdeğinin oluşabilmesi için (3.16) ve (3.17) tepkimelerini 2 ile çarpıp (3.18) tepkimesi ile toplayınca 26.20 MeV değerinde bir enerji oluşmaktadır. Bu durumda (3.15) tepkimesi yerine



tepkimesi yazılabilir. Güneş ışıklığı 3.8×10^{26} W olup yeryüzündeki nötrino akısı $6.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ olduğunda tepkimeler sonucunda her 26.2 MeV enerjiye karşılık olarak iki nötrino açığa çıkmaktadır. *pp* zinciri üç bölgeye ayrılmaktadır. Güneşten gelen nötrino akısının %90'ı *ppI* zincirinden



%8 i *ppII* zincirinden



ve %0,01 gibi küçük bir kesri ise *ppIII* zincirinden



gelmektedir. Güneşte *pp* zincirinde oluşan tepkimeler çizelge 3.1'de daha ayrıntılı olarak gösterilmiştir.

(3.27), (3.28) ve (3.29) tepkimelerinden üretilen nötrinolar *pp*, 7Be , 8B nötrinoları olarak ta bilinmektedirler. 7Be tepkimesinden oluşan nötrinolar tek enerjilidir. Son nokta enerjileri 14 MeV olan yüksek enerjili 8B nötrinolarının toplam nötrino akısına katkıları oldukça küçüktür. En yüksek enerjili nötrinolar *hep*-nötrinoları olarak isimlendirilir ve



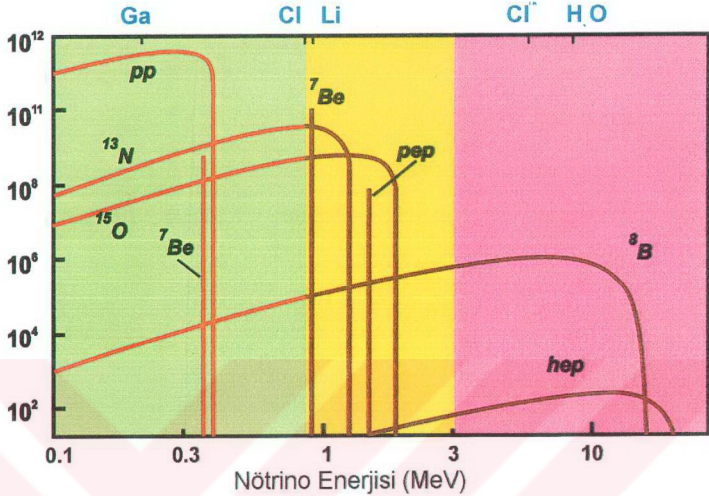
tepkimesinden ortaya çıkarlar. Fakat *hep*-nötrinolarının akısı 8B nötrino akısının 1/3'ü kadardır.

Çizelge3.1. Güneşsel nötrino üretim tepkimeleri (Bahcall, 1997)

TEPKİMELER	YÜZDESİ (%)	ν ENERJİSİ (MeV)
$p+p \rightarrow {}^2\text{H}+e^++\nu_e$ veya	(99.96)	≤ 0.423
$p+e^-+p \rightarrow {}^2\text{H}+\nu_e$	(0.44)	1.445
${}^2\text{H}+p \rightarrow {}^3\text{He}+\gamma$	(100)	
${}^3\text{He}+{}^3\text{He} \rightarrow \alpha+2p$ veya	(85)	
${}^3\text{He}+{}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be}+\gamma$	(15)	
${}^7\text{Be}+e^- \rightarrow {}^7\text{Li}+\nu_e$	(15)	[0.363 90% [0.385 10%
${}^7\text{Li}+p \rightarrow 2\alpha$ veya		
${}^7\text{Be}+p \rightarrow {}^8\text{B}+\gamma$	(0.02)	
${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^*+e^++\nu_e$		< 15
${}^8\text{Be}^* \rightarrow 2\alpha$ veya		
${}^3\text{He}+p \rightarrow {}^4\text{He}+e^++\nu_e$	(0.00003)	< 13.8

3.1.1.3 Güneşsel Nötrino Spektrumu

Şekil 3.3 deki spektrumda düşey eksen dünya yüzeyindeki sürekli nötrino akısını $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{MeV}^{-1}$ birimi cinsinden göstermektedir. Dünyada 1 cm^2 lik alandan saniyede milyarlarca nötrino geçmektedir.



Şekil 3.3. Güneşsel nötrino spektrumu (Peltoniemi, 2001)

Spektrum düşük, orta ve yüksek enerjili nötrinolar olmak üzere sırasıyla yeşil, sarı ve pembe bölgelerde gösterilmiştir. Spektrumun üst kısmında daha sonra ayrıntılı olarak tartışacağımız farklı eşik enerjilerine sahip olan güneşsel nötrino deneyleri bulunmaktadır. Görüldüğü gibi en fazla ν_e üretimi *pp* zincirinden gelmektedir. *pp*-nötrinoları 0.42 MeV civarında olan sürekli bir enerji spektrumuna sahiptir. *pep*-nötrinoları ise 1.44 MeV’ de keskin bir çizgi göstermektedir.

Güneşin ışıklığı tepkimelerde üretilen enerji, nötrinoların ve iyonların taşıdığı kinetik enerjilerdeki küçük düzeltmelerle hesaplanmaktadır. Bu nedenle güneş ışıklığı güneşsel nötrino akısına bağımlılık göstermektedir.

SGM’ye göre 8B ve 7Be nötrinoları sırasıyla $0.04R_{güneş}$ ve $0.06R_{güneş}$ derinliklerinde üretilmektedirler. Burada $R_{güneş}$, güneşin yarıçapıdır. Nötrinoların güneşte üretildikleri yeri kesin ve doğru biçimde göstermesinden dolayı SGM günümüzde geçerliliğini koruyan bir modeldir.

Ölçülen güneşsel nötrino akısının SGM’deki değerden farklılık göstermesi nükleer fizikteki belirsizliklerden kaynaklanmaktadır. Güneşsel füzyon

tepkimelerinde 5 keV'den 30 keV'e kadar olan enerji aralığında Coulomb geri tepme engeli olarak bilinen bir bölge bulunmaktadır. Güneşteki nükleer tepkimelerin tesir kesitleri astronomik *S-faktörü* denilen $S(E)$ ifadesi ile tanımlanmaktadır (Adelberger, 1998).

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp\{-2\pi\eta(E)\} \quad (3.31)$$

Burada $\eta(E)$ Sommerfeld parametresi, E ise kütle merkezi enerjisidir. Güneşin merkezinde $E \sim 0$ da tesir kesitini hesaplayabilmek için $S(E)$ laboratuvar ortamında ölçülmektedir. $S(E)$ 'nin tipik değeri 0.1 MeV ile bir kaç yüz MeV arasında değişmektedir. Fakat laboratuvar koşullarında yapılan deneylerde büyük sistematik hatalar meydana gelmektedir. $p + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$ tepkimesinden üretilen ${}^8\text{B}$ nötrino akısının $+19\%$ arasında değişen belirsizliği $S(0)$ daki belirsizliğin bir sonucudur. Güneşsel nötrino spektrumunda ${}^8\text{B}$ ve ${}^7\text{Be}$ nötrinolarının birbirlerine yakın son nokta enerji değerlerinde olması dikkat çekicidir.

3.1.1.4 Güneşsel Nötrino Deneyleri

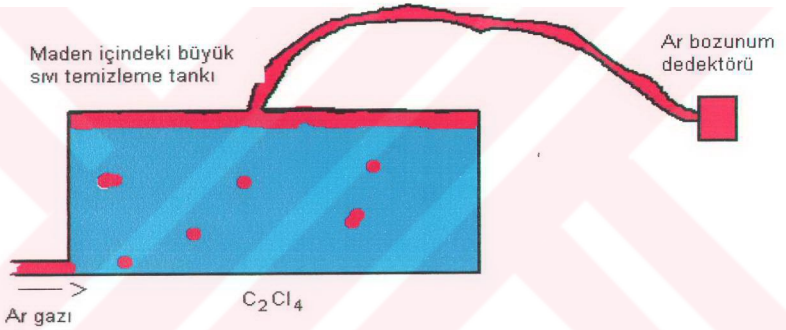
Günümüzde güneşsel nötrinoları varlamak için farklı teknik ve metodları kullanarak veri alımı devam eden SAGE, GALLEX, Kamiokande, Süperkamiokande, SNO olmak üzere beş farklı deney bulunmaktadır. Diğer güneşsel nötrino deneyi olan Cl deneyi (Homestake) veri alımını tamamlamıştır. Cl deneyinde atmosferden gelen yüksek enerjili kozmik ışınların etkisinden korunmak için dedektör yerin 1463 m derinliğine yerleştirilmiştir. 1968 yılından bu yana Davis ve arkadaşları (Davis, 1994) içine C_2Cl_4 (perchloroethylen) doldurulan geniş bir tankta güneşten gelen nötrinoların ${}^{37}\text{Cl}$ ile etkileşmesinden ortaya çıkan ${}^{37}\text{Ar}$ 'ları toplamıştır.



Cl , 17 proton, Ar ise 18 proton içermektedir. Argonun 18 protonundan biri nötrona dönüştüğünde



tepkimesiyle Ar yeniden Cl 'ye bozunacaktır. Böyle bir tepkimenin gerçekleşmesi çok kolay olmamakla birlikte e^+ 'yı gözlemek (3.32) tepkimesinin gerçekleştiğini gösteren yeterli bir kanıt olacaktır.



Şekil 3.4. Klor deneyinde nötrinin gözlenmesi (Soper, 1997)

Güneşten gelen nötrinoların enerjileri birkaç eV mertebesinde dir. (3.32) tepkimesinin eşik enerjisi 814 keV olduğundan (3.33)'ü gözleme olasılığı oldukça küçüktür. Fakat güneşteki bazı nükleer tepkimelerde üretilen nötrinoların enerjileri (3.33) tepkimesini oluşturmaya yeterlidir.

Düşük enerjili nötrino deneylerinden SAGE [Sovyet-Amerikan Galyum Deneyi] ve GALLEX [Galyum Deneyi] sırasıyla 1990 ve 1991 yıllarından bu yana veri alımına devam etmektedirler. Her iki deneyde de aktif hedef olarak Galyum kullanılmaktadır. Radyokimyasal galyum deneyleri



tepkimesi ile verilmektedir. SAGE Rusya'daki Baksan Nötrino Gözlemevinde bulunmaktadır. Dedektör Caucasus'daki Andyrchi dağının eteklerinde 1416 m derinliğe (Haxton, 2002) yerleştirilmiştir. GALLEX ise İtalya'da Gran Sasso Laboratuvarında 994 m derinliğe yerleştirilen bir başka yer altı deneyidir. Bu deneyler *pp* zincirinden gelen çok küçük enerjili nötrinolarla karşı duyarlıdır. (3.34) tepkimesindeki *Ga* 31 proton *Ge* ise 32 protona sahiptir. Bu deneyler Klor deneyine benzetilerek yorumlanabilir. *Ga* atomlarının bir kısmı *pp* zincirinden gelen nötrinolar ile uyarılarak *Ge*'ye dönüşmektedirler. Deneyde *Ge* atomlarının bozunumlarına bakılmaktadır. Tepkimenin eşik enerjisi 233 keV'dir ve tepkimenin tesir kesiti elektron yakalayan ${}^{71}\text{Ge}$ 'nin yaşam süresinden hesaplanmaktadır.

SNO (Sudbury Nötrino Gözlemevi), Ontario (Kanada) da hedef olarak 1000 ton ağır suyun (D_2O) kullanıldığı bir deneydir. Yüksekliği 34 m ve çapı 22 m olan dedektör yerin 2000 m altına yerleştirilmiştir. Ağır su, 12 m çapında ve 6 cm kalınlığındaki akrilik (organik asitten elde edilen sentetik madde) bir kaptadır. Nötrino etkileşmesinde iki kanal oluşturması bakımından önemli olan ağır su, nötron ve diğer radyoaktif kaynaklar için koruyucu bir zırh görevi üstlenmektedir. Birinci kanal yüklü-akım tepkimesi olup



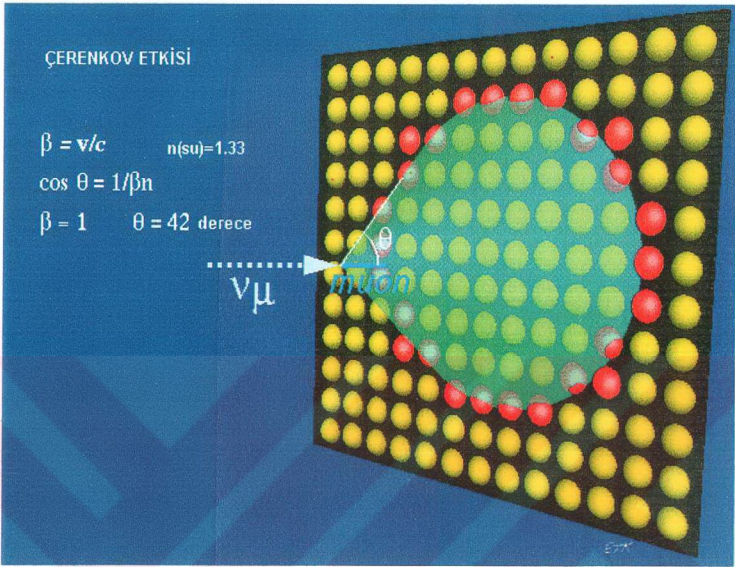
şeklinindedir. Bu tepkimede nötrino enerjisinin bir kısmı elektronlar tarafından sağlanmaktadır. Elektronlar kaydedilerek gelen nötrinoların enerjileri hesaplanmaktadır. Bu kanal özellikle güneşten gelen ν_e 'sine karşı duyarlıdır. Kanalin eşik enerjisi 1.44 MeV'dir. SNO yüksüz akım etkileşmelerini de ölçen bir deney olup, bu kanal



tepkimesi ile verilmektedir. Kanal tüm nötrino çeşnilerine karşı duyarlılık göstermektedir. Tepkimenin eşik enerjisi 2.2 MeV'dir. Nötrinoların enerjisi ya döteryumun nötrino yakalamasıyla ölçülür veya tepkime elektromanyetik bir ışıma oluşturmalıdır. Oluşan ışıma SNO dedektörünü saran fototüpler tarafından algılanmaktadır. Nötrino salınımları yüklü akım ve esnek saçılma etkileşmeleri arasındaki farktan hesaplanmaktadır (Conrad, 2002). SNO nötrino-elektron esnek saçılmasında Çerenkov tekniğini kullanmaktadır.

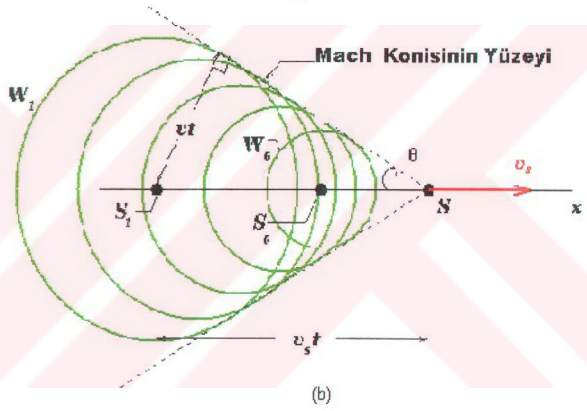
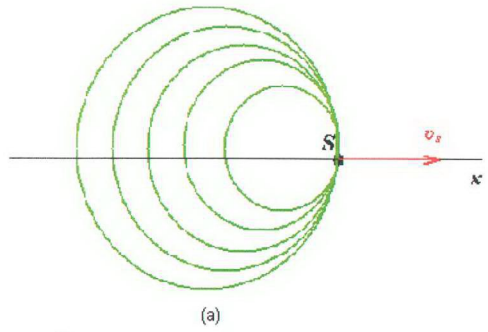
3.1.1.5 Çerenkov Işıması

Işık suda boşluğa göre yaklaşık % 25 daha yavaş hareket eder. Enerjik parçacıkların sudaki hızı ışığın sudaki hızından daha büyüktür. Bu boşlukta mümkün değildir. Çünkü, hiç bir parçacık boşlukta ışıktan daha hızlı hareket edemez. Bir parçacık suyun içinde ışıktan hızlı hareket ettiğinde mavi renkli bir şok dalgası oluşturur. Oluşan dalga Çerenkov ışığı olarak bilinir. Oluşan ışığın parlaklığı, şekli ve yönü ölçülerek parçacığın enerjisi hesaplanabilir.

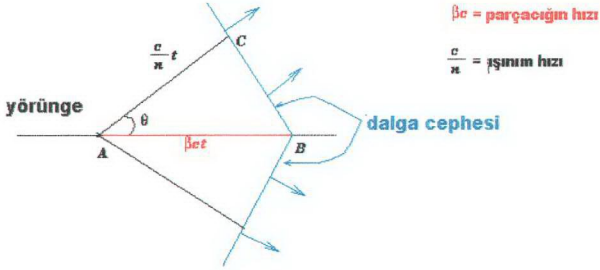


Şekil 3.5. Çerenkov ışınması.

Şok dalgaları belli bir V_s kaynak hızına sahip olsunlar. Hız değeri dalganın dalga boyu ve frekansına bağlıdır. Eğer kaynak, V_s hızına yakın hızlarda hareket ederse şekil 3.6a'daki gibi küresel bir dalga cephesi oluşabilir. Kaynağın hızı V_s hızını aşarsa dalga şekil.3.6b'ye benzer bir davranış gösterecektir. Bu durumda kaynak S_1 konumunda iken W_1 dalga cephesini, S_2 konumunda iken de W_2 dalga cephesini oluşturacaktır. V_s hızındaki küresel dalga cephesi tüm bir koni yüzeyi boyunca genişledikleri için "Mach Konisi" olarak bilinirler. Bu koninin yüzeyi θ açısı ile iki eşit parçaya bölünebilir. Elektrik yüklü parçacıklar dielektrik ortamda, ışığın ortamdaki hızından daha büyük bir hıza sahip olduklarından Mach Konisine benzer bir etki gösterirler.



Şekil 3.6. Çerenkov ışımada Mach konisi



Şekil 3.7. Çerenkov ışınmasında dalga cephelerinin oluşumu

Elektrik ve manyetik alanlar ortamdaki atomların yüklerini uyararak elektromanyetik kuvvet oluştururlar. Uyarılan atomlar, Şekil.3.7'deki gibi yüklü parçacığın yörüngesine göre sabit bir θ açısı altında koherent dalga cephesi formunda ışık yayarlar. Oluşan ışık, parçacığın $v/\beta c$ hızı c/n hızına dönüştüğünde ortaya çıkar. Burada $\beta = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ olup, c ışığın boşluktaki hızı, n ortamın kırılma

indisidir. βc ; parçacığın hızı ve c/n ise ışığın hızıdır. $\beta \approx 1$ olduğu durum en yüksek enerjili durumdur. Çerenkov ışınımında ışık konisi $\cos \theta = \frac{1}{\beta n}$ eşitliği ile ifade edilir.

İşınım sürekli bir spektruma sahiptir. Dağınık ortamlarda n ve θ işınım frekansının fonksiyonudur. Belirli bir frekans veya dalga boyundaki foton sayısı $\frac{1}{\lambda^2}$ ile orantılıdır.

Kamiokande ve Süperkamiokande deneylerinde de Çerenkov tekniği kullanılarak güneşsel nötrinolar araştırılmış/araştırılmaktadır. Deneylerdeki elektron saçılması

$$v_x e^- \rightarrow v_x e^- \quad (3.37)$$

tepkimesi ile verilmektedir. Kamiokande deneyi (Fukuda, 1996) güneşte meydana gelen farklı nükleer tepkimelerin nötrinoları nasıl etkilediğini gösterememiştir. Deneyin uzantısı olan Süperkamiokande 1996 yılında veri almaya başlamıştır. Japonya'da Kamiokande dedektörünün yakınına yerin 1000 m altına, içinde 50000 ton su bulunan Çerenkov dedektörü yerleştirilmiştir. 1996-1999 yılları arasında alınan verilerin analizleri, tepkimelerin eşik enerjisinin 5.5 MeV olduğunu göstermiştir. 2000 yılında ise tepkimelerin eşik enerjisi 4.5-5 MeV'e düşürülmüştür. Düşük eşik enerji nötrino salınım olasılığını arttırmaktadır. Ayrıca salınım parametrelerinin daha iyi bir biçimde tanımlanmasını da sağlamaktadır. (3.36) tepkimesinde yüklü leptonlar, Çerenkov radyasyonu ile varlanmaktadır. Dedektörler oldukça iyi bir açılal çözünürlüğe sahip olduklarından güneşten gelen nötrinoları fonndan ayırt edilebilmektedir.

Güneşsel nötrino deneyleri Çizelge 3.2'de toplu olarak verilmiştir. Burada CC yüklü akım tepkimelerini, ES esnek saçılmayı, BP98 ise 1998 yılına ait güneşsel nötrino spektrumunu göstermektedir.

Çizelge 3.2. Mevcut güneşsel nötrino deneyleri (Peltoniemi, 2001)

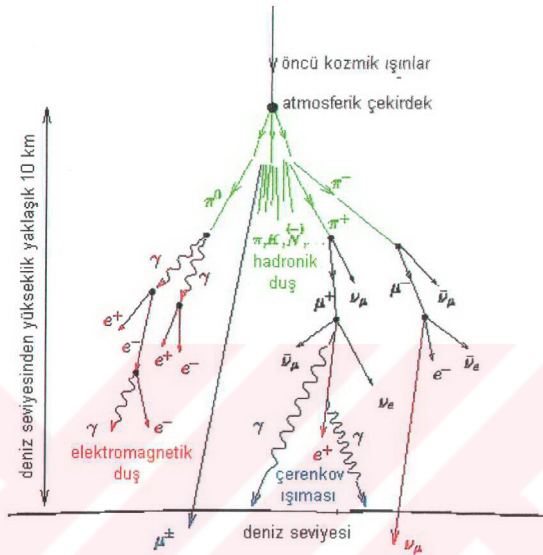
Deneyler	Ölçülen Akı	Deneylerden Ölçülen/BP98	Eşik Enerjisi	Çalışma Yılları
Homestake	$2.56 \pm 0.16 \pm 0.16$	$0.33 \pm 0.03 \pm 0.05$	0.814 MeV	1970-1995
Kamiokande	$2.80 \pm 0.19 \pm 0.33$	$0.54 \pm 0.08^{+0.10}_{-0.07}$	7.5 MeV	1986-1995
SAGE	$75 \pm 7 \pm 3$	$0.58 \pm 0.06 \pm 0.03$	0.233 MeV	1990-2006
Galex	$78 \pm 6 \pm 5$	$0.60 \pm 0.06 \pm 0.04$	0.233 MeV	1991-1996
Super-K	$2.40 \pm 0.03 \pm 0.08$	$0.465 \pm 0.005 \pm 0.015$	5.5 (6.5) MeV	1996-
GNO	$66 \pm 10 \pm 3$	$0.51 \pm 0.08 \pm 0.03$	0.233 MeV	1998-
SNO	$1.75 \pm 0.07 \pm 0.12 \pm 0.05$ (CC) $2.39 \pm 0.34 \pm 0.16$ (ES)	0.347 ± 0.029 (CC)	6.75 MeV	1999-

- i) Klor ve Galyum deneylerindeki değerler SNU (Güneşsel Nötrino Birimi; 10^{36} hedef atomunda bir saniyede oluşan olay sayısı) cinsinden verilmiştir.
- ii) Çerenkov deneyleri 10^{10} sayım/ $m^2.s$ birimi cinsinden tanımlanmıştır.
- iii) BP98 Bahcall ve Pinsonneault tarafından 1998 yılında (Bahcall-Pinsonneault, 1998) oluşturulan bir modeldir.

3.1.2 Atmosferik Nötrinolar

Kozmik ışınların atmosferin üst tabakalarındaki çekirdeklerle çarpışmaları sonucu oluşturdukları atmosferik nötrinolar, nötrino salınımının varlığını gösteren bir başka araştırma konusudur. Dünya çoğunluğu oksijen, demir gibi ağır çekirdekler ve protondan oluşan kozmik ışınlar ile sürekli bombardıman edilmektedir. Kozmik ışınların kaynağı henüz tam olarak bilinmemektedir. 10^{19} eV'in üstündeki enerjilerde, yılda km^2 'ye gelen parçacık akısı çok küçüktür. Çok yüksek enerjilerde kozmik ışınlar doğrudan gözlenemezler fakat öncü kozmik ışınların atmosferde oluşturduğu duşlar yorumlanabilmektedir.

Öncü kozmik ışınlar deniz seviyesinden yaklaşık 40 km yükseklikte atomik çekirdekler ile etkileşerek ikincil parçacık duşlarını oluştururlar. Yüksüz pilyonlar elektromanyetik alt duşların kaynağı olup e^- ve e^+ gibi parçacıkları üretirler. Duşların küçük bir kesri deniz seviyesine kadar ulaşabilir. Fakat müonlar ve nötrinolar yerin derinliklerine kadar gidebilirler.



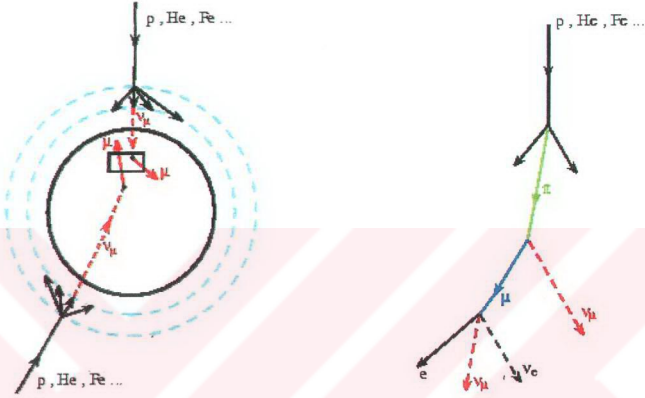
Şekil 3.8. Kozmik ışınların atmosferdeki çekirdekler ile etkileşimi (Conrad,2002)

Atmosferde duş içinde iyonize olan parçacıklar, Çerenkov ışınması ve azot Florensi UV fotonların izotropik akınlarnı arttırmaktadır.

Kozmik ışınların azot veya oksijen çekirdekleri ile etkileşmeleri sonucu hadron duşları ortaya çıkar. Hadron duşunun %98'i pilyonlardan meydana gelmiştir. Daha önce bahsettiğimiz elektromagnetik duşu oluşturan pilyonlar

$$\begin{aligned}
 \pi^{\mp} &\rightarrow \mu^{\mp} + \nu_e(\bar{\nu}_\mu) \\
 \mu^{\mp} &\rightarrow e^{\mp} + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)
 \end{aligned}
 \quad (3.38)$$

tepkimleri ile elektron ve müon nötrinolarına bozunurlar. Bu etkileşmelerde oluşan nötrino enerjisi <100 MeV ve 10^4 GeV aralığında bulunmaktadır. 1 GeV civarında nötrinolar yüklü akım etkileşmeleri ile çok büyük tesir kesiti değerlerine ulaşırlar. Bu değerlerde nötrino akısı $1 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (Gai, 1990) dir.



Şekil 3.9. Nötrino çeşnilerinin oluşumu (Piergiorgio, 2001)

Kozmik ışınların atmosfer ile etkileşmesinden tepkimeler zinciri oluşur. Her bir tepkimeden iki müon nötrinosuna karşılık olarak bir elektron nötrinosu ortaya çıkar. Tepkimeler zincirinde ν_μ 'nun ν_e 'ye beklenen akı oranı

$$r = \frac{V_\mu + \overline{V}_\mu}{V_e + \overline{V}_e} = 2$$

olmalıdır. Atmosferde oluşan nötrinoların etkileşim sayısını belirlemek kolay değildir. Nötrinoları varlamaya çalışan dedektörler nötrino çeşni, enerjisi ve diğer faktörlere duyarlı olacak biçimde tasarlanmakta ve yapılandırılmaktadır. Bu nedenle nötrino çeşnilerinin akı oranlarının ölçümünde sadece beklenen nötrino akısı dedektörde gözlenen nötrino akısı ile karşılaştırılmaktadır. Akıların oranı (oranların oranı) R ,

$$R = \left(\frac{V_{\mu}}{V_e} \right)_{ölçülen} / \left(\frac{V_{\mu}}{V_e} \right)_{beklenen} = 1 \quad (3.39)$$

ifadesi ile verilir. Fakat şu ana kadar yapılan deneyler oranların oranının 1'in altında olduğunu göstermektedir. Kuramsal ve deneysel sonuçlar arasındaki uyumsuzluk "Atmosferik Nötrino Problemi" olarak bilinmektedir.

3.1.2.1 Atmosferik Nötrino Deneyleri

Atmosferik nötrinoları varlamak için Lityum-Berilyum ve Klor-Argon teleskopları Baksan Nötrino Gözleminde yerin 300 m altına yerleştirilmiştir. Gözlemindeki hedef dedektörünün hacmi 300 m³'dür. Ayrıca gözleminde güneşsel nötrinoları varlamayı hedefleyen *Ga-Ge* teleskobu bulunmaktadır. Teleskop yerin 3500 m derinliğine yerleştirilmiştir ve hedef olarak 60 ton metalik *Ga* kullanılmaktadır. Deneyin amacı güneş ve yıldızların evrimi, galaksi çekirdekleri ve diğer cisimlerin iç yapılarını güneşsel ve atmosferik nötrino ışınımları ile araştırmaktır. Dedektörler 5 × 10⁴ m² lik bir bölgede atmosferik duşları varlamaya çalışmaktadırlar.

Frejus Deneyi güneydoğu Fransa'da Frejus tünelinin yakınlarında bulunmaktadır. Deneyde kütlesi 900 ton olan yüksek çözünürlüklü demir kalorimetre kullanılmıştır. Dedektör 1330 m yerin altına yerleştirilmiş ve 1988'de veri alımını tamamlamıştır. 1984-1988 yılları arasında atmosferik nötrino etkileşmelerini içeren 216 olay gözlenmiştir. R oranı

$$R = 1.00 \pm 0.15(ist) \pm 0.08(sist)$$

olarak bulunmuştur (Daum, 1995).

IMB (Irvine Michigan Brookhaven) deneyinde dedektör Ohio (A.B.D) yakınlarındaki Morton tuz madeninde yerin 600 m derinliğine yerleştirilmiştir. Deney 18×17×23 m boyutlarındaki dedektöründe 800 ton su ile Çerenkov tekniğini

kullanarak veri toplamıştır. 1991 yılının sonunda veri alımını tamamlamıştır. R oranı Çerenkov ışımadaki tepe açısından bağımsız olarak

$$R = 0.54 \pm 0.05(ist) \pm 0.11(sist)$$

değerinde ölçülmüştür (Becker, 1992).

Macro (Monopol Astrofizik ve Kozmik Işın Gözlemevi); İtalya'da Gran Sasso'da yerin altındaki B bölümüne yerleştirilmiştir. Dedektör $12 \times 12 \times 5$ m³ boyutlarındaki altı modülden oluşmuştur. Modülün merkezindeki özel bir tabaka manyetik tek kutba ve ağır çekirdeklere karşı duyarlıdır. Dedektörün tamamı sıvı sintilatör sayaçlarla kuşatılmıştır. Böylece 5000 m² lik alandan geçen tüm parçacıkların izotropik akıları ölçülmektedir. Deneyde veri alımı halen devam etmektedir.

Nusex dedektörü $3.5 \times 3.5 \times 3.5$ m³ boyutlarında olup 1 cm kalınlıklı demir düzlemlerle 136 bölümden oluşmaktadır. Dedektörün toplam kütlesi 150 ton dur. Deney Mont Blanc tünelinin 1370 m derinliğine yerleştirilmiştir. Veri alımını 1986 yılında tamamlayan Nusex nükleon bozunumunu ve nokta kaynaklardan gelen yüksek enerjili atmosferik ν_{μ} 'larını araştırmıştır.

Soudan-2 deneyinde 963 ton hedef kütle kullanılmıştır. Çerenkov tekniği kullanılarak tek iz (müyon) ve tek düş (elektron) olayları toplanmıştır. İzlerin yeniden yapılandırılması (reconstruction) ile

$$R = 0.61 \pm 0.14(ist)_{-0.07}^{+0.05}(sist)$$

sonucu bulunmuştur (Nakahata, 1997).

Super-Kamiokande dedektörü, Japonya'da Kamioka Mozumi madeninde yerin 1km altında bulunmaktadır. Dedektör yüksekliği 40 m, çapı 39 m olan silindirik bir geometriye sahiptir. Hedef olarak 50000 ton su içeren dedektörde Çerenkov tekniği kullanılmaktadır. Atmosferik nötrino analizlerinde Kamiokande grubu verilerini iki durumda değerlendirmektedir. 1.33 GeV değerinin altındaki

gözlenebilir enerjileri içeren olaylar *düşük-GeV*'li, 1.33 GeV'in üstündeki enerjileri içeren olaylar *çok-GeV*'li olarak sınıflandırmışlardır.

Deneyler tarafından ölçülen atmosferik nötrino akıları önce istatistik daha sonra sistematik hatalar dikkate alınarak çizelge 3.3'de toplu olarak verilmiştir.

Çizelge 3.3. Atmosferik nötrino deneylerinin sonuçları (Peltoniemi,2000).

Deneyler	Ölçülen Akı	Oranın Oranı	Mu Oranı	1.33GeV'in altındaki eşik enerji	1.33 GeV'in üstündeki eşik enerji
IMB	0.36 ± 0.02 ± 0.02	0.54 ± 0.05 ± 0.07	1.03 0.04 ±		
Kamiokande		0.60 ± 0.06	0.94 0.06 ±	0.60 ± 0.06 0.05 ±	$0.57 \pm 0.08 \pm 0.07$
Soudan 2		0.68 ± 0.11 ± 0.06			
Fréjus	0.53 ± 0.15	0.99 ± 0.13 ± 0.08		0.87 ± 0.15	
BUST(Baksan)		0.85 ± 0.03 ± 0.05	1.13		
Nusex	0.52 ± 0.17	1.0 ± 0.3	0.87 0.15 ±		
SuperKamiokande				0.65 ± 0.02 0.05 ±	$0.67 \pm 0.03 \pm 0.08$
MACRO			0.73 0.05 0.12 ± ±		

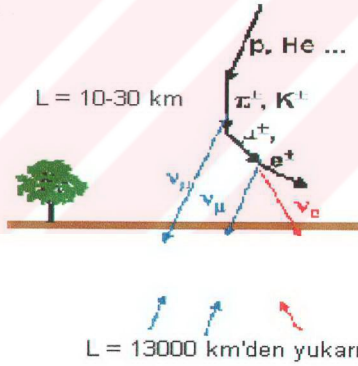
r oranı gelen nötrino enerjisine ve L uzaklığına bağlı olarak değişmektedir (Şekil 3.11). Çünkü yüksek enerjili tüm müonlar dünya tarafından soğrulmadan önce bozunabilirler. Gelen nötrinoların enerjileri $E \leq 1$ GeV iken r oranı yaklaşık olarak 2'dir. Fakat $E \geq 1$ GeV'de oran 2 değerinden büyük olmaktadır. Bu durumda nötrino akısının hesabındaki belirsizlik $\approx 20\%$ civarındadır. r oranındaki belirsizlik ise $\approx 5\%$ dir. Belirsizlik aşağıdaki gibi yorumlanabilir:

- i) Yüksek enerjiler de hadronik duş içerisinde kaonlar da bulunur. Kaonlar'ın bozunumları sonucunda oluşan nötrinolar oran hesabında

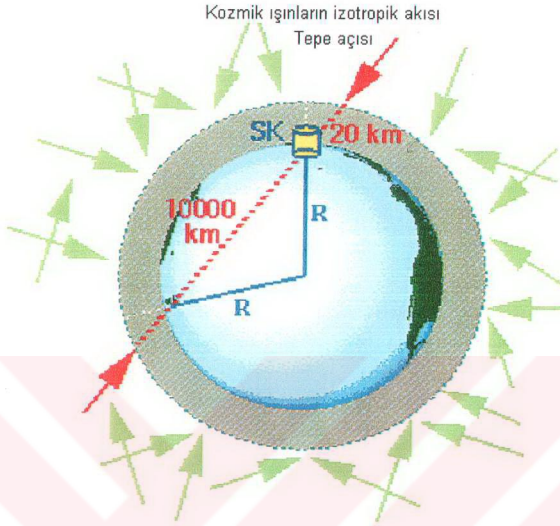
dikkate alınmamaktadır. Diğer taraftan pilyonların bozunmaları sonucu oluşan müonların bir kısmı nötrinolara bozunmadan dünya tarafından durdurulmaktadır.

- ii) Dünyanın manyetik alanı düşük enerjili yüklü parçacıkları etkilemektedir. Bu etki enerji spektrumunu bir kaç GeV'in altına çekebilir.

Diğer taraftan nötrino akıları tepe açısına (θ) bağlı olarak değişim göstermektedirler. Eğer salınım yoksa, varlanan elektronların (müonların) sayısı $N_l(\cos\theta_z) = N_l(-\cos\theta_z)$ ($l=e, \mu$) ile verilen simetri bağıntısını sağlamalıdır. Bu bağıntı elektron olayları için oldukça uyumludur. Süper-Kamiokande deneyinde çok-GeV'li ($E \geq 1.33$ GeV) enerjilerde, müon olayları için $\cos\theta_z$ asimetrisi gözlenmiştir.

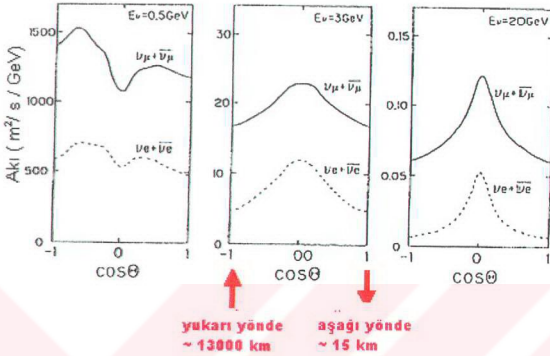


Şekil:3.10. Atmosferik nötrinoların uzaklıkla ilişkisi (Schönert, 2001)



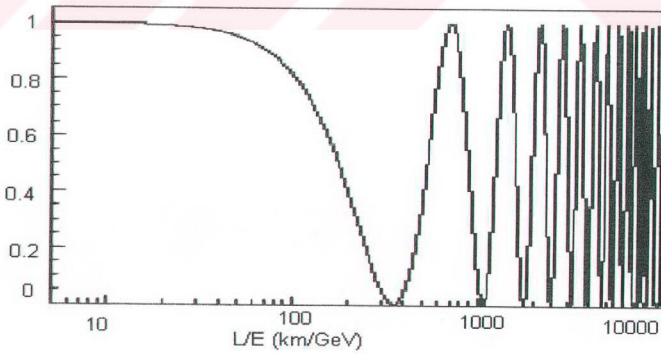
Şekil 3.11. Kozmik ışınların dünya yüzeyindeki dağılımı

Burada $\cos \theta \sim -1$ de nötrinolar 13000 km gibi uzun bir yol alarak yukarı doğru hareket ederler. $\cos \theta \sim +1$ de ise alınan yol 10-100 km arasında olup oldukça kısa olduğundan nötrinolar atmosferden yeryüzüne (aşağıya) doğru giderler.



Şekil 3.12. Atmosferik nötrinoların tepe açısına göre akı dağılımı (Schönert, 2001)

Yukarı ve aşağı doğru hareket eden nötrinolar için izotropik nötrino akısının tepe açısına göre dağılımı Şekil 3.12’de verilmiştir. Nötrino salınımlarının enerji ve kaynaktan olan uzaklıklara bağlılığını gösteren L/E oranı ise Şekil 3.13 de verilmektedir.



Şekil 3.13. L/E değerine göre ν_μ nun diğer nötrino çeşnilerine salınım elastığı

Güneşsel, atmosferik ve kısa menzilli nötrino hüzmeleri için üç farklı Δm^2 bölgesi bulunmaktadır. Bu bölgelerde yapılan deneyler $\Delta m^2 \neq 0$ olduğunu göstermeyi amaçlamaktadırlar. $60 < L/E < 1250$ km/GeV aralığında birbirlerinden bağımsız olarak yapılan ölçümler farklı deneylerin sonuçlarındaki belirsizlikleri açıklayabilir. Gelen deneysel sonuçlar Δm^2 değerinin $1 \times 10^{-3} < \Delta m^2 < 2 \times 10^{-2}$ eV² aralığında bulunduğunu göstermektedir (Antares, 2001).

ν_μ 'nun geriye kalan iki nötrino çeşnisine dönüşme olasılığı gelen müon'un enerjisine bağlıdır. İzotropik νq ve $\bar{\nu} q$ yüklü akım etkileşmeler için gelen nötrino enerjisinin yarısı hadron duşuna aktarılmaktadır. $\bar{\nu} q$ ve $\nu \bar{q}$ etkileşmelerinde ise enerjinin daha büyük bir kesri müona aktarılmaktadır. Fakat ikinci etkileşmenin olma olasılığı izotropik etkileşmelerin olma olasılığından üç kez daha azdır.

Nötrinoların salınım yaptıklarını gösteren bir başka kanıt, yüksek enerjili ν_μ olaylarında ölçülen aşağı-yukarı simetrisindeki farklılıktır. Birkaç GeV'in üstünde atmosferik nötrinolar 10 GeV'den daha büyük enerjiye sahip olan öncü kozmik ışınlara dönüşebilirler. Bu öncü kozmik ışınlar ise yerin manyetik alanı tarafından saptırılmazlar. Kozmik ışınların iç manyetik alanlarından dolayı, dünya yüzeyindeki dağılımları izotropiktir. Bu sonuç atmosferik nötrino akılarının tepe ve alt noktalarında aynı açılarda eşit olması gerekliliğini gösterir. Bir başka deyişle

$\cos \theta_{tepe}$ dağılımı simetrik olmalıdır. Alt-Üst asimetrisi $A = \frac{(\dot{U}st - Alt)}{(\dot{U}st + Alt)}$ ifadesi ile

hesaplanmaktadır. Yüksek enerjili ν_μ olaylarında ölçülen asimetri Süper-Kamiokande deneyi için $A = 0.296 \pm 0.048(ist) \pm 0.01(syst)$ olarak bulunmuştur. Kuramsal modeller asimetri için beklenen değer in sıfır olmasını öngörmektedirler. Aynı durum yüksek enerjili ν_e için de geçerlidir.

3.1.3 Hızlandırıcı ve Nükleer Reaktör Nötrinoları

Hızlandırıcılarda nötrinolar birkaç 10 MeV ile birkaç 100 GeV enerji aralığında üretilmektedirler. Hızlandırıcılardan gelen proton hüzmelerinin önüne

Berilyum hedefi konularak etkileşmeden oluşan parçacıkların kurşun, demir gibi oldukça yoğun maddelerle filtre edilmesi sonucunda nötrino hüzmeleri oluşturulmaktadır. Bu yöntem ilk kez 1962 yılında Brooghaven'da ν_μ 'yu varlamak için kullanılmıştır. 1974'de CHARM-I ve 1995 de NOMAD, CHORUS deneylerinde nötrino hüzmeleri aynı teknikle oluşturulmuştur (Verkindt, 1999).

Nükleer reaktörlerin yakınlarna yerleştirilen nötrino dedektörleri, reaktörlerden yayılan ve 10 MeV den daha az enerjiye sahip olan antinötrinoları ters beta bozunum tepkimesi ile



varlamaktadırlar. Tepkimenin eşik enerjisi 1.8 MeV'dir. Tepkimede iki sinyal ölçülmektedir. İlk sinyal üretilen pozitronun iki fotona bozunumudur. İkinci sinyal ise *Gd* katkılı sintilatör içindeki Gadolinium tarafından yakalanan yaklaşık 8 MeV enerjili nötronun $n p \rightarrow d \gamma$ bozunumundan ortaya çıkan 2.2 MeV enerjili foton sinyalidir.

Reaktörlerdeki uzun-menzilli nötrino salınım deneylerinden ikisinin özellikleri çizelge 3.4'de verilmiştir .

Çizelge 3.4. Uzun menzilli nötrino reaktör deneyleri (DiLella, 1995).

	Chooz	Palo Verde
Reaktörlerin sayısı	2	3
Dedektör ile reaktör arasındaki mesafe (Km)	1.114, 0.998	0.89, 0.89, 0.75
Termal Güç (GW)	8.5	11.0
Dedektör tipi	Gd-Katkılı homojen sintilatör	Gd-Katkılı parçalı sintilatör
Dedektör kütlesi	5 Ton	12 Ton
Dedektörün yüzüne uzaklığı	300 mw.e	32 mw.e
Sayma oranı (Tam güçte)	$25.5 \pm 1.0d^{-1}$	$39.1 \pm 1.0d^{-1}$
Sayma oranı (Reaktör kapalı iken)	$1.1 \pm 0.3d^{-1}$	$32.6 \pm 1.0d^{-1}$
Detektörün durumu	Tamamlanmış	Veri alımı sürüyor

Chooz dedektörü Fransa'da Chooz Nükleer Reaktöründen 1 km uzaklıkta yerin 100 m altına yerleştirilmiştir. Reaktörler dedektörden sırasıyla 1115 m ve 998 m uzaklıkta bulunmaktadır. Reaktörlerden gelen $\bar{\nu}$ 'lar saydam arsilik bir kab içine doldurulmuş olan 300 litre gadolium sıvı sintilatörü ile etkileşmektedir. 1998'de veri alımı tamamlanan Chooz deneyinin analizleri sonucunda $\sin^2(2\theta) > 0.18$ ve $\Delta m^2 > 0.9 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ bölgelerinde nötrino salınımının olmadığı gözlenmiştir (Vogel, 2001).

Palo Verde deneyi Amerika'da Arizona Çölünde Phoenix'in 80 km batısındaki bir bölgede bulunmaktadır. Reaktörlerden ikisi dedektörden 890 m uzağa ve üçüncü reaktör ise 750 m uzağa yerleştirilmiştir. Chooz'dan farklı olarak Palo Verde dedektöründe 66 tane acrylic tank bulunmaktadır. $\bar{\nu}_e$ 'si pozitron ve nötron sinyallerinin uzay-zaman ilişkileriyle tanımlanmıştır. Pozitronlar enerjilerini bir sintilatör hücresi içinde kaybederlerken 511 keV'e sahip iki foton oluştururlar. Nötronlar Gd tarafından yakalanarak 8 MeV enerjili foton duşları oluştururlar. Dedektörün dış tarafında bulunan müyonlar tarafından oluşturulan nötron fonlarını azaltmak için merkezi dedektör 1 m kalınlığındaki bir su zırhı ile çevrilmiştir. Palo Verde dedektörü 1998'den bu yana veri almaktadır.

Fransa'daki Bugey Ulusal nükleer reaktörü düşük enerjili nötrino kaynağı olarak kullanılmaktadır. Termal gücü 2700 MW olan Bugey saniyede $5 \times 10^{20} \nu$ üretmektedir. Üretilen nötrinoların enerjileri 8 MeV kadardır. MUNU dedektörünün reaktör merkezinden olan uzaklığı 18 m'dir. MUNU deneyi $\nu - e^-$ saçılmasını $\bar{\nu}_e - e^-$ saçılmasından varlayacaktır. Nötrinolar manyetik momentlerinden dolayı elektromanyetik etkileşimde bulunurlar. Düşük enerjilerde elektromanyetik etkileşim zayıf etkileşim katkısı ile karşılaştırıldığında büyük önem kazanır. Bundan dolayı saçılma tesir kesitleri değişiklik gösterir. MUNU dedektörünün merkezinde basıncı 5 bar'a kadar yükselen CF_4 gazı ile doldurulmuş olan odacıklar bulunmaktadır. Gaz, hacmi 1 m^3 olan silindirik yapıya sahip arklik kabın içinde bulunmaktadır. Silindirik yapı elektron hedef ve varlama bölgesi olarak kullanılmaktadır. Nötrinolar gaz elektronları ile etkileşerek gazı iyonlaştırırlar. İyonlaşan gazın dedektörde bıraktığı izlerin analizlerinden parçacık yörüngeleri tespit edilmektedir.

Bir başka reaktör deneyi olan KamLAND (Kamioka Sıvı Sintilatör Antinötrino Dedektörü) Japon, Macaristan ve A.B.D.'in ortak bir çalışması olup yeraltına yerleştirilen yeni bir nötrino dedektörüdür. Deneyde maksimum 3.5 MeV enerjiye sahip olması planlanan antinötrinolar 150-200 km arasına yerleştirilen reaktörlerde üretilecektir. Antinötrinoları varlayacak olan dedektör ile reaktörlerde üretilen nötrinoların enerji ve akı spektrumları kullanılarak nötrino salınımları araştırılacaktır. KamLAND, dünyada ilk kez Uranyum ve Toryum'un beta bozunumundan üretilen antinötrinoları varlamayı hedeflemektedir.

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu bölümde tamamlanmış ve/veya yapımı devam eden nötrino salınım deneylerini kısa, orta ve uzun menzilli olarak sınıflandırıp kısaca tartışacağız.

4.1 Kısa Menzilli Nötrino Deneyleri

Kısa menzilli nötrino salınım deneylerinden bazıları Chorus, Nomad, Cosmos, Karmen, LSND, Boone, ORLanDO, NESS, I-216, TOSCA deneyleridir.

CERN (Nükleer Araştırma Merkezi)'deki CHORUS deneyi SPS'den gelen saf ν_μ hüzmesi içinde $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ salınımını hibrid dedektör kullanarak araştırmıştır (Eskut, 2001). Deneyde nötrino salınımları kısa ömürlü τ^- 'nin aşağıda verilen bozunum modları ile varlanmaya çalışılmıştır.

$$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$$

$$\tau^- \rightarrow (\text{hadron}^-)(n\pi^0)\nu_\tau$$

$$\tau^- \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^-)(n\pi^0)\nu_\tau$$

Bu kanalların oluşma olasılıkları sırası ile %17.8, %50.4 ve %13.8'dir. Bozunum kanallarından $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ bozunumu dikkate alınarak son durumda μ^- 'nin gözlenmesi nötrino salınımı için iyi bir kanıt oluşturacaktı. Deneyde kullanılan hüzmelerin ortalama momentumu 27 GeV/c ve dedektör ile kaynak arasındaki ortalama mesafe 940 m'dir. $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ salınımı için deneyde kullanılan parametre değerleri $\Delta m_{\mu\tau}^2$ birkaç eV ve $\sin^2 2\theta_{\mu\tau} \approx 2.10^{-4}$ 'tür. CHORUS dedektöründe hedef olarak kullanılan emülsiyon/sintilatör fiberleri sırasıyla bir hedef izleyici dedektör, bir elektromanyetik ve iki hadronik kalorimetreden oluşan yüksek çözünürlüklü bir kalorimetre ve bir müon spektrometresi izlemekteydi. 1994-1997 yılları arasında alınan verilerin analizleri sonucunda nötrino salınımına ait

herhangi bir kanıt bulunamamıştır (Eskut, 2001). CHORUS $\sin^2 2\theta_{\mu\tau} \leq 2.10^{-4}$ değerine çekerek salınım olasılığını $P_{\mu\tau} \leq 1.10^{-4}$ duyarlılığına taşımayı amaçlamıştır.

CERN'deki bir başka nötrino salınım deneyi olan NOMAD (Neutrino Oscillation Magnetic Dedector) veri alımını tamamlamış olup CHORUS ile aynı amaca sahipti. İki deneyde de her 14 s'de CERN SPS'den gelen 10^{13} ν_{μ} 3 ton ağırlığındaki dedektörlere ulaşmıştır. $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ salınımında her iki dedektör kaynaktan 940 m uzaklığa yerleştirilmiştir. CERN SPS siklotronunun da 450 GeV enerjiye sahip olan protonlar *Be* hedef ile etkileştirildikten sonra piyon ve kaonlar oluşturulmuştur. Oluşan piyon ve kaonların, müon ve müon nötrinosa bozunmaları sağlanmıştır. $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ salınımının varlanması ν_{τ} 'nin doğrudan gözlenmesi bakımından önemlidir. ν_{τ} dolaylı olarak CHORUS'daki τ leptonunun bozunum modlarında da gördüğümüz gibi τ bozunmasından üretilmektedir. ν_e veya ν_{μ} nötrinoları W arabozon değiş-tokuşu ile leptonları üretirler. Bu lepton gelen nötrino ile aynı çeşniye ve aynı kuantum sayılarına sahiptir. NOMAD'daki belli başlı τ lepton bozunumları çizelge 4.1'de verilmiştir.

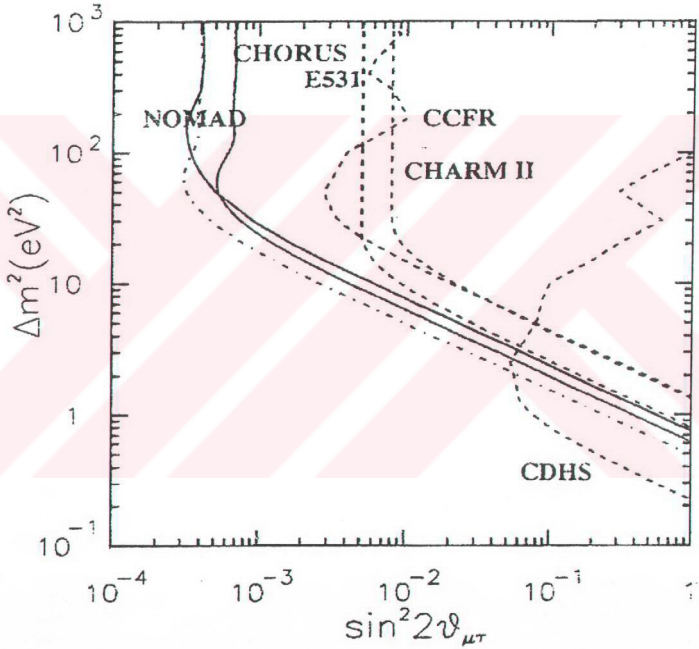
Çizelge 4.1. Tau leptonunun ana bozunum modları (CERN Courier, 1997)

tau leptonunun ana bozunum modları	
Mode	Olasılık (%)
Antimüon-	17.4
Antielektron-	17.8
Pion	12
Rho	26

Elektron kararlı bir parçacıktır ve dedektör içinde bir müona bozunma (müonun yaşam süresi 2.2 mikro saniye) olasılığı çok düşüktür. ν_e durumunda tau

leptonu 10^{-13} s içinde bozunur ve dedektör içinde 1 mm'den daha kısa uzunlukta iz bırakır.

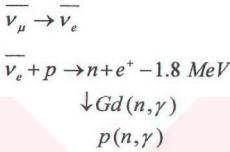
Çizelgeden de görülebileceği gibi ilk iki modda e^- veya μ^- , ν_e veya ν_μ etkileşmelerinden yayınlanmaktadır. NOMAD'da nötrino salınımını gösteren yeterli kanıt sağlayamamıştır.



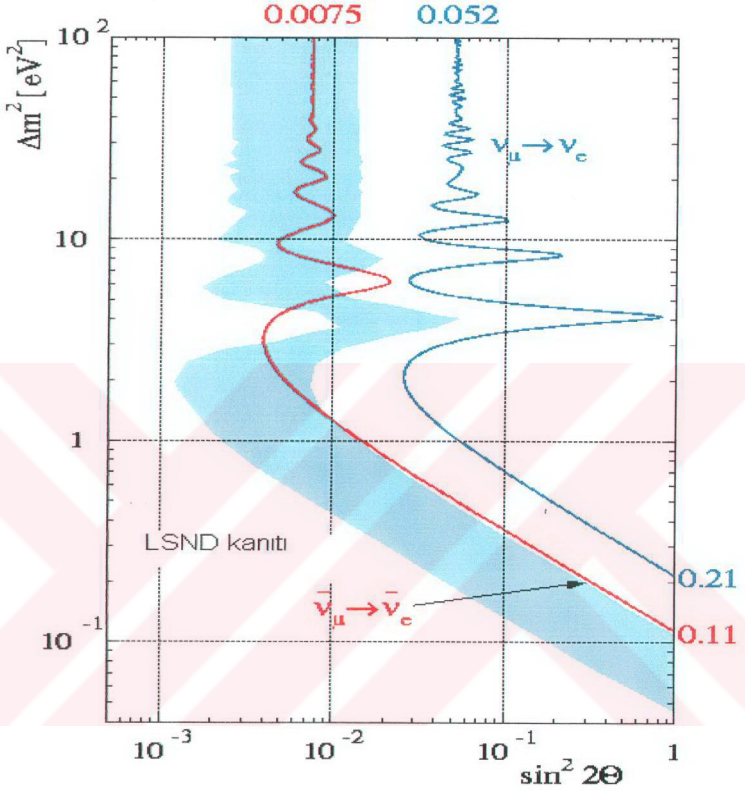
Şekil 4.1. CHORUS ve NOMAD deneylerinin sonuçları (Eskut, 2001)

Yukarıdaki şekil CHORUS ve NOMAD deneylerinden alınan $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ salınım parametrelerini göstermektedir. Kesikli çizgilerle gösterilen eğriler daha önce alınan deney sonuçları olup sürekli çizgiler son verileri göstermektedir.

KARMEN (KARlsruhe Rutherford Medium Energy Neutrino experiment) nötrino salınımları için fon etkilerini azaltmayı amaçlayan bir yeraltı deneyidir. KARMEN deneyinde nötrino kaynağı olan ISIS $\bar{\nu}_\mu$ 'su üretmektedir. $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ salınımını araştıran deneyde kaynaktan gelen $\bar{\nu}_\mu$ içinde ortaya çıkma metodu ile $\bar{\nu}_e$ 'su varlanmaya çalışılmıştır. Deneydeki nükleer tepkimeler aşağıdaki gibidir.



Tepkimelerden de görüldüğü gibi p , bir pozitron yayınlarken nötrona dönüşmektedir. Nötrino enerjisinin hemen hemen tamamını pozitrona aktarır ve bir ön olay oluşur. Sintilatörden gelen nötron, dedektörün gadolyum kısmında yakalanmaktadır. Çekirdek pozitron yakaladıktan 100 mikro saniye sonra üç gama yayınlar. Bu olay $\bar{\nu}_e$ için önemli bir işarettir. 5 yıl boyunca toplanan 147 olayın analizleri nötrino salınımlarını gösterememiştir. Şekil 4.2'de Karmen deneyinin salınım parametreleri verilmiştir.



Şekil 4.2. LSND ve Karmen deneylerinin karşılaştırılması (Steidl, 2001)

KARMEN %90 olasılıkla kırmızı eğriye ulaşmayı hedeflerken deney sonuçlarında mavi ile gösterilen eğriye ulaşılmıştır. Bu nedenle deney kendini LSND (Sıvı Sintilatör Nötrino Dedektörü) deneyi olarak yenilemiştir. LSND Los Alamos'da bulunan $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ salınım deneyidir. Deneyde 800 MeV enerjili proton kaynağından üretilen düşük enerjili nötrinolar kullanılmıştır. Nötrinolar π^+ veya μ^+ bozunumunun ürünleridir. Deneyde π^- ve μ^- 'ler dedektörde demir kabuklar

tarafından yakalanıp bakır kabuklar tarafından durdurulmuştur. $\frac{\overline{\nu_e}}{\nu_\mu} = 4 \times 10^{-4}$ olarak

hesaplanmıştır. LSND dedektörü boyu 8.3 m ve yarıçapı 5.7 m olan silindirik bir tanktır. Tankın merkezi ile nötrino kaynağı arasındaki uzaklık 30 m'dir. 167 ton sıvı sintilatör doldurulan tankta Çerenkov tekniği kullanılmıştır. 36-60 MeV enerji aralığında e^+ araştırılmış ve $\overline{\nu_\mu} - \overline{\nu_e}$ salınım olasılığı $\%(0.34+0.20-0.18 \mp 0.07)$ olarak bulunmuştur.

KARMEN2 adı altında LSND deneyi ile birleştirilen KARMEN'nin sonuçları Şubat 2001 de Münih'te yapılan Nötrino Salınım konferansında sunulmuştur. Sonuçlar 1997-1999 yılları arasında alınan verilerin analizlerini içermektedir. Büyük Δm^2 değerlerine karşılık gelen karışım açısı %90 oranındaki bir doğrulukla $\sin^2(2\theta) < 2.1 \times 10^{-3}$ olarak verilmiştir (Steidl, 2001).

MINIBOOONE deneyi LSND deneyinde gözlenen sinyali doğrulamak veya yanlışını ispatlayabilmek (test etmek) için düzenlenmektedir (Conrad, 2002). Fermi laboratuvarından alınan 8 GeV'lik protonlar 2 yönlendirici kullanılarak enerjileri 0.5-1.0 GeV arasında olan ν_μ hüzmeleri üretirler. ν_μ hüzmesindeki ν_e miktarı sadece 3×10^{-3} kadardır. MINIBOOONE dedektörü çapı yaklaşık 6.1 m ve içine 807 ton mineral yağ doldurulan küresel bir tanktır. Tank bozunum bölgesinden 500 m uzaklığa yerleştirilmiştir. Dedektörün iç bölge çapı 5.75 m olup, 8 inç büyüklüğündeki 1280 fototüp ile dedektörün içinde meydana gelen olaylar kaydedilmektedir. Eğer LSND deneyinin sonuçları doğru ise MINIBOOONE yılda yaklaşık 1000 tane $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ve fonda da yılda yaklaşık 1500 ν_e olayı gözlemeyi planlamaktadır.

4.2 Uzun Menzilli Nötrino Deneyleri

Şimdi de ICARUS, Aqua-Rich, Noe, OPERA, Minos, İcanoe, K2K gibi uzun menzilli nötrino salınım deneylerini kısaca tartışalım.

ICARUS (Imaging Cosmic and Rare Underground Signal) üç boyutlu yüksek çözünürlük ve net görüntüleme sağlaması bakımından kabarcık odacıklarını

kullanılmayı planlayan bir deneydir. İtalya'daki Gran Sasso tüneline yerleştirilecek olan dedektörün ilk modülünün kütlesi 600 ton dur. Atmosferik ve güneşsel nötrino bölgelerine duyarlı olması hedeflenmektedir. Bu duyarlı kütlede birkaç bin ton sıvı argon ile "standart" proton bozunum kanalları gözlenebilecektir. CERN'de SPS halkasında protonlar hızlandırılarak çarpıştırılmalarından oluşturulacak nötrino hüzmesinin 732 km uzaklıktaki Gran Sasso'ya 2003 yılında gönderilmesi planlanmaktadır. 600 tonluk modül orta büyüklükteki bir hacimdir ve 1995 yılında tamamlanmıştır. 2000 yılında daha büyük modüller tamamlanmıştır ve dedektörler 2002 yılının sonunda tünele yerleştirilecektir.

ICARUS Sıvı Argon TPC (Zaman İzdüşüm Odacığ) nin basitçe çalışma prensibi şu şekilde açıklanabilir. Parçacık etkileşimi veya bozunumuyla ortaya çıkan herhangi bir iyonlaşma olayı bir sıvı argon hacim içerisinde oluşabilir. Bu hacme uygulanan düzgün bir elektrik alan iyon-elektron çiftini oluşturur. Bunların birbirlerine oranı alanın şiddetine ve iyon çiftinin yoğunluğuna bağlıdır. İyon-elektron çifti uygulanan alana paralel, fakat birbirlerine zıt yönde sürüklenmeye başlarlar Sadece paralel tel düzlemlerde çok hızlı hareket eden elektronlar akım oluştururlar (çıkış odacıkları). Akım elektronik cihazlarla okunur. ICARUS deneyinde atmosferik nötrinolarla ilgili yüklü-akım etkileşmelerindeki olay oranı, 500 ton luk bir dedektör ile $80 \nu_{\mu}$ ve $60 \nu_e$ etkileşmesi olmak üzere toplam 140 nötrino etkileşimini hedeflenmektedir. Ayrıca ICARUS dedektörü güneşsel nötrino spektrumundaki ${}^8B^e$ karşıda duyarlı olacaktır. Güneşsel nötrinoların iki farklı tepkime ile varlanabileceği öngörülmektedir. Bunun için deneyde iki tepkime kanalı bulunmaktadır.

- 1) $\nu_x + e \rightarrow \nu_x + e$ tepkimesi tüm nötrino çeşnileri için geçerli olup yüklü ve yüksüz akım değış tokuşları ile gerçekleşebilecektir. Bir ton hedef içinde yılda bir olay beklenmektedir.
- 2) $\nu_e + Ar \rightarrow K^+ + e$ tepkimesi yılda bir ton hedef içinde dört olayın beklendiğı ve sadece ν_e 'yi içeren bir durumdur.

NOE (Nötrino Salınım Deneyi) sintilatör fiber kalorimetrelerden oluşan elektroniklerle kuşatılan büyük bir yeraltı deneyi olacaktır. Yine Gran Sasso

Laboratuvarına yerleştirilecek olan dedektör 6.7 kton ağırlığında ve 63 m uzunluğunda yapılacaktır. Atmosferik nötrino problemine çözüm arayan uzun menzilli bir nötrino salınım deneyidir. $\tau \rightarrow e \nu \bar{\nu}$ kanalı kullanılarak ν_τ 'nin ortaya çıkması araştırılacaktır.

Diğer bir Gran Sasso deneyi olan MONOLITH (Massive Observatory for Neutrino Oscillations on limits on Their existence) 34 kton kütleli magnetik iz kalorimetresinden oluşacaktır. Atmosferik müon nötrinolarına karşı duyarlı olması planlanan deneyin amacı Super-Kamiokande deneyinde geçerli olan parametre bölgelerinin sonuçlarını genişletmektir. Geleceğin dedektörü olan MONOLITH, Süper-Kamiokande dedektörüne benzemekle birlikte daha iyi L/E çözünürlüğüne sahip olacaktır. CERN'den gönderilecek olan nötrino hızmelerini kullanarak yüksüz akım, yukarı/aşağı oranları, nötrino/antinötrino oranları, çok TeV enerji aralığındaki kozmik ışın müonlarına karşı duyarlılık gösterecektir.

Aqua-Rich'in 125 m çapında 1 Mt su içeren küresel bir dedektör olması planlanmaktadır. Atmosferik nötrinoları varlamak üzere tasarlanmıştır. Çerenkov tekniği kullanılarak nötrinoların su içindeki etkileşmeleri sonucu üretilecek olan parçacıkların yönü, hızı ve momentumları belirlenebilecektir. Yapımları karada tamamlandıktan sonra Sicilya'da denize yerleştirilecektir. Nötrino etkileşmeleri sonucu oluşan ikincil parçacıklar Çerenkov ışığı üreteceklerdir. Müon sinyallerinin varlanması için atmosferik nötrinolar $10^{-2} < \Delta m^2 < 10^{-4} \text{ eV}^2$ aralığında araştırılacaktır. Henüz ilk test modül hazırlıkları yapılan deneyin ne zaman veri alımına başlayacağı belli değildir.

OPERA deneyinde CERN'de hızlandırılan protonların Be hedef ile çarpıştırılmalarından oluşacak nötrino hüzmesi 732 km uzaklıktaki Gran Sasso yeraltı laboratuvarına gönderilecektir. Deneyde ortaya çıkma metodu ile ν_τ varlanacaktır (<http://proj-cngs.web.cern.ch>). OPERA deneyinde nötrinoların ECC (Emülsiyon Bulut Odası) tekniği ile varlanması planlanmaktadır. ECC tekniği daha önce DONUT deneyinde kullanılmış ve τ leptonu varlanmıştı. (Kodama, 2001). OPERA'da, boyutları 10 cm×10 cm olan ECC'ler tuğla biçiminde olacak şekilde yapılandırılarak üst üste yerleştirilmiştir. Bu temel yapı boyutu 6.7 m×6.7 m olan

bir başka yapının içine yerleştirilmiştir. Bunların arkasına sintilatör şeritler dik olacak biçimde dizilmiştir. Tüm yapı bir modül oluşturmaktadır. Dedektör buna benzeyen 3 modülden oluşmuştur. Modüllerin hemen arkasında müon spektrometresi bulunmaktadır. OPERA deneyi $0.9 < \sin^2(2\theta) < 1$ ve $10^{-2} > \Delta m^2 \text{ (eV}^2\text{)} > 10^{-3}$ bölgelerinde $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ salınımını araştıracaktır. Deney 2005 yılında veri almayı planlamaktadır (<http://opera.web.cern.ch>).

4.3 Orta Menzilli Nötrino Deneyleri

MINOS, Texono, NuTeV(E815), DONUT ve RICE orta menzilli salınım deneylerinden bazılarıdır.

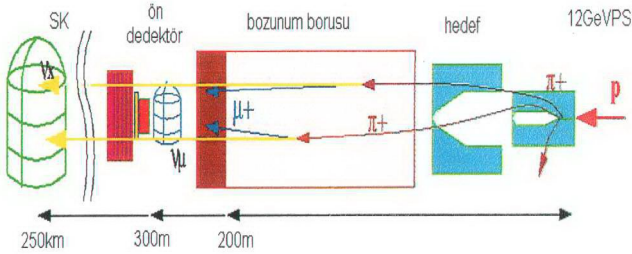
Enerjisi 120 GeV olan protonlar Fermi Laboratuvarından 730 km uzaklıkta yeraltında bulunan Soudan dedektörüne gönderilecektir (CERN COURIER,1999). Minnesota (A.B.D) demir madeninde ν_μ kütesini varlamayı amaçlayan MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search) Soudan madeninde yerin yaklaşık 815 m altındaki büyük bir mağara içine yerleştirilecektir. 5000 ton ağırlığında olması planlanan dedektör 2003 yılında nötrino hüzmesini Fermi Laboratuvarından alacaktır. MINOS deneyinin ilk dedektörü Fermi Laboratuvarı yakınlarına diğeri ise Soudan madenine yerleştirilecektir. Dedektörler de $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ salınımını araştırılacaktır. MINOS deneyinde kullanılacak olan uzaktaki dedektörün toplam kütlesi 5.4 kton, magnetik alanın büyüklüğü ise 1.2 T'dir. Yakındaki dedektörünün toplam kütlesi ise 1000 ton'dur. Dedektörler veri alımına 2002 yılının sonunda başlayıp 2004 yılına kadar devam edecektir. İki dedektörden alınacak sonuçların nötrino salınımlarına açıklık getirmesi beklenilmektedir.

Fermi Laboratuvarındaki DONUT (Direct Observation of NU Tau) salınım deneyleri arasındaki en önemli deneylerden biridir. Tevatronda hızlandırılan 800 GeV' lik enerjiye ulaştırılan protonlar 1 m uzunluğundaki tungsten ile etkileştirilerek ν_τ 'lar üretilmiştir. Deneyde hedef olarak emülsiyon tabakalar demir düzlemler içinde sandviç yapı oluşturacak biçimde sıralanmıştır. DONUT $D_s \rightarrow \tau \nu_\tau$ ile CC

etkileşmelerini kullanılarak τ leptonunun $\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X$ tepkimesinden, $\tau^- \rightarrow (\mu^- \text{ veya } e^-)\nu_\mu\nu_\tau$ veya $\tau^- \rightarrow h^-\nu_\tau$ bozunumlarını gözlemeyi amaçlamıştır. 1997 yılından itibaren iki yıldan daha fazla sürede alınan verilerin analiz sonuçları tüm dünyaya 21 Temmuz 2000 tarihinde duyurulmuştur. Tau leptonu $\tau^- \rightarrow (\mu^- \text{ veya } e^-)\nu_\mu\nu_\tau$ tepkimesi ile ν_τ 'a bozunmuştur. Deneyde tungsten hedef üzerine 3.54×10^{17} proton gönderilmiştir. Fakat anlamlı olduğu düşünülen toplam 203 olaydan sadece 4 tanesi ν_τ 'nin varlığını gösteren ilk anlamlı işaret olmuştur. Deneyde D mezonun toplam tesir kesiti $\sigma_{D_s} = 13 \pm 3 \mu b$. Dallonma oranı $(D_s \rightarrow \tau\nu_\tau) = 5.1 \times 1.0\%$ ve CC olayları $\sigma(\nu_\tau) = (0.42 + 0.09) \times 10^{-37} \text{ cm}^2$ olarak bulunmuştur (Kodama, 2001).

K2K; Ulusal Japon Yüksek Enerji hızlandırıcı araştırma merkezindeki proton siklotronu kullanılarak 12 GeV'e kadar hızlandırılan proton hüzmesi 250 km uzaklıktaki Süper-Kamiokande yer altı dedektörüne yönlendirilerek nötrino salınım araştırması yapılmıştır. K2K deneyi 1999-2001 yılları arasında 56 nötrino etkileşmesi gözlemiştir. Beklenen etkileşim sayısı ise $80.1 + 6.2 - 5.4$ 'tür. KEK yakınlarındaki dedektör sistemleri kullanılarak nötrino hüzmesindeki akının tam olarak ölçülmesi amaçlanmıştır. Dedektörlerden alınan sonuçlarla Süper-Kamiokande dedektöründen alınan sonuçların karşılaştırması nötrino salınımı için anlamlı bir kanıt olmuştur.

KEK'de üretilen 12 GeV'lik p -hüzmesi Al'dan yapılan hedef ile etkileşerek çok sayıda π mezonu üretmektedir. Bu mezonlar odaklanarak 200 metrelik bir boru içinde μ ve ν_μ 'ya bozunmaktadırlar.



Şekil 4.3. KEK’de nötrino üretimi (Jung, 2002)

1000 ton su kullanılarak Çerenkov tekniği ile bölümlere ayrılan fiber dedektörlerle KEK’de oluşan nötrino akıları ve hüzme karışımı ölçülmektedir. KEK ürettiği ν_μ ’larını K2K deneyine göndermektedir.

Süper-Kamiokande kazasından dolayı K2K hüzmesi 2002’den 2003’e aktarılmıştır. Kazada dedektörün yarısı zarar görmüştür. 2002 sonlarına doğru K2K deneyinin veri alması planlanmaktadır. 2001 yılında deneyde KEK’te üretilen hüzmenin %50’si kullanılmıştı (Nishikova, 2002).

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Nötrinolar hala gizemlerini koruyan parçacıklardır. Onların üç çeşniye sahip olduklarını bilmekle birlikte kütleli olup olmadıklarını henüz bilmiyoruz. 1920 yılından bu yana yapılan kuramsal çalışmalar ve deneyler nötrinoların kütleli olabileceğini işaret etmektedir. Nötrino çeşnilerinin birbirine dönüşüp dönüşmediği nötrino fiziğinin en önemli problemlerinden biridir. Güneş ve atmosferden gelen nötrino akıları mevcut kuramsal modeller ile uyum sağlamamaktadır. Nötrino kütlelerini tespit edebilmek için güneşsel ve atmosferik nötrino problemleri adı altında çeşitli deneyler yapılmaktadır.

Yapılan bazı güneşsel nötrino deneylerinde iki salınım parametresi kullanılarak farklı bölgelerde veriler alınmaktadır. MSW (Mikhiyev-Smirnov-Wolfstein) tekniğinde salınım parametreleri için büyük (LMA), küçük saçılma açılarında (SMA), kütlelerin küçük kabul edildiği bölgelerde (LOW) ve boşlukta (VO) salınımlar dikkate alınmaktadır.

Güneşsel nötrino verileri, iki nötrino ve üç nötrino çeşnisinin karışımları ile analiz edilmektedir. Güneşten gelen ν_e sayısının beklenenden az çıkması, iki nötrino çeşnisinin boşlukta veya maddede MSW etkisiyle birbirlerine salındığını göstermektedir.

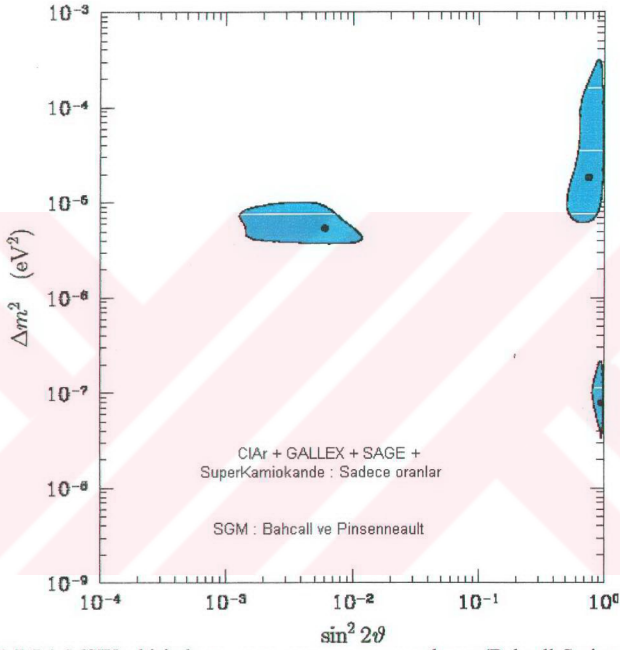
$\Delta m^2 - \sin^2 2\theta$ düzleminde salınımın gerçekleşebileceği bölgeler şekil 5.1'de gösterilmiş olup MSW etkisinde $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ veya $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ salınımı üç farklı bölge için geçerlidir. Yapılan hesaplamalar sonucunda

$$\Delta m^2 \approx 6 \times 10^{-6} \text{ eV}^2, \sin^2 2\theta \approx 6 \times 10^{-3} \quad (\text{SMA-aktif } (\nu_\mu \text{ veya } \nu_\tau))$$

$$\Delta m^2 \approx 2 \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \sin^2 2\theta \approx 0.76 \quad (\text{LMA})$$

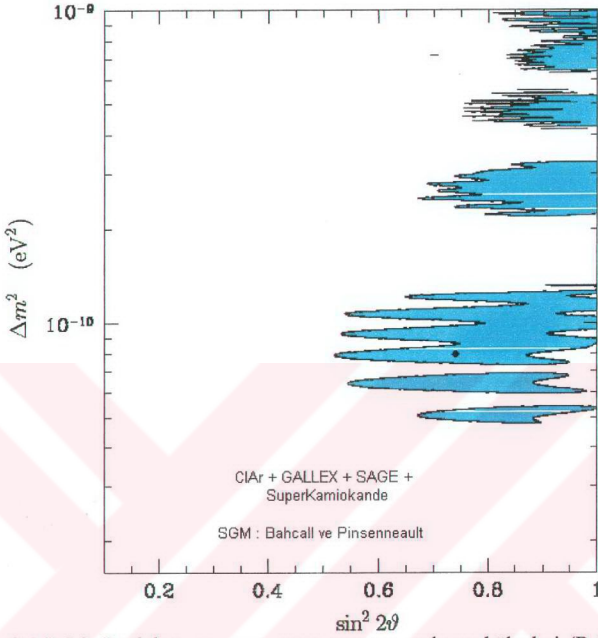
değerlerine ulaşılmıştır. SMA-aktif bölgesinde salınımın gerçekleşme olasılığı %19, LMA bölgesinde ise %4 olarak gözlenmiştir.

LOW bölgesindeki salınım parametrelerinin değerleri $\Delta m^2 \approx 8 \times 10^{-8} \text{ eV}^2$ ve $\sin^2 2\theta \approx 0.96$ dır. Bu bölgede salınımın meydana gelebilme olasılığı sadece %0.7'dir.



Şekil 5.1. MSW etkisinde $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ veya $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ salınımı (Bahcall-Smirnov, 1998).

Şekil 5.2.'de salınımın boşlukta gerçekleşebileceği bölgeler Δm^2 - $\sin^2 2\theta$ düzleminde gösterilmiş olup en iyi parametre değerleri $\Delta m^2 \approx 8 \times 10^{-11} \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta \approx 0.75$ olarak bulunmuştur.



Şekil 5.2. Boşlukta $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ veya $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ salınım bölgeleri (Bahcall, Smirnov, 1998).

Boşlukta salınımın gerçekleşebilme olasılığı %3.8'dir. Diğer güneşsel nötrino deneylerinin analizleri nötrino salınımı için en ideal bölgelerin LMA ve LOW olduğunu göstermiştir (Fukuda, 2001).

SNO deneyinden alınan yeni verilerin analizleri de salınımın LMA bölgesinde olduğunu kuvvetle desteklemektedir (Borger, 2002). Salınım parametrelerine ek olarak $\Phi_{\nu_e}^0$ (8B nötrinolarının ilk toplam akısı) serbest parametre olarak kullanılmaktadır.

LMA bölgesinde çözüm için kullanılacak en iyi parametre değerleri $\Delta m^2 = 5.10^{-5} \text{ eV}^2$, $\tan^2 \theta_{sol} = 3.4 \times 10^{-1}$ ve $\Phi_{\nu_e}^0 = 5.86 \times 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ dir. LOW

bölgesinde ise salınım için en uygun parametre değerlerinin $\Delta m_{sol}^2 = 1.3 \times 10^{-7} \text{ eV}^2$, $\tan^2 \theta_{sol} = 0.5 \times 10^{-1}$ ve $\Phi_{\nu_e}^0 = 4.95 \times 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ olacağı belirtilmiştir.

Diğer taraftan Homestake deneyinde orta enerjili ${}^7\text{Be}$, CNO ve pep -nötrinolarının olay oranına toplam katkıları $R_{Cl} = (2.56 \pm 0.16 \pm 0.16)$ SNU olarak ölçülmüştür (Cleveland, 1998).

Klor deneyinde olay oranına katkı ${}^8\text{B}$ ve ${}^7\text{Be}$ nötrinolarından gelmektedir. SGMBP00'a göre ${}^8\text{B}$ ve ${}^7\text{Be}$ nötrinolarının klor olay oranına katkıları sırasıyla 5.9 SNU ve 1.15 SNU'dur. CNO ve pep -nötrinoları 0.7 SNU gibi çok az miktarda katkıda bulunmaktadır. (Bahcall, 2001).

SNO deneyinde ölçülen toplam ${}^8\text{B}$ nötrinolarının akı değeri $(\Phi_{\nu_e}^{CC})_{SNO} = (1.75_{-0.07}^{+0.07} (\text{ist})_{-0.11}^{+0.12} (\text{sist})) 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ olup $(R_{Cl})_{SNO} = (2.00 \pm 0.17)$ SNU olarak bulunmuştur. Diğer taraftan ${}^7\text{Be}$ için LOW bölgesindeki değer $(R_{Cl}) = (2.56 \pm 0.16 \pm 0.16)$ SNU olup $\Phi_{\nu_e}^{7\text{Be}} = (1.00 \pm 1.08) 10^9 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ olarak bulunmuştur. ${}^7\text{Be}$, CNO ve pep -nötrinolarının toplam katkısı $R_{Cl}^{7\text{Be}, \text{CNO}, \text{pep}} = (0.56 \pm 0.29)$ SNU olarak hesaplanmıştır. Hesaplanan değer SGMBP00 modelinin öngördüğü değerden 4σ kadar daha küçüktür. Model 1.8 SNU değerini öngörmektedir. ${}^7\text{Be}$ nötrinolarının LMA bölgesinde ölçülen akısı $\Phi_{\nu_e}^{7\text{Be}} = (1.19 \pm 1.12) 10^9 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ 'dir. SMA'daki akı değeri ise $\Phi_{\nu_e}^{7\text{Be}} = (1.00 \pm 1.08) 10^9 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ olarak bulunmuştur. SGMBP00 modeline göre hesaplanan ${}^7\text{Be}$ nötrinolarının akısı $(\Phi_{\nu_e}^{7\text{Be}})_{SGM} = (4.77 \pm 0.47) 10^9 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ 'dir. SNO deneyinde ölçülen dünya yüzeyindeki ν_e akısı $(\Phi_{\nu_e}^{CC})_{SNO} = (1.75_{-0.07}^{+0.07} (\text{ist})_{-0.11}^{+0.12} (\text{sys})) 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ olarak bulunmuştur (Ahmad, 2001).

Güneşsel nötrinoların ilk olarak SNO deneyinde NC etkileşmeleri ile gözlenmelerinden sonra deneyde yeni CC ve ES verileri alınmıştır (Ahmad, 2002). Toplam 306 günde alınan verilerde $576.6_{-48.9}^{+26.4}$ NC, $1967_{-60.9}^{+61.9}$ CC ve $263.6_{-25.6}^{+26.4}$ ES olayı kaydedilmiştir. Varlanan elektronların eşik kinetik enerjisi 5 MeV'dir. NC

tepkimesinde ise eşik enerjisi 2.2 MeV'dir. $\Phi_{\nu_e}^{NC} \approx \Phi_{\nu_e}^{CC}$ yaklaşımı kullanılarak aşağıdaki sonuçlar bulunmuştur (nucl-ex/0204008).

$$(\Phi_{\nu}^{NC})_{SNO} = (5.09_{-0.43}^{+0.44} (ist)_{-0.43}^{+0.46} (sist)) \cdot 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$$

$$(\Phi_{\nu}^{CC})_{SNO} = (1.76_{-0.05}^{+0.24} (ist)_{-0.09}^{+0.09} (sist)) \cdot 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$$

$$(\Phi_{\nu}^{NC})_{SNO} = (2.39_{-0.23}^{+0.24} (ist)_{-0.12}^{+0.12} (sist)) \cdot 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$$

Dünyaya ulaşan ν_{μ} ve ν_{τ} nötrinolarının toplam akısı

$$\sum \Phi_{\nu_i}^{NC} = (3.41_{-0.45}^{+0.45} (ist)_{-0.45}^{+0.48} (sist)) \cdot 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$$

olarak hesaplanmıştır (Ahmad, 2001).

SNO deneyinde ölçülen toplam nötrino akısının değeri, SGMBP00 modelinin toplam 8B nötrino akısı için öngördüğü $(\Phi_{\nu_e})_{SGM} = 5.05(1 \pm 0.18) \cdot 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ ile uyum içindedir (Bahcall, 2001).

$$\nu_{\mu} \text{ ve } \nu_{\tau} \text{ 'nun toplam akı değerleri } \sum_{l=\mu,\tau} \Phi_{\nu_l}^{ES} = 3.69 \pm 1.13 \cdot 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ olarak}$$

hesaplanmıştır (Ahmad, 2001).

SNO ve Homestake deneylerinden elde edilen sonuçlar gelecekte yapılması planlanan BOREXINO deneyine yol gösterecektir (Ranucci, 2001). SNO ve Homestake deneylerinden ölçülen 7Be nötrinolarının akıları SGMBP00 modelinin öngördüğü değerden önemli ölçüde düşük olarak bulunmuştur. BOREXINO deneyinde ulaşılması planlanan etkileşme sayısı LMA bölgesinde $R_{BOREXINO} = 30.7 \text{ olay/gün}$, SMA' da ise $R_{BOREXINO} = 29.0 \text{ olay/gün}$ 'dür (Ranucci, 2001).

Süper-Kamiokande deneyinde güneşsel nötrinolar ES tepkimesi ile de varlanmıştır. 1258 gün alınan veriler sonucunda 5-20 MeV enerji aralığında 1864_{-590}^{+677} elektron gözlenmiştir..

Süper-Kamiokande ve SNO deneyleri yüksek eşik enerjisinden dolayı nötrinoları ${}^8B \rightarrow {}^8Be^* + e^+ + \nu_e$ tepkimesinden gözlemişlerdir (Ortiz, 2000). Süper-Kamiokande deneyinde Φ^{ES} akısı $(\Phi_{\nu}^{ES})_{SK} = (2.32 \pm 0.03 \pm 0.08) \cdot 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ olarak bulunmuştur.

Süper-Kamiokande ve SNO deneylerinde elektron spektrumunda herhangi bir değişiklik gözlenmemiştir. Bu veriler yüksek enerjilerde $P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \approx \text{sabit}$ ve $\Phi_{\nu_e}^{CC} \approx \Phi_{\nu_e}^{NC}$ olduğunu göstermektedir.

Sonuç olarak tüm güneşsel nötrino deneylerinin (Homestake, Kamiokande, GALLEX-GNO, SAGE, Süper-Kamiokande ve SNO) ölçülen olay oranları SM'nin öngördüğü olay oranlarından oldukça küçüktür. Gözlenen ve SGM deki BP2000'in öngördüğü değerlerin oranı R (oranların oranı) mevcut deneyler için

$R = 0.34 \pm 0.03$ (Homestake)	(Cleveland, 1998)
$R = 0.58 \pm 0.05$ (Gallex-GNO)	(Fukuda, 1996)
$R = 0.60 \pm 0.05$ (SAGE)	(Abdurashitov, 1999)
$R = 0.45 \pm 0.01$ (Süper-K)	(Fukuda, 2001)
$R = 0.35 \pm 0.03$ (SNO)	(Ahmad, 2001).

dır. Güneşsel nötrino probleminin yanı sıra atmosferik nötrino problemine de çözüm arayan deneylerden Süper-Kamiokande yüksek enerjili müon olaylarında büyük zenit (tepe) açısı θ_z 'de asimetri gözlemiştir. Asimetrimin gözlenmesi nötrino çeşnilerinin salınımına kanıt oluşturmaktadır (Fukuda, 1998). Yukarı ve aşağı giden müonların toplam sayısının oranı $\left(\frac{U}{D}\right)_{\mu} = 0.54 \pm 0.04 \pm 0.01$ olarak bulunmuştur.

Burada U , $500 \text{ km} \leq L \leq 13000 \text{ km}$ arasındaki yukarı giden toplam müon sayısıdır. D ise $20 \text{ km} \leq L \leq 500 \text{ km}$ arasında aşağı inen toplam müon sayısını göstermektedir. Atmosferik nötrino salınımının varlığını kanıtlayan en iyi salınım parametreleri Süper-Kamiokande sonuçlarıdır. Deneyde salınım parametrelerinin değerleri $\Delta m_{atm}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{atm} = 1$ olarak bulmuştur (Fukuda, 2000). Süper-

Kamiokande sonuçları SOUDAN2, MACRO (Ambrosio, 2001) ve diğer atmosferik nötrino deneyleri ile de oldukça uyumludur.

Dünyaya ulaşan ν_μ ve ν_τ akılarının SNO ve Süper-Kamiokande deneylerinden alınan sonuçlarının birleştirilmesi salınımın varlığı için iyi bir kanıt oluşturmuştur. Fakat hala istatistiksel olarak nötrinoların enerji tayfları, hangi oranlarda var oldukları, çeşnilerin birbirlerine dönüşüp dönüşmedikleri anlaşılammıştır. Şu ana kadar güneşsel ve atmosferik nötrino akılarının kesin değerleri deneysel olarak ölçülememiştir. Mevcut ve gelecekte yapılması planlanan deneylerle daha fazla istatistiğin sağlanabileceği, daha geliştirilmiş teknik ve dedektörler ile geniş salınım parametre değerlerine ulaşılabilceği beklenmektedir.

Özetle günümüzde hala kütleli nötrinoların doğalarının ne olduğu tam olarak bilinmemektedir. Ortalama kütle değerleri nötrino salınım deneylerinden bulunacaktır. Nötrino kütle spektrumu ile bazı varsayımlar yapılarak ortalama kütle değerleri hesaplanmaya çalışılmaktadır (Bilenky, 1999). Mevcut deneysel sonuçlardan alınan verilerde ortalama kütle için üst limit değeri $|\langle m \rangle| \leq (0.2-0.6)$ eV olarak hesaplanmıştır (Klapdor-Kleingrothaus, 2001). Gelecekte yapılması planlanan GENIUS, CUORE, MAJORANA, EXO ve diğer deneylerde kütlelerin $|\langle m \rangle| \approx 10^{-2}$ eV'ye ulaşması planlanmaktadır (Alessandrello ve arkadaşları, 2000). En küçük nötrino kütlesi olan m_{ν_e} 'in değeri 3H 'ün yüksek enerjili β -spektrumundan Mainz grubu tarafından $m_{\nu_e} \leq 2.2$ eV olarak ölçülmüştür (Bonn, 2001). Troitsk grubu tarafından ölçülen değer ise $m_{\nu_e} \leq 2.5$ eV'dir (Lobashov, 2001). Gelecekte yapılması planlanan KATRIN deneyinde m_{ν_e} 'in değerinin 0.3-0.4 eV olması beklenmektedir. (Osipowicz, 2002).

KAYNAKLAR

- ABDURASHITOV, J.N. SAGE Collaboration, Phys.Rev. C 60, 055801 (1999).
- AHMAD, Q.R. SNO Collaboration, Phys.Rev.Lett.87, 071301 (2001).
- ALTMANN, M. GNO Collaboration, Phys. Lett. B 490, 16 (2000).
- ALLISON, W.W.M. Soudan 2 Collaboration, Physics Letters B 449 (1999) 137.
- AMBROSIO, M. MACRO Collaboration. hep-ex/0106049;Phys. Lett. B517 (2001) 59
- ANCKAR, B. Phys. Lett. B374, 243, 1996.
- _____, NATO Advanced Research Workshop on Cosmic Radiations, Oujda (Morocco), 21-23 March, 2001.
- BAHCALL, J.N., BASU,S. ve PINSONNEAULT, M., astro-ph/9805135
- _____, Neutrino Astrophysics.(Cambridge University Press, 1989)
- _____, KRASSTEV, P. I. Phys. Rev. D53, No.8, 4211(1996).
- _____, ULMER, A. Phys. Rev. D53, 4202 (1996).
- _____, SMIRNOV, Phys. Rev. D 58, 096016 (1998).
- BECKER-SZENKKY, IMB Collaboration, Phys. Rev.D.46, 3720 (1992).
- _____, ve Ark., Phys. Lett B 465, 193 (1999); hep-ph/9907234
- BLENKY, S.M. Xiv:hep-ph/0205047 v1 6 May 2002.
- BONN, J. MAINZ Collaboration, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 91, 273 (2001)
- CHORUS Collaboration, CERN/PPE/93-131
- CLEVELAND, B.T. Astrophys.J. 496, 505 (1998).
- CONRAD, J. Feza Gürsey Enstitüsü,Ders Notları, (Istanbul, 2002).
- ESKUT, E. ve ark.. Physics Letters B497(2001) 8-22.
- EUROPHYSICS NEWS (2001) Vol. 32 No:2
- DAUM, K. Frejus Collaboration, Z. Phys. C66 , 417 (1995).
- DILELLA, L., Notes of CERN Summer School 1995
- FUKUDA, Y. Kamiokande Collaboration, Phys.Rev.Lett. 77, 1683 (1996).
- _____, Super-Kamiokande Collaboration, Phys.Rev.Lett.86, 5651

HAMPEL, W. GALLEX Collaboration, Phys. Lett. B 447, 127 (1999).

HAXTON, W. Feza Gürsoy Enstitüsü, Ders Notları, (Istanbul, 2002).

KAYSER, B. The Physics of Massive Neutrinos 1989.

KRASTEV, P.I., Q.Y. Liu and S.T. Petcov, Phys. Rev. D 54, 7057 (1996).

KODAMA, K . Observation of Tau Neutrino Interactions, submitted to Phys. Lett. B.

LOBASHOV, V.M. TROITSK Collaboration, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 91, 280
(2001)

LEE, T.D.ve ark., Phys.Rev.75,905(1949)

MAKI, Theory. Phys.28, 870(1962)

NAKAHATA, M. Proc. of the International Europhysics Conference on High
Energy Physics, Jerusalem, August 19-26, 1997.

ORTIZ, C.E. Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 2909.

OSIPOWICZ, A. KATRIN Collaboration, hep-ex/0109033

PETCOV, S.T. Phys.Lett. B200, 373 (1988); Phys. Lett. B214, 139 (1988).

PONTECORVO, Sov. Phys.JETP 26,984 (1968)

RADICIONI, E. Nuclear Physics B (Proc. Suppl) 85 (2000) 95-100

RANUCCI, G. BOREXINO Collaboration, Nucl. Phys. B(Proc. Suppl.)91, 58(2001)

STUART, F, Feza Gürsoy Enstitüsü, Ders Notları, (Istanbul, 2002).

SUZUKI, Y. Super-Kamiokande Coll., Talk presented at *Neutrino '98*, 1998

ZUBER, K. Phys. Rep. 305, 295 (1998)

WOLFENSTEIN, L. Phys. Rev. D 17, 2369 (1978); *ibid.* 20, 2634 (1979).
<http://www.fynu.ucl.ac.be/librairie/theses/gustaaf.Brooijmans/node34.html>.
www.ps.uci.edu/~superk/osmath3.html
http://dept.physics.upenn.edu/balloon/cerenkov_radiation.html
<http://myweb.lmu.edu/gvarieschi/atmcenter.html>
<http://hep.bu.edu/~superk/cherenkov.html>
<http://cupp oulu.fi/neutrino/nd-atm.html>
<http://antares.in2p3.fr/Overview/particle.html>
<http://wwwlapp.in2p3.fr/neutrinos/ammagnet.html>
<http://wwwlapp.in2p3.fr/neutrinos/anhistorical.html>

<http://zebu.uoregon.edu/~sooper/Sun/solarneutrinos.html>

<http://neutrino.kek.jp/intro/k2k.html>

<http://proj-cnsgs.web.cern.ch>

<http://opera.web.cern.ch>



**14-70SEKOGNETH KURULU
MUMLAZASTON MERKEZ**

ÖZGEÇMİŞ

1976 yılında Mersin’de doğdum. İlk, orta ve lise eğitimimi Mersin’de tamamladıktan sonra 1994 yılında Kocaeli Üniversitesi Fizik Bölümünü kazandım. Bu bölümden 1999 yılında mezun oldum. 2000 yılında Çukurova Üniversitesi Fen-Bilimleri Enstitüsünde yüksek lisans programına başladım. Ekim-2002’den bu yana Gaziosmanpaşa Üniversitesi Fizik Bölümünde Araştırma Görevlisi olarak çalışmaktayım.

