

67095

KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ * FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**AXİONLARIN TEORİK ve DENEYSEL GÜNCEL
İNCELENMESİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
Ersel ÖZKAZANÇ**

**Ana Bilim Dalı : FİZİK
Danışman: Yrd. Doç.Dr. Abdurrahman ANDİÇ**

EYLÜL 1997

KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ * FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**AXİONLARIN TEORİK ve DENEYSEL GÜNCEL
İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ
Ersel ÖZKAZANÇ

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih:15 Eylül 1997
Tezin Savunulduğu Tarih :26 Kasım 1997

Tez Danışmanı
Yrd.Doç. Dr.
Abdurrahman ANDİÇ

(.....)


Üye
Doç. Dr.
Elşen VELİYEV

(..E...)


Üye
Yrd.Doç.Dr.
Mürsel ALPER

(.....)


EYLÜL 1997

AXİONLARIN TEORİK ve DENEYSEL GÜNCEL İNCELENMESİ

ERSEL ÖZKAZANÇ

Anahtar Kelimeler: Axion, Kuantum Kromodinamik, Peccei-Quinn Mekanizması, Goldstone Bozon.

Özet : Bu çalışmada, Peccei-Quinn mekanizmasının bir sonucu olduğu varsayılan ve özellikle Temel Parçacık fizikçilerinin büyük ilgisini çeken axionlar ele alınmıştır. Gerek teorik, gerekse deneysel yöntemler kullanılarak yapılan çok sayıda araştırma incelenerek küçük çaplı bir çalışma hazırlanmıştır. Yakın zamanda yapılan yeni çalışmalar bize, axionların birçok fizikçi tarafından araştırıldığını göstermektedir.



THEORETIC AND EXPERIMENTAL STUDIES ON AXIONS

ERSEL ÖZKAZANÇ

Keywords: Axion, Quantum chromodynamics, Peccei-Quinn mechanism, Goldstone Boson.

Abstract: In this study, the axion thought to be one of the results of the Peccei-Quinn mechanism was examined. This subject attracts all the particle physicists. An extensive review was prepared using both in theoretical and experimental methods. Investigations showed that many particle physicists have been studying recently on this subject.



ÖNSÖZ ve TEŞEKKÜR

Parçacık fiziğinde axionlar, elde edilmesi en güç olan parçacıklardan biri olarak kabul edilmesinden dolayı ayrı bir öneme sahiptir. Peccei-Quinn quasi-simetrisinin kendiliğinden kırılması sonucu ortaya çıktığı düşünülen axionlar hakkında yapılan çalışmalar incelenerek çeşitli başlıklar altında sunulmuştur.

Beni sabırla yönlendiren danışmanım Yrd. Doç. Dr. Abdurrahman ANDİÇ'e (K.O.Ü.) ve bu konuda çalışma olanağı veren Prof. Dr. Yüksel BEKTÖRE'ye (K.O.Ü.), teşekkürlerimi sunarım.



İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
ÖNSÖZ ve TEŞEKKÜR.....	iii
İÇİNDEKİLER.....	iv
SİMGELER DİZİNİ ve KISALTMALAR.....	vi
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	viii
TABLolar LİSTESİ.....	x
BÖLÜM 1. GİRİŞ.....	I
BÖLÜM 2. BİLARDO MASASI BENZETİMİ	2
2.1. Otomatik Sıfırlama.....	4
2.2. Kuramcının Motivasyonu.....	6
2.3. Detekte Edilebilirliğin Sınırları.....	7
2.4. KalıntıTitreşimi.....	8
BÖLÜM 3. KURAM.....	14
BÖLÜM 4. DENEYSEL ARAŞTIRMALAR.....	18
BÖLÜM 5. GÜNEŞ AXİONLARINA İLİŞKİN DENEYSEL ARAŞTIRMALAR.....	22
BÖLÜM 6. YILDIZLAR ARASI ORTAMDA ÜRETİLEN AXİONLARIN DENEYSEL ARAŞTIRILMASI.....	30
6.1. Axion Üretim reçleri.....	30
6.1.1. Primakoff Süreci.....	30
6.1.2. e^+e^- Yokolma Süreci.....	32
6.1.3. Compton Benzeri Süreç.....	33

6.2 Axion Frenlenmesi.....	35
6.2.1.Nötron-Nötron Çarpışmalarıyla Axion Frenlenmesi.....	35
6.2.2.Elektronlar ile Axion Frenlenmesi.....	35
6.2.3.Primakoff Tipi Axion Frenlenmesi.....	35
6.2.4.Plazmon Bozulması.....	36
6.3 Yıldızlarda Axion Üretimi.....	37
6.3.1.Beyaz Cücelerde Axion Üretimi.....	37
6.3.2.Süpernovalarda Axion Üretimi.....	37
6.3.3.Nötron Yıldızlarında Axion Üretimi.....	38
 BÖLÜM 7. GÖRÜLMEYEN AXIONLARIN DENEYSEL	
ARAŞTIRMALARI.....	39
7.1. Axion Halascope.....	41
7.2. Axion Helioscope.....	43
 BÖLÜM 8. DENEYSEL TEKNİKLER.....	44
8.1. Lazer Halkaları ile Axion Keşfi.....	44
8.2. Axionların Elektromanyetik Deteksiyonu.....	49
 SONUÇLAR.....	57
 KAYNAKLAR.....	58
ÖZGEÇMİŞ.....	60

SİMGELER DİZİNİ ve KISALTMALAR

f_a	: Axion bozulma sabiti
f_π	: Pion'un zayıflama sabiti
G_A	: Axial- Vektör form faktörü
g_γ	: Çiftlenim sabiti
$L_\odot$	: Güneşin foton parlaklığı
L_a	: Toplam axion parlaklığı
L_{int}	: Etkileşim lagranjiyeni
L	: Lagranjiyen
M	: Simetri kırılım derecesi
m_a	: Axion kütlesi
N	: Kuark çeşni sayısı
P_F	: Fermi momentumu
q	: Foton momentumu
R_γ	: Güneş axionu tepe oranı
ν	: Axion kütlesinin küçük değerleri
ω_p	: Plazma frekansı
x_i	: Kimyasal bileşim
$\rho_{a,halo}$	: Axion yoğunluğu
σ	: Tesir kesidi
θ	: Faz açısı
ϵ_a	: Enerji kayıp hızı (oranı)
ϕ_a	: Axion alanı
BFR	: Brookhaven-Fermilab- Rochester
C	: Charge
CP	: Charge Conjugation and Parity
DBO	: Düşünen Bilardo Oyuncusu
DCS	: Differential Cross Section
DFSZ	: Dine-Fischler-Srednicki-Zakharov

EM : Elektromanyetik
KSVZ : Kim-Shifman-Vainshtein-Zakharov
LLNL : Lawrence Livermore Ulusal Laboratuari
P : Parity
PQ : Peccei-Quinn
QCD : Quantum Chromodynamics
QED : Quantum Electrodynamics
RF : Radyo Frekansı
S : Simetri
T : Time
TM : Tesla Meter



ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1. Eğik zemin üzerinde yatay bilardo masası ayaklarının uzunluğu ayarlanmak suretiyle odanın eğimi giderilir.....	4
Şekil 2.2. Bilardo masası germe mekanizması. Bu masa, herhangi bir odaya yerleştirilebilir.....	5
Şekil 2.3. Mars'a inmeye hazırlanan uzay gemisindeki bilardo masası sadece hız kesme roketleri ateşlendiğinde gelme mekanizması harekete geçer.....	9
Şekil 2.4. Lawrence Livermore Ulusal Laboratuvarında veri alan axion araştırma deneyi için Cryogenic ilave boşluğu saran paslanmaz çelik kap dip taraftadır.....	11
Şekil 2.5. Kalıntı masa titreşimleri detektörü görülüyor.....	12
Şekil 4.1. Sıradan maddenin (elektron, nükleon ve foton) axion ile çiftlenimi ve yıldızlarda axion yayma süreçleri. Kırmızı dev ve beyaz cüce yıldızlarda baskın axion yayım süreçleri Compton benzeri ve bremsstrahlung süreçleridir. Hadronik axionlar için baskın axion yayma süreci nükleon-nükleon axion bremsstrahlung sürecidir. Evrenin ilk dönemlerinde baskın axion üretim süreci axion-pion çevirim $\pi+N \rightarrow a+N$ sürecidir.....	21
Şekil 5.1.	23
a- Primakoff etkisinin ürettiği axion.....	23
b- Aynı işlemin axionu bir fotona çevirmesi.....	23
Şekil 5.2.	24
a- Dünya yüzeyine ulaşan axionların hesaplanmış diferansiyel spektrumu...	24
b- İşleyen detektör koşulları altında 5.9 keV ^{55}Fe çizgisi yükseklik spektrumunun genel eğilimi.....	24
c- Şekil a'daki tayf pencere absorpsiyonu için düzeltildiğinde ve deneysel çözülmeye (bölünmeye) uğradığı zamanki dönüşmüş güneş axionlarının yükseklik tayfının genel eğilimi.....	24
Şekil 5.3.	26
a- Detektördeki zemin spektrumu. Çizgisel eğri dönüşüme uğramış axionların oranı zemin oranına eşitse beklenen şekli gösterir.....	26
b- $2.8 < E_\gamma < 8.8$ keV için bu olay oranı, vakum verileri için 30s'lik zaman aralıklarının fonksiyonu olarak çizildi. Eğer bu oran 2 Hz'lik bir pik değere ulaşırsa beklenen güneş axion sinyalini verir.....	26
Şekil 5.4. Bu deneyden elde edildiği üzere, bir hafif pseudoscalar taneciği iki fotonla birleşimi üzerindeki limitler. Ters birleşim $1/g_{a\gamma\gamma} \equiv 1/M^2$ i GeV, parçacık kütlesini eV'de çizdik. Dönüşme bölgesindeki farklılaşan He gaz basıncına karşı gelen üç grafik.....	28
a- Vakum.....	28

b- 55 Torr.....	28
c- 100 Torr Tablo I R_γ oranlarını içeren fitleri ve 3σ düzeyinde M üzerindeki karşı gelen düşük limitleri özetler.....	28
Şekil 6.1. Axion üretimi için Feynman diyagramları. Bu yöntemler yok olmayan $c_{\gamma\gamma}$ ile axion modellerinde meydana gelir.....	30
Şekil 6.2. Axion üretimi için Feynman diyagramları. Bu yöntemler yok olmayan axion-elektron Yukawa çiftlenimli modellerde meydana gelir.....	30
Şekil 6.3. $f_n = 2.6 \times 10^{-8}$ ve $f_e = 1.4 \times 10^{-1}$ için axion yayılımı yüzünden nötron yıldızlarındaki enerji kayıp hızı.....	38
Şekil 8.1.	44
a-Enine manyetik alanda proton yayılımları. Primakoff boyunca axionlarının üretimi.....	44
b- Hakiki axion üretiminin vakum kısa dalgasına yol açması.....	44
c- QED vakum kısa dalgasının γ - γ yolu ile yayılımı.....	44
Şekil 8.2. Axion ve QED vakum kısa dalgalarının keşfi için dalga-lazer polarizasyon geometrisi dış manyetik alana paralel polarize edilmiş ışınların seyrekleştirilmesi ve alıkonulması lazer dalgasının sinyal çıktısını ayarlar.....	46
Şekil 8.3. Canterbury lazer-dalga FM hassaslığı Δf , Hz deki zirve frekans sapmasıdır. Gölge bölge, halka-lazer S/N oranlarını gösterir. Kesik çizgiler QED vakum kısa dalgasının μHz , mHz ve B_{ext} in Hz modülasyonunda gerekli olan oluşum oranlarını gösterir.....	47
Şekil 8.4. İki foton için axion kütlesi m_a ve çiftlenim $g_{\gamma\gamma a}$ üzerindeki limitler. Kalın çizgiler önerilen lazer-dalga deneylerinin hassaslığını gösterir.....	48

TABLÖLAR LİSTESİ

Tablo 5.1. Axion kütle dizileri, uygun parametreler ve deneyde kullanılan üç He için M üzerindeki 3σ -düzey limitleri.....	28
---	----



BÖLÜM 1. GİRİŞ

Elektrik yükleri arasındaki etkileşmenin teorisini QED (Quantum Elektrodynamics) adı verilmesine benzer şekilde renk yükleri arasındaki kuvvetli etkileşmenin teorisine de QCD (Quantum Chromodynamics) adı verilmiştir. Elektrik yükü bir çeşit olabildiği halde, kuvvetli yük üç farklı renk olarak düşünülmüştür (Kırmızı, Yeşil, Mavi). Altı kuarkın (u, d, s, c, t, b) her biri bu üç rengi taşıyabilmektedir. Buna göre, hadronların oluşumunda üç kuark öyle şekilde bir araya gelmelidir ki renk yükü daima sıfır olmalıdır. QCD teorisi kuvvetli etkileşmeyi glüonlar cinsinden açıkladığı halde, glüonların varlığını kanıtlamak kuarklarınkinden çok daha zordur. QCD denklemlerinin klasik çözümlerinden çıkan nonpertübatif instanton etkileri nedeniyle ve QCD'deki sıfırdan farklı olan vakum yapısı yüzünden, QCD lagranjyeni P ve T invaryanslığını bozan θ 'ya bağlı bir terim içerir. Gözlenebilir ve fiziksel olarak uygun parametre $\bar{\theta} = \theta_{\text{QCD}} + \theta_{\text{QFD}}$ şeklinde tanımlanan efektif $\bar{\theta}$ 'dır. Burada QCD indisi, QCD lagranjyenindeki başlangıç θ parametresidir. QFD indisi ise zayıf CP bozulmasından dolayı kuark kütle determinantının fazından ileri gelen parametredir.

Standart modelin önemli problemlerinden biri de kuvvetli CP problemidir. Bu problem, QCD'nin $\bar{\theta}$ parametresinin çok küçük olmasıdır. ($|\bar{\theta}| \leq 10^{-9}$). Bu problem için en uygun çözüm; kendiliğinden kırılan Peccei-Quinn quasi-simetrisidir. Temel parçacıklara ilişkin bugünkü teoriler, düşük kütleli skaler ya da psüdoskaler taneciklerin varlığı üzerinedir. Bunlar, bir global simetri kendiliğinden kırıldığında ortaya çıkar ve Nambu-Goldstone bozonlar olarak tanımlanırlar. Axion, bu parçacıkların en dikkat çekici olanıdır.

Axionlar, hem CP problemini çözmeleri hem de evrendeki karanlık maddeye (Smith, 1990) aday parçacık gösterilmesi bakımından başta Temel Parçacık Fizikçileri olmak üzere Astrofizikçiler ve Astronomlar arasında da büyük ilgi görmektedir. Bu çalışmada, çeşitli dergilerde çıkmış olan makalelerden yararlanılarak, axionlar ile ilgili bir derleme oluşturulmaya çalışılmıştır.

BÖLÜM 2. BİLARDO MASASI BENZETİMİ

Temel parçacık fizikçileri, deneysel kanıt bulunmayan parçacıklar hakkında konuşmayı severler. Bu parçacıklardan biri olan axion, en tuhaf ve en az elde edilebilenlerden biri olarak görünür. Axion kütlesinin kabaca 10^{-5} eV olduğu sanılıyor. Bu, nötrino kütlesinin şimdiki sınırlarının bir milyon defa altında bir kütledir. Axion çiftlenimi, bilinen diğer parçacıklar ve pionların çiftlenimine göre 10^{-12} kez bastırılmıştır. Bununla beraber, axionların evrenin kütlesinin çoğunu oluşturduğuna ait iddialar vardır ve bu az bulunur parçacıkların varlığını ortaya koymak için ciddi deneyler yapılmaktadır. Fizikçiler axiona niçin inanırlar? Bilardo fiziği ile benzerlik kurarak bu soru cevaplandırılmaya çalışıldı.

Bilardo oyunundaki fizik göz önüne alındı. Oyunun kuralları masanın yatay olmasını gerektirir. Masa yatay değilse simetri kırılır. Simetri S ile gösterildi. Eğer S kırılırsa toplar bir tarafa doğru yuvarlanır ki bu oyunun oynanabilmesini engeller. Bilardo masası fiziğinin kuralları S nin iyi bir simetri olmasını gerektirir (Sikivie, 1996).

Benzer şekilde, kuvvetli etkileşim yasaları P ve CP simetrilerini korur. Burada P parite, CP ise yük eşleniği ile paritenin çarpımıdır. Uzun zamandır kuvvetli etkileşimlerin bu simetrileri koruduğu bilinmektedir. Geçmişte zayıf etkileşmelerin P ve CP simetrilerini bozmalarının keşfi büyük sürpriz olmuştu. Çünkü fizikçiler bu simetrilerin kuvvetli etkileşmelerde de bozulabileceğini düşünerek zor durumda kalmışlardı. Bugün Elektromanyetik ve Kuvvetli etkileşmelerin P ve CP simetrilerini koruduğu bilinmektedir (Peccei et al. 1977).

Bilardo oynayan bir insanın çok uzun zamana sahip olduğunu ve daima bilardo masası üzerinde yaşadığı hayal edilsin. S simetrisinin kırılabileceği düşüncesi onları telaşlandırır. Bununla beraber bir gün simetri kırılırsa, onlar bilardo masası dışındaki dünyayı keşfederler. Masadan atlayıp kendilerini oyun salonunun zemininde bulurlar. Şimdi parçacık fiziğinin standart modeliyle bizim benzetimimizi devam ettirerek, oyun salonunun zemininin yatay olmadığı kabul edilsin. Bilardo oyuncuları bilardo masası

dışındaki dünyanın alıştıkları simetriye göre olmadıklarını keşfederek hayrete düşerler. Salon, düzen bozacak şekilde eğridir.

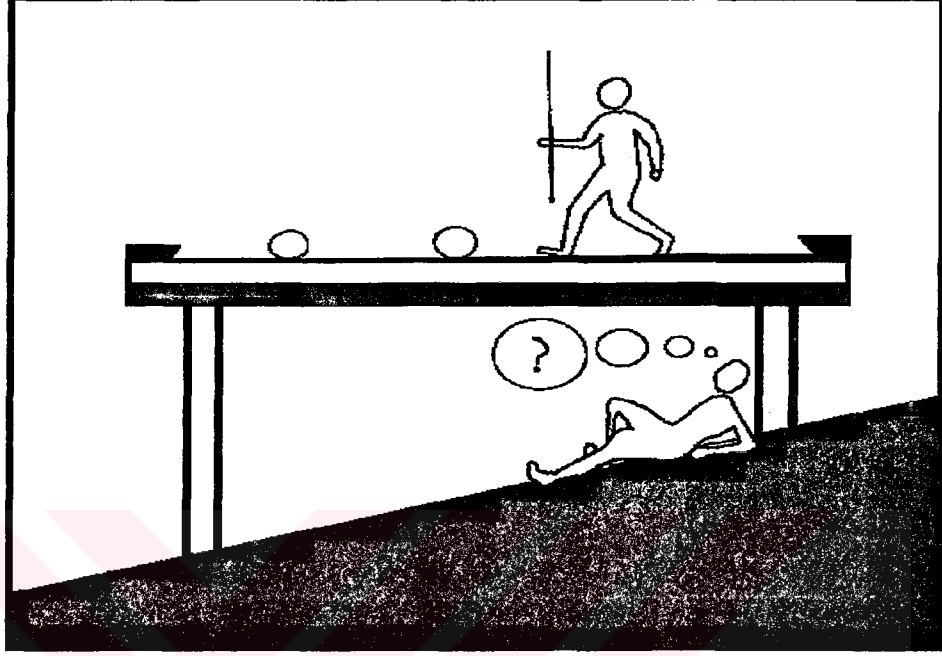
Böylece S'nin iyi bir simetriye sahip olması gerektiği ön yargısını terk ederler. Oyuncular simetrinin kırılabileceğini düşünerek rahatlarlar. Bununla beraber onlardan biri (Biz bunu Düşünen Bilardo Oyuncusu anlamında DBO olarak adlandırılmıştır) bu durumdan oldukça rahatsız olur. DBO yaşadığı dünyada bir şeylerin yanlış olduğunu anlar. Oyun salonunun zemini yatay değil, çünkü simetri kırıldı. Bu doğru, fakat niçin bilardo masası yatay?

Benzer şekilde standart modelde de yanlış olan bir şey vardı. Buna kuvvetli CP problemi denir. Standart model P ve CP yi bozar, standart modelin parçası olan kuvvetli etkileşimler P ve CP simetrisini açık şekilde bozarlar. Açıklama amacıyla belirtmelidir ki, kuvvetli etkileşimler aracılığıyla P ve CP bozulmasının çok duyarlı testini sağlayan nötronun elektrik dipol momentı üzerindeki üst sınır, QCD deki θ açısının 10^{-9} 'dan daha az olmamasını gerektirir.

Bunun üzerine, DBO bilardo masasının görüldüğü kadar yatay olup olmadığını araştırmaya koyuldu. (Bunun için DBO'nun sebep arayan gözlemci yerine bir fizikçi ruhuna sahip olduğu düşünölsün). DBO'nun gördüğü kadarı ile masa yataydı. Bir çok çalışmadan sonra, o günkü teknolojinin ölçüm sınırları içinde mükemmel yataylıkta masanın, yataydan sapmasının 10^{-9} 'dan daha az olamayacağı sonucuna vardı. DBO milyarda bir hassasiyet ile yatay masa yapmanın kolay olmayacağını biliyordu. DBO Şekil 2.1'de gösterildiği gibi masanın bacaklarının uzunluklarını ayarlamak suretiyle salonun eğimini ortadan kaldıran bir adam hayal etti.

Bunu yapmak için, marangoz odanın zemini ile düşeyi arasındaki açığı ölçer. Düşey yön çeköl ile belirlenir. Bu ölçömleri aldıktan sonra marangoz milyarda bir hassasiyet ile masanın bacaklarını ayarlar. DBO, marangozun çok müşterisi olsaydı müşterilerinin salonlarının zeminleriyle düşeyi arasındaki çeşitli açılara göre masaları ayarlamak için çok çaba sarf etmesi gerekeceğini düşündü. Her bir masa, teker teker müşterilerin

oyuncuları için istediği milyarda bir hassasiyetli simetriyi sağlamak için inşa edilmek zorundaydı.

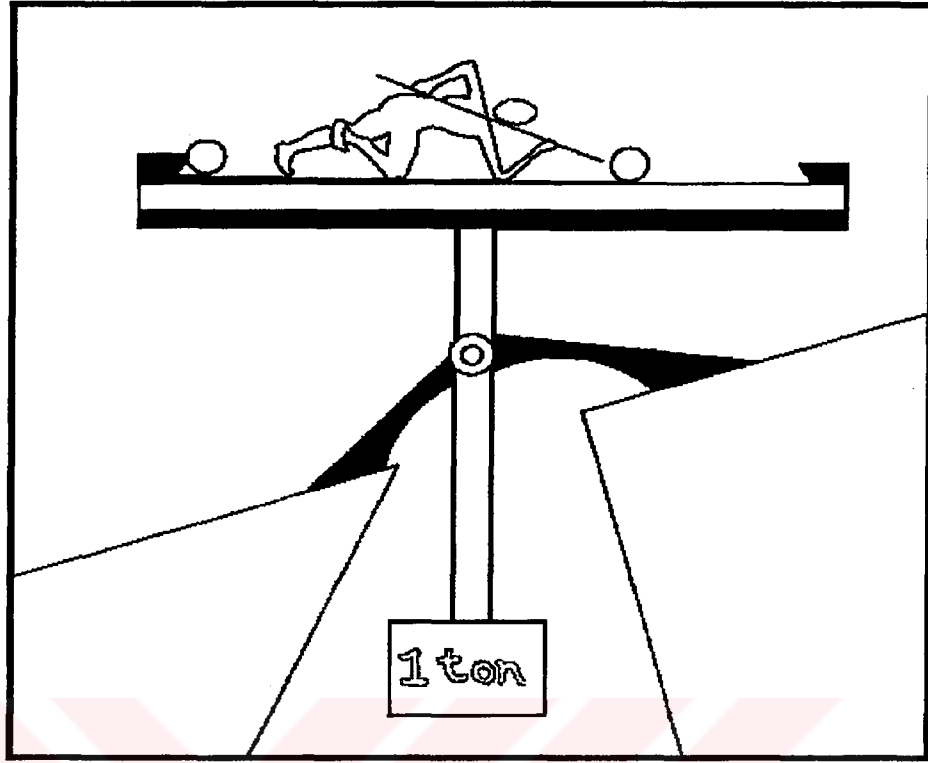


Şekil 2.1. Eğik zemin üzerinde yatay bardo masası ayaklarının uzunluğu ayarlanmak suretiyle odanın eğimi giderilir.

2.1. Otomatik Sıfırlama

Bir gün, DBO marangozun hayatı hakkında oturmuş düşünürken aklına bir fikir geldi. Eğer kendisi marangoz olsaydı yapacağı şey, bir eksen etrafında dönebilen bir kaide üzerine her bir masayı inşa etmektir. Masaya zıt kaidenin sonunda büyük bir ağırlık olmalı, mil üç ayak üzerine inşa edilmeliydi. DBO'nun hayal ettiği düzenek şekil 2.2 de gösterilmiştir. Kütle çekimi, kütleyi aşağı doğru otomatik olarak çeker ve böylece kaide düşey ve masa yatay olurdu. Bütün masalar için şimdi üretim masrafları ve işçilikten tasarruf edilmiş olundu.

DBO'nun yaptığı masalar yerçekimi etkisi altında her hangi bir salonda kendilerini otomatik olarak ayarlayabilirlerdi. Şemanın güzelliği şuradadır ki hangisinin düşey, hangisinin düşey olamadığına yerçekimi karar verir. Böylece yerçekimi kendi kendine iş yapabiliirdi.



Şekil 2.2. Bilardo masası germe mekanizması. Bu masa, her hangi bir odaya yerleştirilebilir.

DBO'nun keşfettiği parçacık fiziğinin standart modelinin kuvvetli CP problemine ait Peccei-Quinn çözümünün tam benzeridir. Roberto D. Peccei ve Helen R. Quinn standart modeli QCD deki θ açısını dinamik değişken yapacak şekilde hafifçe değiştirdiler. θ açısı 0 veya π ' den farklı ise QCD de P ve CP bozulmasını oluşturacak nonpertürbatif etkiler vardır. QCD nin benzeri, bilardo masası üzerindeki fiziktir; θ açısının benzeri, masasının yataydan sapmasıdır. QCD fiziğini θ açısına bağlayan nonpertürbatif etkilerin benzeri, bilardo masası fiziğini masanın yataysızlığına duyarlı yapan yerçekimidir. QCD deki CP ve P simetrilerinin benzeri, bilardo masası fiziğindeki S simetrisidir v.b. Peccei-Quinn mekanizmasında QCD fiziğini θ açısına bağlayan nonpertürbatif etkiler, θ açısının dinamik değişken olduğu bir modelin düzenlendiği bir anda θ açısını sıfıra çeker. DBO, düzeneğinde bilardo masası fiziğini masanın eğimine duyarlı yapan yerçekimi, masayı döndürmek için bir milin yapıldığı anda, böyle bir eğimi ortadan kaldırır.

Bir süre sonra, DBO'nun aklına yeni bir fikir geldi. Belki dedi; kendi içinde yaşadığı masayı yapan marangoz da masayı geren mekanizmayı keşfetmiş ve odasındaki masanın içine bu mekanizmayı yerleştirmişti. DBO, bu mekanizmanın masanın altında olup olmadığını merak edip masanın yanına kadar gitti. Ne yazık ki masanın etrafı, masayı destekleyen şeyleri görmekten alıkoyan siyah bir örtü ile örtülüydü. Bir müddet geçtikten sonra DBO düşündü ki, masanın germe mekanizması ile yapıp yapılmadığını anlamak için destek yapısını görmek gereksizdi. Germe mekanizmalı masa üzerinde oynanan oyunun fiziği, mekanizmasız düz masa üzerinde oynanan oyunun fiziğinden farklıdır. Şekil 2.1' deki düz masa üzerinde top kenara çarptığında, kenara çarpmadan önceki aynı enerjiyle geri sıçrar (Kenardaki bant tarafından soğurulan enerjiyi ihmal ediliyor). Şekil 2.2' de gösterilen germe mekanizmalı masa üzerinde top, aynı enerjiyle banttan geriye sıçramaz, çünkü enerjinin bir kısmı yatay denge konumu civarında masanın titreşimine transfer edilir. Geçmişte bilardo oyuncuları daima topun aynı enerjiyle geri sıçradığını düşündüler ve bunun büyük bir hassasiyet ile doğru olup olmadığını soracak bir nedenleri yoktu.

2.2. Kuramcının Motivasyonu

DBO masanın yere yatay olmadığına dair arkadaşlarına iddiada bulundu. Oyuncular için masanın tam yatay olması iyi bir şeydi, ama masanın bu durumu bile onları rahatsız etmiyordu. DBO masanın germe mekanizmasının teorik keşfi ile diğer oyuncuları etkilemek için bir fırsat yakaladığını düşündü. DBO oyunun kurallarının tam yatay olmayan masada yeni olasılıklar üretebileceğini ve bu yüzden θ açısının değişebileceğini gösterebilirse, arkadaşlarının değer vereceği bir şey elde edecekti. Oyuncu arkadaşları masanın niçin yatay olmadığını merak edecek görünmeseler de, topların enerjilerinin bir kısmını masanın titreşimine ve masanın titreşimi de, fazla enerjilerini toplara vermesi ile ilgilenebilirlerdi.

Böylece DBO sıkı bir çalışmaya koyuldu, amacı basit idi. Masanın titreşimini sağlamak ve sonra böyle bir titreşimin ortaya çıktığını kanıtlamak istiyordu. Bunun için, toplardan birini masa üzerinde kenara yakın bir yere koydu, diğer topu ise masanın karşı kenarına doğru hızla fırlattı. Enerjinin bir kısmı masanın titreşimine harcandı,

sonra masanın titreşimindeki enerjinin bir kısmı da masanın kenarına bitişik duran ilk topa transfer edildi. Bu, masanın germe mekanizmasıyla inşa edildiğinin deneysel bir kanıtı olabilirdi. DBO'nun arkadaşları, enerjinin transfer edilebileceğini gördüklerinde çok şaşırdılar ve bunun nasıl olduğunu öğrenmek istediler.

2.3. Detekte Edilebilirliğin Sınırları

Germe mekanizma ile inşa edilen masa durumunda, masa titreşiminin benzeri, eğer standart model daha önce tanımlanan Peccei-Quinn mekanizması içine dahil edilebilirse, QCD nin θ parametresinin titreşimidir. Axion, QCD' nin θ parametresinin kuantum titreşimidir. Axion, elektromanyetik alanın kuantum titreşimi olan fotonun bir parçacık olması gibi o da bir parçacıktır. Peccei-Quinn mekanizmasının standart modele dahil edilip edilmediğini keşfetmek için axion araştırılmalıdır. Axionları araştırmak için birkaç axion üretmek ve daha sonra onları detekte etmek gerekir. Axionlar önce üretilmelidir çünkü onlar kararsız ve bu yüzden uzun ömürlü değildirler (Bu son ifade hemen hemen doğru değildir, fakat bir an için onun böyle olduğu kabul edilsin, daha sonra bu noktaya dönecektir). Axionları üretmek için proton demetleri alınır, bir madde bloğu içine gönderilir. Üretilen axionlar daha sonra detektör tarafından algılanır. Detektör, axionların enerjisini hemen foton gibi enerjinin görünür biçimlerine geri çevirir. Axionları üretmeyi ve detekte etmeyi amaçlayan bu deney ve diğer bir çok deney 1970'in sonlarında ve 1980'in başlarında yapıldı, fakat hiç bir axion bulunamadı. Deneyler, bilardo masasının gerilme mekanizmasını kanıtlamak için DBO'nun önerdiği deneyin benzeridir.

DBO detekte etmek için yeterince küçük olan masanın titreşimini üretecek düzeni kuramadı. Şekil 2.2' deki mekanizma yapmıyorsa, masayı milyarda bir yatay yapan nedir? Marangozun istenilen duyarlılıkta ayak uzunluklarını ayarladığı fikrine geri dönmeli miydi? Bu noktada DBO anladı ki masanın titreşimlerini algılama yeteneği, ağırlık ve eksen arasındaki kaldırma kolunun l uzunluğuna bağlıdır. Eğer, l çok büyükse kenara giden topların çarpması ile meydana gelen masanın titreşimini üretmek çok zordur. DBO, l çok büyük olduğunda masanın titreşim frekansının çok küçük olduğunu fark etti. DBO sonra ayrıntılı hesaplar yaptı. Eğer, l üç metreden daha fazla

ise masanın titreşimlerini üretmeye ve detekte etmeye ait çabaları masa, germe mekanizmasıyla inşa edilmiş olsa bile başarısız olacaktı. Böylece, deneyler, 1 sadece üç metreden daha az ise veya masanın titreşim frekansı saniye başına 0.18 devirden daha çok ise yapılabiliyordu. Eğer DBO'nun Marsta yaşadığını düşünersek bu, Marstaki üç metre uzunluğundaki sarkıcın titreşim frekansıdır.

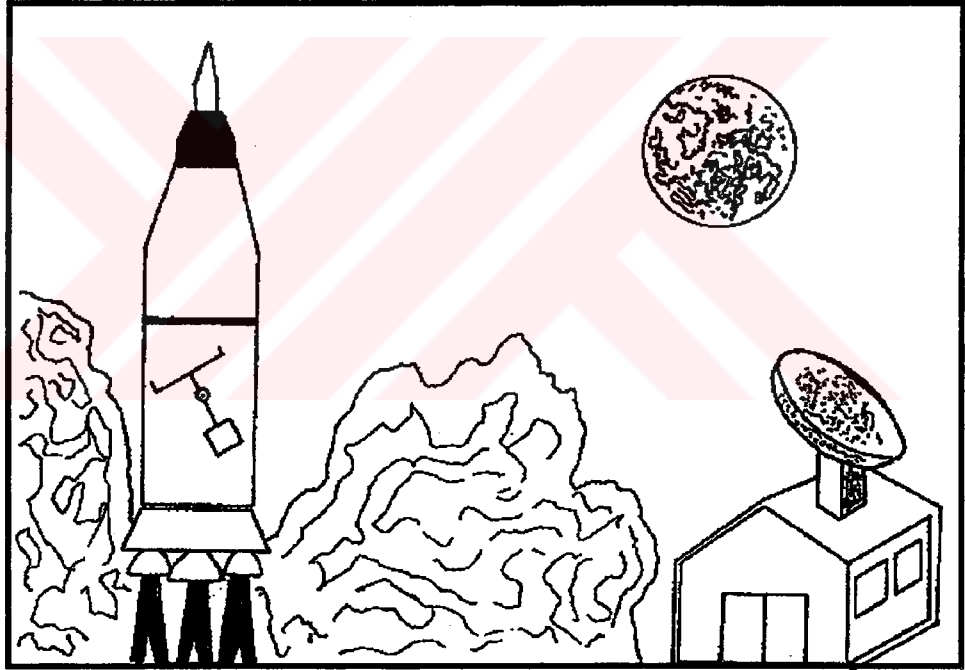
DBO şimdi her şeyi anladığına inandı. Masanın yatay olma nedeni Şekil 2.2' deki mekanizma idi, masanın titreşimlerini algılayamadığının nedeni kaldıraç kolu 1 uzunluğunun üç metreden fazla olmasıydı, fakat öngörüşünü doğrulayacak masa titreşimlerini üretmedi. Eğer, mekanizma çok uzun kaldıraç kolu ile yürütülürse herhangi bir kimsenin masa titreşimlerini algılayabilmesinin bir yolu yoktu. Yine de mekanizma çalışıyordu. Burukluk içinde, keşfine bir ad koyması gerektiğini düşündü. Onu, görünmez masa germe mekanizması olarak adlandırdı, çünkü o henüz gözle gösterilemiyordu.

Parçacık fiziği dünyasında, görünmez masa mekanizmasının benzeri görülmez axionlu Pecci-Quinn mekanizmasıdır. Axionun özellikleri, masa germe mekanizmasında 1 uzunluğuna benzeyen ve axion bozulma sabiti olarak adlandırılan f parametresine bağlıdır. Eğer, f çok büyükse axion çok hafif olur ve çok zayıf şekilde çiftlenir. Axionun kütlesi (m) meşhur $mc^2 = \hbar \omega$ bağıntısıyla QCD nin θ parametresinin v minimum titreşim frekansına bağlıdır. Burada $\hbar$ Plank sabitidir. Öyle ki, f büyük olduğundaki küçük kütleli axion, 1 büyük olduğundaki düşük masa frekansının benzeridir. Axionun zayıf olarak çiftlenmesi durumu, masa titreşimleri üretiminin zorluğunun benzeridir. Eğer, f büyük ise daha önce tanımlanan axion araştırma deneylerinde axion üretim ve deteksiyon oranları o kadar küçük olur ki axionlar var olsa bile, deney ile saptanamaz, fakat Pecci-Quinn mekanizması hala çalışır.

2.4. Kalıntı Titreşimi

DBO, deneysel kanıtsız teorik görüşün ne önemi olabileceğini düşündü. Einstein genel relativiteyi keşfettiğinden hemen sonra teorisi, yıldızlardan gelen ışınların güneş tarafından saptırılmasının ölçülmesi ile doğrulandı. Democritus, maddenin atomlardan

yapıldığını keşfetti (doğrusunu söylemek gerekirse tahmin etti. Teorik bir keşif ile iyi bir tahmin arasındaki fark nedir?). Zaman içinde atomları doğrudan kanıtlayabilecek hiçbir şey yapılamadı, ancak bu deneyler 23 yüzyıl sonra gerçekleştirilebildi. DBO bütün bunları düşünürken, şimdi yaşadığı Mars'a, masanın yeryüzünden gelişini merak etti. Bu problem ilginçti, çünkü böyle bir yolculuk boyunca uzay gemisi, yolculuğu boyunca hiç bir kütle çekimi etkisinde değildi. Bu durumda masa herhangi bir özel yön alamazdı. O zaman bilardo oynamak imkansız görülürdü. Fakat, DBO şimdi tamamen başka bir şey düşündü. Uzay Gemisi Mars'a yaklaşıp hız kesici roketleri ateşleyerek inmeye hazırlanırken, bilardo masası uzay gemisinin gittiği yer olan Mars üzerinde kütle çekiminin yönüne göre başlangıçta yatay değildi. Mars üzerine iniş Şekil 3.3' de gösterilmiştir.



Şekil 2.3. Mars'a inmeye hazırlanan uzay gemisindeki bilardo masası sadece hız kesme roketleri ateşlendiğinde gelme mekanizması harekete geçer.

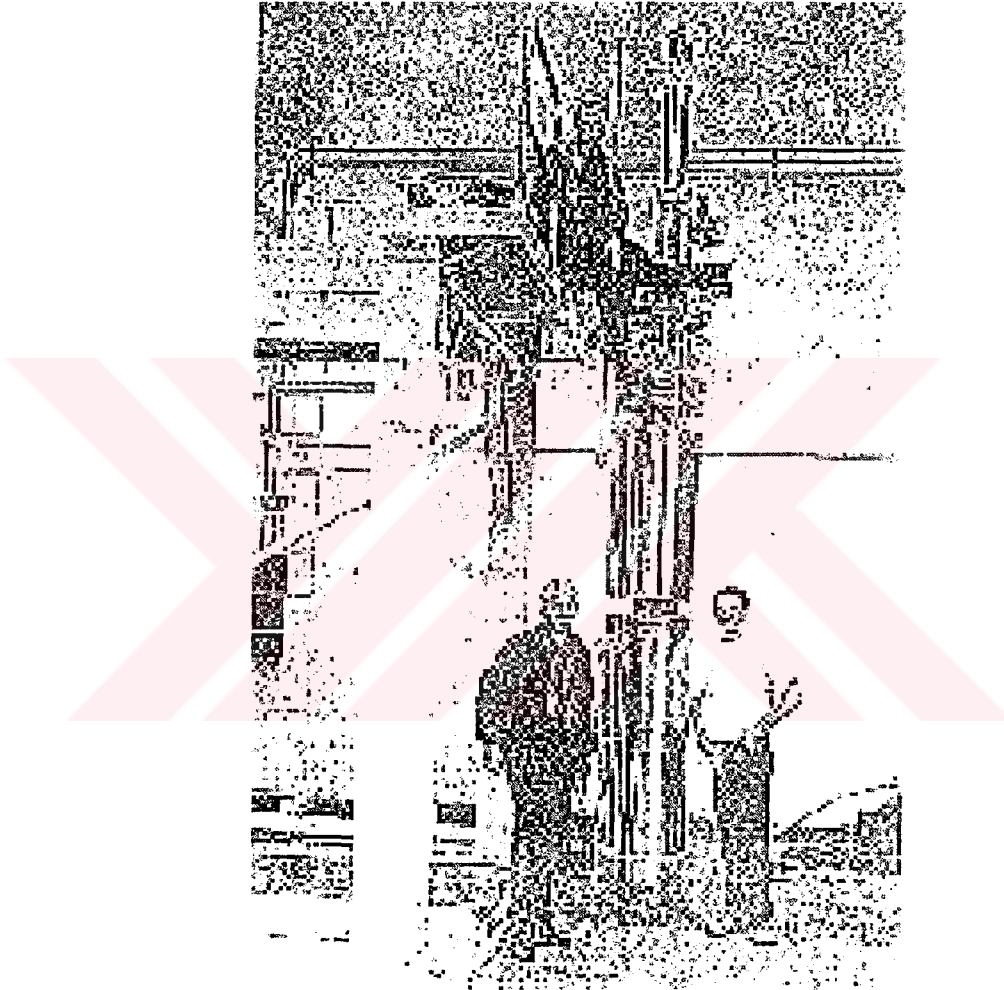
Sadece roketler ateşlendiğinde, masa germe mekanizmasının büyük kütlesi Mars'ın kütle çekimi tarafından hissedilmeye başlar. Masa, Mars'taki kütle çekiminin yönüne göre, yatay durum almaya çalışır, fakat yatay durumun öbür tarafına geçer. Masa pürüzsüz bir şekilde yatay konuma çekilemez. Bunun yerine, titreşim azaltıcı mekanizma olmadığından masa yatay konum etrafında titreşim yapar. Bir kere uzay

gemisi inişi tamamlandığında, masa belirsiz sabit bir genlik ile yatay konum etrafında titreşecektir, çünkü l uzunluğu üç metreden fazla ise masa titreşimleri o kadar zayıf çiftlenir ki Güneş sisteminin şimdiki yaşından daha uzun bir süre titreşmeye devam eder (Biz, masanın döndüğü mil eksenini üzerinde, hiç bir sürtünme olmadığını, masanın titreşimini azaltmanın tek yolunun, masa üzerindeki toplara enerjinin verilmesi ile olduğunu kabul ediyoruz).

Bundan dolayı görünmez masa germe mekanizması yüzünden, DBO'nun yaşadığı yer olan salondaki masa yatay ise, o zaman masa hala titreşiyor olmalıdır. Titreşim, masanın Mars'a geldiği zamandan kalma bir kalıntıdır. Bu kalıntı titreşimin genliği nedir? DBO anladı ki çok önemli parametre, masanın titreşim periyodunun, masayı taşıyan uzay gemisinin Mars'a indiği ve kütle çekiminin etkisini gösterdiği andan itibaren geçen zamana oranıdır. Kabul edelim ki, başlangıç yataydan sapma açısı kazara sıfıra yakın olmasın. Eğer iniş, masanın titreşim periyoduna kıyasla ani oldu ise son titreşimin genliği büyük olacaktır. Bu olasılık, masanın şimdiki durumu ile uygun görülüyor, çünkü masa şu anda hiç titreşmiyor. Diğer taraftan eğer iniş çok yavaş olduysa, öyle ki Mars'ın görünen kütle çekimi etkisi devamlı olarak etkisini gösterdiyse, o zaman titreşimin genliği iniş yapılırken azalır. Kütle çekiminin ortaya çıkması bu durumda adyabatiktir. Titreşim genliği, titreşimin frekansının karekökünün tersi ile azalır. Titreşim frekansı Mars'ın görünen kütle çekiminin kareköküyle orantılıdır.

DBO, şimdi titreşimin olup olmadığını belirlemek için, masa üzerinde dikkatli gözlemler yapar. Anlar ki kalıntı titreşim, masa germe mekanizmasının sırrının işaretidir. Bir şey keşfedemez ve masanın şimdiki titreşim genliği üst sınırını 10^{-12} ye çıkarır. Bu istenilen bir anda kaldıraç kolunun uzatılması ile görünmez germe mekanizması yapma olasılığını engeller çünkü daha uzun l , daha düşük masa titreşim frekansı ve kıyasla uzay gemisi Mars'a indiğinde çok ani kütle çekim etkisi göstermesi ve bu yüzden daha büyük kalıntı masa titreşimleri genliğidir. DBO hız kesici roketleri, Mars'a iniş sırasında ateşlenmesinden bu yana geçen zamanı hesapladı. Bu, aynı zamanda Mars'ın kütle çekiminin etkin olarak ortaya çıkışından bu yana geçen zamandı. Buradan, kalıntı masa titreşimlerinin genliğini l 'nin fonksiyonu olarak

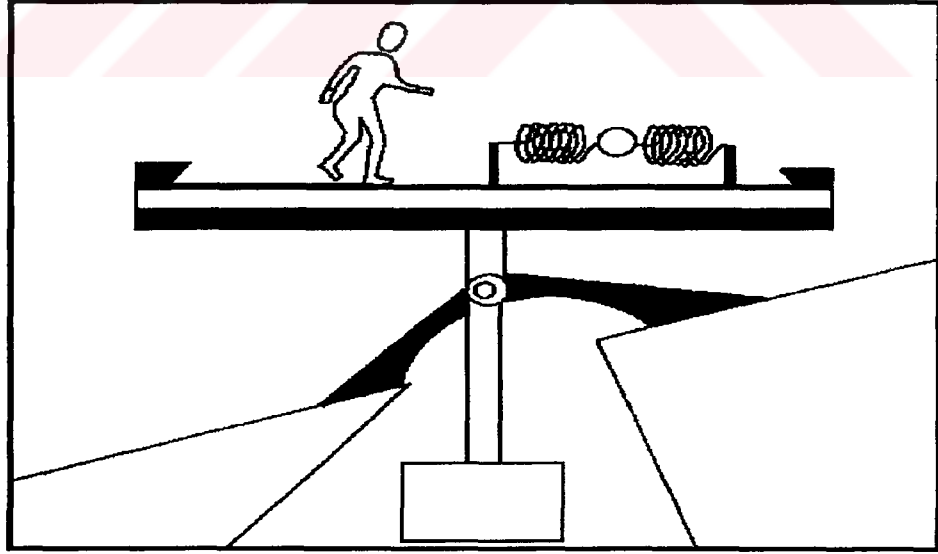
düşündü. Kalıntı masa titreşimleri üzerindeki 10^{-12} üst sınırından, 1' nin 10 metreden daha küçük olmasını gerektirdiğini buldu. DBO bulduğu sonuçtan oldukça heyecanlandı. Diğer taraftan 1, 3 metreden daha büyük olmalı idi çünkü DBO, kalıntı titreşimlerini elde edemedi. Görünen o ki, DBO yatay masa sırrının çözümüne çok yaklaştı.



Şekil 2.4. Lawrence Livermore Ulusal Laboratuvarında veri alan axion araştırma deneyi için Cryogenic ilave boşluğu saran paslanmaz çelik kap dip taraftadır.

Uzay gemisi Mars'a yaklaşırken kütle çekiminin ortaya çıkması, evren 10^{-7} saniye yaşında ve sıcaklığı 1 GeV iken ki, nonpertürbatif QCD etkilerinin ortaya çıkmasının benzeridir. Kalıntı masa titreşimleri, axion bozulma sabiti f büyük olduğunda şimdiki kozmolojik axion enerji yoğunluğunu oluşturan koharent axion alan titreşimlerinin benzeridir.

Axion kozmolojik enerji yoğunluğunun evreni aşırı doldurmaması şartı, f üzerine üst sınır koyar ve bu yüzden axion kütlesi üzerine alt sınır koyar. Tıpkı, DBO nun masa germe mekanizmasından kaldıraç kolu l' nin uzunluğu üzerinde alt ve üst sınır bulması gibi, axion bozunması üzerinde de alt ve üst sınır vardır. Axionun kütlesi, alt sınır civarında ise axionlar evrenin karanlık maddesi olabilir. Deneyler Lawrence Livermore Ulusal Laboratuvarı ve Kyoto Üniversitesinde yürütülmektedir. Bu deneyler Galaksimizdeki karanlık maddeyi oluşturan axion alan titreşimlerini detekte etmeye çalışmaktadırlar. Bu deneylerde, elektromanyetik kavite, büyük statik manyetik alan içine yerleştirilir. Kavite, ayar edilebilir ve frekansı yavaşça değiştirilebilir. Kavite frekansı doğal birimlerde ($mc^2=h\nu$) axion kütlesine karşı geldiğinde, fazla mikrodalga gücün küçük bir miktarı, uygulanan dış manyetik alanda axion foton çevrim frekansı ile harekete geçen kavitede ortaya çıkar. Şekil 2.4 LLNL aygıtının bir parçasının fotoğrafını göstermektedir. DBO da benzer şekilde 1, 3 veya 10 metre mertebesinde veya böyle titreşimlerin frekansı 0.18 ve 0.097 devir/saniye mertebesinde olduğunda, kalıntı masa titreşimlerini detekte eden bir araç buldu. Onun aleti masa üzerine yerleştirilen çok kaliteli bir osilatördü (Bakınız şekil 2.5).



Şekil 2.5. Kalıntı masa titreşimleri detektörü görülüyor.

Titreşim frekansı, yayın ucundaki kütlenin değiştirilmesi ile ayarlanabilir. DBO, frekansı yavaşça değiştirir. Bu frekans kalıntı masa titreşimlerine karşı geldiğinde,

masa üzerindeki osilatör uyarılacaktır. DBO, bu etkiyi görebilecekti. DBO, yatay masanın sırtı sonunda çözebilecek mi ? Henüz bilinmiyor.



BÖLÜM 3. TEORİ

Kuantum kromodinamiğin (QCD) en çekici özelliklerinden biri C, P, T ve bütün kuark çeşitlerinin kuvvetli etkileşimler tarafından niçin korunduğuna dair açıklama sunmasıdır. Bununla beraber QCD nin klasik alan denklemlerinden çıkan instanton çözümleri P ve T korunumunda bir problem ortaya çıkarmıştır. (Wilczek, 1978) Kuark kütle matrisini reel, diagonal, γ -serbest form haline getirmek için QCD de ihtiyaç duyulan chiral dönüşümler $\bar{\theta} = \theta + \arg \det m$ 'yi invaryant bırakan instanton etkilerine eşlik eden θ faz açısını değiştirir. Burada m kuark kütle matrisini $\frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)$ haline ayıran $\frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$ 'in katsayısıdır. P ve T korunumunun şartı; kuark alanlarının, kütlelerin gerçek olarak tanımlandığı durumda θ 'nın sıfır olması veya çok genel olarak $\bar{\theta}$ 'nın sıfır olmasıdır.

Bu problemin ilgi çekici çözümlerinden biri Peccei ve Quinn tarafından önerildi. Onlar kuark kütle matrisinin zayıf olarak bağlı skaler ϕ_i alanlar kümesinin vakum beklenen değerlerinin $m(\langle \phi \rangle)$ fonksiyonu olduğuna dikkat çektiler, θ 'nın keyfi olmasına rağmen ϕ 'nin beklenen değeri $\langle \phi \rangle$ keyfi değildir, θ 'ya bağlı olan $V(\phi)$ potansiyelinin minimizasyonu ile belirlenir. Peccei ve Quinn Lagranji yeni global U(1) chiral simetrisine sahip olduğunu farzettii. Bu simetri altında $\det m(\phi)$ 'nın fazı herhangi bir sonlu mertebedeki pertürbasyon teorisiyle belirlenemez. Sadece U(1)_{PQ} simetrisini bozan instanton etkileriyle belirlenir. Bununla beraber potansiyel $\bar{\theta}$ 'a bağlı olarak, θ ve $\arg \det m$ 'e ayrı ayrı bağlı olmayacak. Bu eğer $V(\phi)$ 'nin minimumundaki $\det m(\phi)$ 'nin fazı, P ve T korunum değeri θ 'ya sahip olursa mümkün olur. Lagranjiyenin U(1)_{PQ} simetrisi instantonlar aracılığı ile kırılır. $\langle \phi \rangle$ sıfırdan farklı vakum beklenen değerlerinin ortaya çıkışına eşlik eden chiral U(1)_{PQ} simetrisinin kendiliğinden kırılması axion denilen çok hafif psüdoskaler psüdo- Goldstone bozonuna yol açar (Weinberg, 1978).

Axion özelliklerine ilk bakışta, onların $U(1)_{PQ}$ simetrisine sahip en basit gerçek modellerde nasıl ortaya çıkacaklarını sınamak faydalıdır. Sağ taraflı tekli (singlet) ve $N/2$ sol taraflı çiftli (doublet) içinde kuark bulunan $SU(2) \otimes U(1)$ gauge (ayar) grubunu ve $U(1)_{PQ}$ kuantum sayısını taşıyan iki skaler çifti göz önüne alalım. Öyle ki φ_1 (φ_2) $-\frac{1}{3}\left(+\frac{2}{3}\right)$ yüklü sağ yanlı kuark sol yanlı kuark'a bağlasın. Belirli bir kütleyle sahip kuark alanlarına göre Yukawa etkileşmesi yazılarak kuarklarla nötral skaler alanların etkileşmesi kolayca görülebilir.

$$L_N = - \left[m_d \bar{d}_R d_L + m_s \bar{s}_R s_L + m_b \bar{b}_R b_L + .. \right] \varphi_1^{0*} < \varphi_1^0 >^{*-1} \\ - \left[m_u \bar{u}_R u_L + m_c \bar{c}_R c_L + m_t \bar{t}_R t_L + .. \right] \varphi_2^0 < \varphi_2^0 >^{-1} + H.c. \quad (3.1)$$

Burada L ve R $\frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)$ ile çarpımını gösterir. L_N 'nin u, d ve s hafif kuarklarını içeren kısmı pertürbasyon L_{uds} olarak değerlendirilebilir. L_N 'deki c, t, b, içeren terimler pertürbe edilmemiş QCD Lagranjiyen L_0 içine dahil edilmelidir.

$SU(2) \otimes U(1)$ ve $U(1)_{PQ}$ 'yi bir araya koyarak $L_{uds} \rightarrow 0$ limit durumunda Lagranjiyen $\bar{u}_R u_L, \bar{d}_R d_L, \bar{s}_R s_L, \varphi_1$ ve φ_2 üzerindeki beş bağımsız faz dönüşümü altında invariant olduğunu görürüz. φ_1 ve φ_2 dönüşümü ağır kuark $\bar{c}_R c_L, \bar{b}_R b_L$ üzerine uygun faz dönüşümleriyle eklenir. Bununla beraber instanton etkileri yüzünden, $\bar{u}_R u_L, \bar{d}_R d_L$ ve $\bar{s}_R s_L$ üzerine uygun faz dönüşümleriyle bu faz dönüşümlerinin her birine eklenmesiyle anomalileri elimine edersek gerçek simetriye sahip olunur. O zaman $L_{uds} = 0$ için dört kütsesiz, nötr, psüdoskaler-Goldstone bozonu vardır. Bu dört bozon π^0, η^0 ve φ_1^0, φ_2^0 üzerindeki faz dönüşümüne eşlik eden iki bozondur. L_{uds} pertürbasyonu akım cebiri yöntemleriyle hesaplanabilen dört Goldstone bozonu için 4×4 kare π^0 ve η^0 alışımlı kütlelerde, $SU(2) \otimes U(1)$ Higgs mekanizması tarafından kaldırılan bir kütsesiz bozon ve

$$m_s \cong \frac{Nm_\pi F_\pi}{2(m_u + m_d)^{1/2}} \left[\frac{m_u m_d m_s}{m_u m_d + m_d m_s + m_s m_u} \right]^{1/2} \frac{2^{1/4} G_F^{1/2}}{\sin 2\alpha} = \frac{23\text{keV}}{N^{-1} \sin 2\alpha} \quad (3.2)$$

kütleli axion bulunur. Burada m_u , m_d ve m_s Lagranjiyen de ortaya çıkan $m_s / m_d = 20$, $m_d / m_u = 1.8$ oranlarında kuark kütleleridir. $F_\pi \cong 190$ meV'dir; N kuark çeşni sayısıdır ve $|\langle \phi_1^0 \rangle| = 2^{-1/4} G_F^{-1/2} \sin \alpha$ ve $|\langle \phi_2^0 \rangle| = 2^{-1/4} G_F^{-1/2} \cos \alpha$ ile tanımlanan bilinmeyen bir açıdır. Axion yayılımı ve soğurulması a^0 in $\xi_\pi A_\pi + \xi_\eta A_\eta$; gerekli π^0 veya η^0 in karışımıyla meydana gelebilir. Burada $A_{\pi,\eta}$ kütsüz π^0 veya η^0 'ın soğurulma ve yayılma genlikleridir. $\xi_{\pi,\eta}$ çıblak π^0 ve η^0 boyunca fiziksel axionun bileşenleridir, $N=4$ ve $m_s \gg m_{d,u}$ verildiğinde;

$$\xi_\pi = \xi \left[\left(\frac{3m_d - m_u}{m_d + m_u} \right) \tan \alpha - \left(\frac{3m_u - m_d}{m_u + m_d} \right) \cot \alpha \right] \quad (3.3)$$

$$\xi_\eta = \xi [3^{1/2} \tan \alpha + 3^{-1/2} \cot \alpha] \quad (3.4)$$

$$\xi = \frac{1}{4} 2^{1/4} G_F^{1/4} F_\pi = 1.9 \times 10^{-4} \quad (3.5)$$

Bu karışım etkileri sadece u , d ve s kuarkları içeren terimler m_u veya m_d veya m_s faktörleri tarafından bastırılır. α açısı bilemediğinden ξ_π her hangi bir değeri alabilir. Burada sayısal tahminler $\xi_\pi \cong \xi$ almamızı gerektirir . Diğer bir deyişle ξ_η , 2ξ nın bir alt sınırına sahiptir, fakat ηNN çiftleniminden göz önüne alınabilir derecede daha zayıftır . Öyle ki π^0 - a^0 karışımı çoğu süreçte baskın olur.

$$L_{aq} = i2^{1/4} G_F^{1/2} a^0 \left[m_c \bar{c} \gamma_\mu c \tan \alpha + m_b \bar{b} \gamma_\mu b \cot \alpha + \dots \right] \quad (3.6)$$

şeklinde a^0 'ın ağır kuarklara doğrudan bir çiftlenimi de mevcuttur. Son olarak sadece yalnız iki doublet ile ya bir kuplaj axionu vererek hem φ_1 hem de φ_2 leptonlar ile birleşim yapar.

$$L_{a1} = +i2^{1/4} G_F^{1/2} a^0 \left[m_e \bar{e} \gamma_5 e + m_\mu \bar{\mu} \gamma_5 \mu + \dots \right] [\tan\alpha \text{ veya } \cot\alpha] \quad (3.7)$$

şeklinde bir axion çiftlenimi vererek bağlamak zorundadır. Eğer axionun kütlesi $2m_e$ nin altında ise axion başlıca $\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)$ sürecindeki $(4N/3)^2 (m_a/m_\pi)^2 \xi^2$ veya $\cong (10^4 \text{ MeV}^3 \text{ sn}^{-3}) m_a^3$ oranıyla $a^0 \rightarrow 2\gamma$ şeklinde bozulacaktır $m_a > 2m_e$ ise $2^{1/2} G_F m_e^2 P_e / 4\pi$ veya , $m_a \gg m_e$ ise $(3 \times 10^8 \text{ MeV}^{-1} \text{ sn}^{-1}) m_a$ oranıyla $a^0 \rightarrow e^+ e^-$ süreciyle bozulur.

BÖLÜM 4. DENEYSEL ARAŞTIRMALAR

Axion mevcut deneylerde görülebilir mi ?(Weinberg, 1978) Bunun birkaç olasılığı vardır:

1. Axion değiş tokuşu $\frac{G_F m_\mu^2}{\pi^2} \approx 10^{-8}$ mertebesinde müon'un jromanyetik oranında, g_μ 'nün mevcut hesaplamalarında ki belirsizlikle kıyaslanabilen bir terim ilave eder.

2. Axion değiş tokuşu molekül ve atomlarda spin - spin etkileşimi meydana getirir. Fakat $m_a=0$ için bile bunlar Hidrojen atomlarında 10^{-8} faktör, müonik Hidrojende 10^{-6} faktör , müonyumda 3×10^{-9} faktör ve Hidrojen molekülündeki pp (proton - proton) etkileşimlerinde 10^{-5} faktör kadar karşı gelen manyetik etkileşimlerinden daha zayıftır. Bu haliyle mevcut teorik ve deneysel belirsizliklerin iyice altındadır.

3. $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ daki araştırmalarda pion spektrumunun en üst ucundaki pikin yokluğu $(K^+ \rightarrow \pi^+ a^0)/(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0)$ oranında 1.2×10^{-6} üst sınırını verir. Eğer $K^+ \rightarrow \pi^+ a^0 \pi^0$ karışımıyla devam ediyorsa, bu $\xi^2 \sim 4 \times 10^{-8}$ oranından daha büyüktür. Bununla beraber axion η - a^0 karışımıyla da yayılabilir. $K^+ \rightarrow \pi^+ \eta$, $\Delta I = \frac{1}{2}$ kuralıyla bastırılan $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 a$ benzemez. Öyle ki $(K^+ \rightarrow \pi^+ a^0)/(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0)$ oranı ξ^2 den büyüklük olarak 2-3 mertebe daha büyüktür. Diğer bir değişle, $K^+ \rightarrow \pi^+ \eta$ efektif zayıf Hamiltoniyende sekizli terimler yüzünden gözlenmez ve böylece a^0 - η^0 karışımıyla axion yayılımı bir dereceye kadar bastırılabilir.

4. Hızlandırıcılardaki nötrino deneylerinde genellikle her ν_μ için π^+ bozunumundan meydana gelen bir π^0 vardır. Öyle ki a^0/ν_μ oranı $a^0/\pi^0 \approx \xi^2$ mertebesinde olabilir. Nükleonlar üzerindeki yüksek enerjili axionların tesir kesitlerinin $\xi^2 \sigma_{\pi N}$ mertebesinde olması beklenir. Öyle ki a^0 olaylarının γ_μ olaylarına oranı $\xi^4 \sigma_{\pi N} / \sigma_{\nu N} \approx (3 \times 10^{-3} \text{ GeV}) / E_\nu$ mertebesinde dir. Birkaç beamdump deneylerinde $E_\gamma=1 \text{ GeV}$ enerjili nötrinoların sayısı 2-3 büyüklük mertebesiyle azaldı. Ve böylece

axion olaylarının sayısı nötrino olaylarının sayısıyla kıyaslanabildi. Burada ekstra olayları dikkate alınıp alınmadığı açık değildir.

5. Nükleer reaktörlerin $(\nu_{nuc}/c)^2 \xi^2 G_{\pi N}^2 / 4\pi\alpha \approx 10^{-6} \frac{\text{axion}}{\gamma}$ mertebesi oranında

axionlar yayması beklenir. Uyarılan γ başına bir $\bar{\nu}_e$ da vardır. Öyle ki, reaktör nötrino deneylerinde axion akısı $\bar{\nu}_e$ akısının 10^{-6} sı veya 2×10^7 a / cm² sn. civarında olabilir.

Bu axionlar $a^0 e^- \rightarrow \gamma e^-$ reaksiyonu veya Compton saçılımı sonucu oluşan $a^0 \rightarrow 2\gamma$ reaksiyonu tarafından geri tepilen elektron üretir. Bu olayların çok azı elastik $\bar{\nu}_e e^-$ saçılımı için yanlış anlaşılır. Çünkü ekstra fotonlar halka biçimindeki NaI sintilatöründe sayılamayan pulsları üretir. Bununla beraber axionların beşte biri civarı 1.5 MeV'in üstünde enerjilere sahiptir ve böylece bu axionlar 300 kg'lık NaI içinde soğurulurlarsa veya 10^5 cm³ şiltli hacim içinde herhangi bir yerde bozunursa ölçülen arka plan NaI

pulslarına katkıda bulunur. NaI deki axion soğurulma katsayısı $\frac{\sqrt{2}G_F m_e^2}{4\pi\alpha} \times (\text{foton soğurma katsayısı})$ mertebesindedir veya yaklaşık olarak 10^{-12} cm² / g, öyle ki axion soğurma oranı 10^5 / gün mertebesinde olabilir. $m_a \gtrsim 100$ keV axion kütleleri için

axion bozulması da 10^6 puls / gün üstünde üretir. Her iki oran geri planda -160 ± 260 puls / gün de ölçülenden çok daha hızlıdır. Axionların onda biri

civarı $\left[4\xi^2 G_{\pi N}^2 / 4\pi\alpha (2.79 + 1.91)^2 \right] \times \sigma_{M1}(\gamma + d \rightarrow p + n)$ veya 5×10^{-33} cm² mertebesindeki tesir kesiti ile $a^0 + d \rightarrow p + n$ reaksiyonu için eşğin üstünde olabilir.

Böylece 178 kg DO₂ ve 0.043 verim ile bir günde 4×10^5 nötron sayılır.

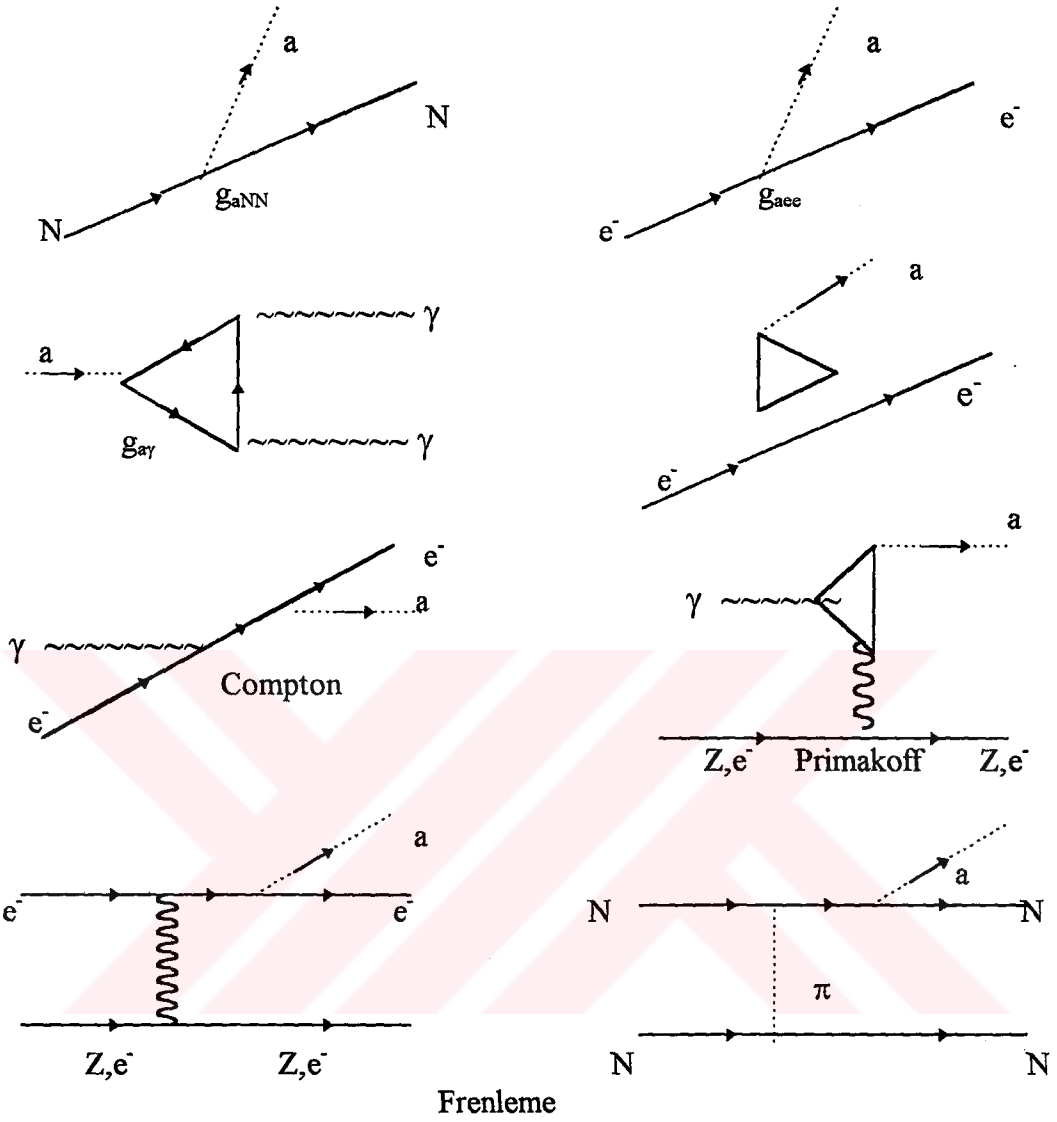
Axionların varlığını kanıtlayan bir kaç deneyin zaten varolduğu biliniyor. Bununla beraber axion üretim ve deteksiyon oranlarındaki tahminler bir hayli belirsizdir ve bilinmeyen α açısını içeren iki skaler çiftli özel bir modele başvurulur. Axionların reaktör kanıtı, eğer $\alpha |\xi_\pi| \ll \xi$ değeri alırsa veya axionlar çok azı detektöre ulaşacak şekilde çok hızlı olarak soğurulurlar veya bozunurlarsa ortadan kaybolur. $J/\psi \rightarrow a^0 \gamma$ bozunmasından ortaya çıkan monokromatik fotonların araştırılması

axionların araştırılması için iyi bir yol sağlar. Bu araştırma axionların hafif kuark ve leptonlarla nasıl çiftleneceğine bağlı değildir. Bu $\Gamma(J/\psi \rightarrow a^0 \gamma) \Gamma(J/\psi \rightarrow e^+ e^-)$

$$\text{oran} \quad \frac{m_{J/\psi}^2 \xi^2 \Gamma(\omega^0 \rightarrow \pi^0 \gamma)}{m_{\omega}^2 \Gamma(\omega^0 \rightarrow e^+ e^-)} \approx 6 \times 10^{-4} \quad \text{mertebesinde beklenir.}$$

Axionlar mevcut değilse $U(1)_{PQ}$ simetrisinin mevcut olmadığı gösterilecek ve P, T invaryanslığı için alternatif bir açıklama bulunacaktır. Bir olasılık kuark kütlelerinin birinin sıfır olmasıdır. Öyle ki θ istenilen herhangi bir değere sahip olabilir. Bununla beraber kuark kütleleri K^0 - K^+ kütle farkı $(m_{\pi}^2 / 2m_K)(m_d - m_u) / (m_d + m_u)$ dir. Bu kütle farkı $m_u = 0$ veya $m_d = 0$ için $\pm 18 \text{ MeV}$ dir. Elektromanyetik etkilerin maruz kalmasına rağmen çok az ihtimal dışı görülür ki elektromanyetizm sadece -1 MeV civarında ek katkılar üretmesi beklenir. Bu değer büyük belirsizliklere K kütle farkını gözlenebilen $+4 \text{ MeV}$ değerine kaydırır.

Axion oluşum süreçleri aşağıdaki sekiz Feynman diyagramları ile meydana gelir. Bu süreçlerle ilgili olarak değişik axion araştırma deneyleri yapılmaktadır.



Şekil 4.1. Sıradan maddenin (elektron, nükleon ve foton) axion ile çiftlenimi ve yıldızlarda axion yayma süreçleri. Kırmızı dev ve beyaz cüce yıldızlarda baskın axion yayım süreçleri Compton benzeri ve bremsstrahlung süreçleridir. Hadronik axionlar için baskın axion yayma süreci nükleon - nükleon axion bremsstrahlung sürecidir. Evren'in ilk dönemlerinde baskın axion üretim süreci axion-pion çevirim $\pi + N \rightarrow a + N$ sürecidir.

BÖLÜM 5.GÜNEŞ AXİONLARINA İLİŞKİN DENEYSEL ARAŞTIRMALAR

Temel parçacıklara ilişkin bugünkü kuramlar düşük kütleli skaler (yönsüz) ya da psüdoskaler taneciklerin varolduğunu gösteriyor. Bunlar, doğal olarak, bir global simetri kendiliğinden kırıldığında ortaya çıkar ve Nambu-Goldstone bosonlar olarak tanımlanırlar. Bu parçacıkların en dikkat çekici olanı Peccei-Quinn (PQ) simetrisi kırıldığında ortaya çıkan axiondur. Esas olarak, kuvvetli etkileşimlerde söz konusu olan CP'nin korunmasını açıklamak için ortaya konan PQ simetri kırılımı, zayıf etkileşimlerin enerji derecelerinde ($f_a \sim 250 \text{ GeV}$) meydana geldiği düşünülürdü. Şimdilerde axionların oluşumuna sebep olan simetri kırılımının 10^8 - 10^{13} GeV yayılma alanı içerisinde, çok daha yüksek enerjilerde meydana geldiğine inanılıyor Axionun kütlesi m_a ;

$$\frac{m_a f_{PQ}}{N} = \frac{\sqrt{z}}{1+z} m_\pi f_\pi \sim 0.62 \times 10^{-2} \text{ GeV}^2 \quad (5.1)$$

$z = m_u / m_d \cong 0.56$ ile kuark kütlelerinin oranı m_π , π^0 ın kütlesi ve f_π , pionun zayıflama (azalma) sabiti olmak üzere simetri kırılım derecesi f_{PQ} ile ilişkilidir. Axion çift fotonla üçgen bir anomali aracılığıyla birleşir ve bu birleşim ($g_{a\gamma\gamma}$) şu şekilde ifade edilebilir;

$$g_{a\gamma\gamma} \equiv \frac{1}{M} = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1}{f_{PQ}/N} \left[\frac{E}{N} - 1.95 \right] = \frac{\alpha}{2\pi} \left(\frac{m_a}{0.62 \text{ eV}} \right) \left(\frac{E}{N} - 1.95 \right) (10^{-7} \text{ GeV}^{-1}) \quad (5.2)$$

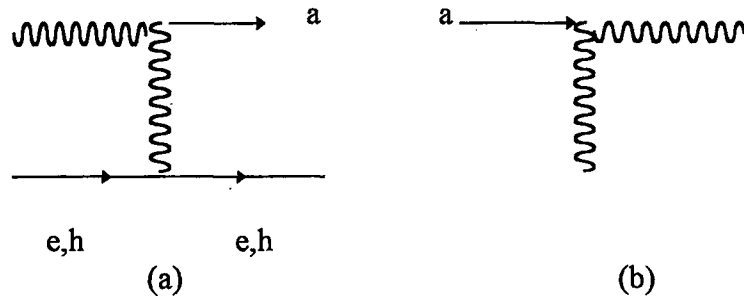
Burada E ve N , sırasıyla göreceli olarak birleşmiş axionların en basit modellerinde oranı $8/3$ değerini alan Peccei-Quinn elektromanyetik ve renk anomalileri ve $\alpha=1/137$ ince yapı sabitidir. Elektronlara bir eea tepesi aracılığı ile direk olarak bağlanan axionlar çok etkili bir enerji kaybı mekanizması sağlarlar ve onların göreceli bağlanması güneşin soğuma oranları, kızıl devler ve supernova (çok parlak yıldız) ile birçok büyüklük dizisince hesaba katılmaz. Fakat, Leptonlar ile direk olarak birleşmeyen “hadronik axionlar” öncelikle bir çift foton tepesi aracılığıyla madde ile etkileşmeye girerler.

Bunlar, güneşin bilinen yaşı ile çelişkiye düşmemek için, axion parlaklığının uygun foton parlaklığından daha az olması şartıyla iç güneşte hala üretilebilirler (Nezrick et al. 1992). Bu tür axionlar, eğer var iseler şekil-5.1a da gösterildiği gibi, oranı M^2 ile orantılı olmak üzere, güneşin iç bölgelerinde bolca üretiliyor olmalıdır. Şekil 5.1b axionların bir dış alanın varlığında fotonlara dönüştürüldüğü ters işlemi göstermektedir.

Güneşin yaydığı axionların spektrumu ortaya çıkarılmış ve şekil 5.2a' da gösterilen oran, dünya yüzeyindeki axion akısına işaret eder. Güneşin merkezinde kara cisim radyasyonu tarafından üretilen axionların genellikle 1-10 keV dizisinde enerjileri olmalıdır.

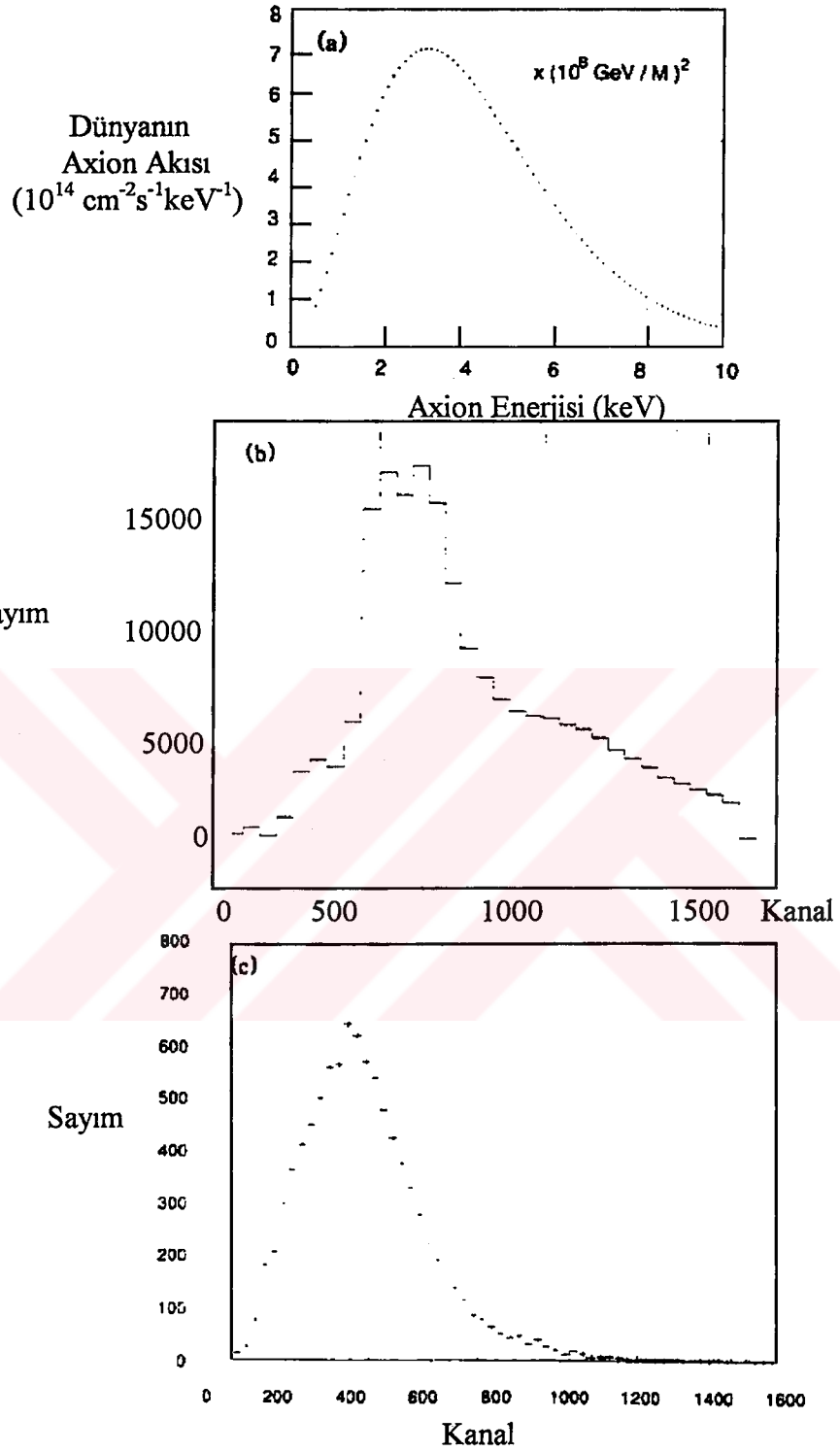
$$L_a = 17L_{\odot} \left[\frac{10^8 \text{ GeV}}{M} \right]^2 \quad (5.3)$$

$L_{\odot} = 3.8 \times 10^{26} \text{ W}$ Güneşin foton parlaklığı ve bizim hassaslık sahamızdaki eklenmiş axion parlaklığı, 2.8 - 8.8 keV 'dur.



Şekil 5.1. a) Primakoff etkisinin ürettiği aksiyon.

b) Aynı işlemin axionu bir fotona çevirmesi.



Şekil 5.2.a) Dünya yüzeyine ulaşan axionların hesaplanmış diferansiyel spektrumu.

- b) İşleyen dedektör koşulları altında 5.9 keV ^{55}Fe çizgisi yükseklik spektrumunun genel eğilimi,
- c) Şekil a'daki tayf pencere absorpsiyonu için düzeltildiğinde ve deneysel çözülmeye (bölünmeye) uğradığı zamanki dönüşmüş güneş axionlarının yükseklik tayfının genel eğilimi.

$$L_{\text{int}} = 2.5 \times 10^{15} \left[\frac{10^8 \text{ GeV}}{M} \right]^2 \text{ cm}^{-2} \text{ sn}^{-1} \quad (5.4)$$

Güneş axionları ters işlemle, yani yayılma yönlerine çapraz olarak karşılıklı gelen bir elektromanyetik alanın varlığında x-ışınlarına yeniden dönüşmeleri süreciyle ortaya çıkarılabilir. Dönüşüm süreci, axion ve foton alanlarının manyetik alan bölgesinin uzunluğu üzerindeki evrede kaldığında tutarlıdır, bu durumda L bir x-ışını absorpsiyon uzunluğundan daha az olduğunda ve B'nin manyetik alan, L de onun uzunluğu olmak üzere

$$P_\gamma = \left[\frac{B}{2M} \right]^2 2L^2 \frac{1 - \cos qL}{(qL)^2} \quad (5.5)$$

dir ve $q = m_a^2 / 2\omega$ axion ile ω enerjili bir x-ışını arasındaki boyuna momentum farkını verir, $q / 2\pi$ sabit bir dönüşüm yolu uzunluğu ve kesikli axion momentumu için bir ters titreşim uzunluğu olarak değerlendirilebilir.

$$P_\gamma = 3.9 \times 10^{-16} \left[\frac{L}{180 \text{ cm}} \right]^2 \left[\frac{B}{2.2 \text{ T}} \right]^2 \left[\frac{10^8 \text{ GeV}}{M} \right]^2 \quad (5.6)$$

formülüne indirilir. Bu deneyde $L = 180 \text{ cm}$ ve $B = 2.2 \text{ T}$ dir. Tutarlı durum şu formülü gerektirir:

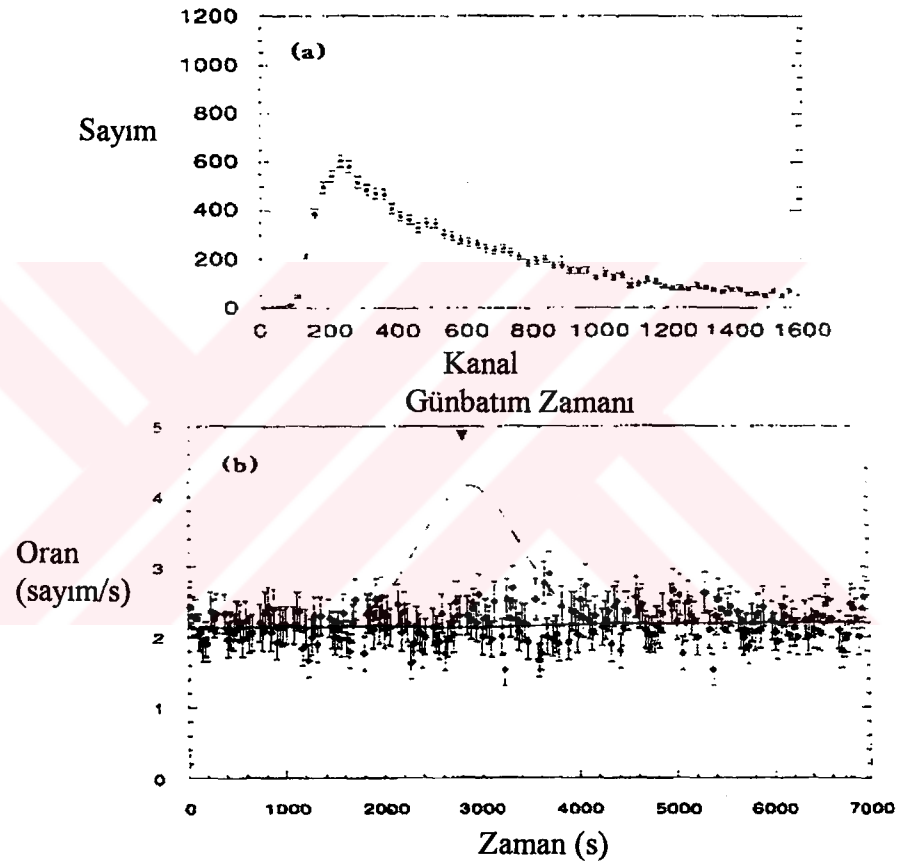
$$qL = \frac{1}{2} L \omega \left[\frac{m_a}{\omega} \right]^2 < \pi \quad (5.7)$$

Eğer ters dönüşüm bölgesi Helyum gibi düşük atom numaralı Z gazıyla doldurulursa, büyük kütleler için tutarlı olur. X-ışınlarının negatif dağılımı nedeniyle x-ışını alanının faz hızı $\omega_p^2 = 4\pi n_e r_0 c^2$ nin plazma frekansı, sırasıyla n_e ortamdaki elektron yoğunluğu, r_0 ise klasik elektron yarıçapı olmak üzere

$$k = \omega \left(1 - \omega_p^2 / 2\omega^2 \right) \quad (5.8)$$

ifadesine indirgenir. Öyleyse sıfırdan farklı axion kütlesiyle tutarlılığı için momentum transferi aşağıdaki gibidir.

$$q = \frac{(\omega_p^2 - \omega_s^2)}{2\omega} \quad (5.9)$$



Şekil 5.3. a) Detektördeki zemin spektrumu. Çizgisel eğri dönüşüme uğramış axionların oranı zemin oranına eşitse beklenen şekli gösterir.

b) $2.8 < E_\gamma < 8.8$ keV için bu olay oranı, vakum verileri için 30 s' lik zaman aralıklarının fonksiyonu olarak çizildi. Eğer bu oran 2 Hz 'lik bir pik değere ulaşırsa beklenen güneş axion sinyalini verir.

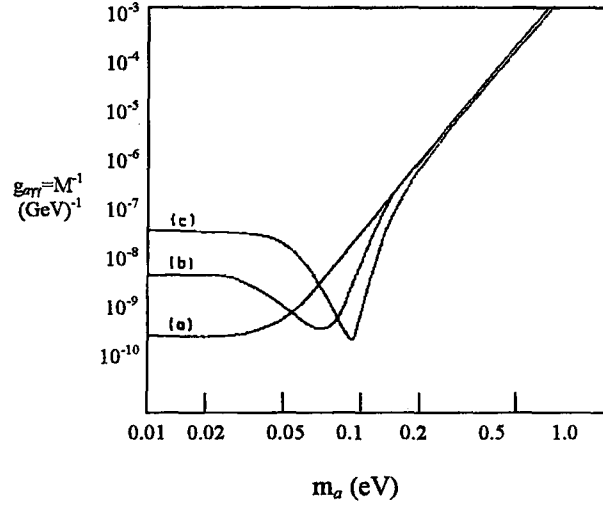
Veriler, boşaltılmış çubukla gün batımı dolaylarında 2 saat boyunca alınmıştır. Ek veriler, 55 ve 100 Tor derecesindeki basınçlarda bu suretle duyarlık mertebesini 0.11

eV dolayındaki kütlelere kadar genişleterek manyetik hacimdeki helyum gazıyla elde edilmiştir. $2.8 < E_\gamma < 8.8$ keV enerji mertebesindeki olayların oranı şekil 5.3b' de zamanın bir fonksiyonu olarak çizilmiştir. Bu oran 30 sn'lik zaman aralıklarıyla hesaplanmış; şekil vakum verilerine ilişkindir. Güneş ışınları dedektör üzerinde hareket edip geçtiği günbatımı saatlerinde hiç bir tepe gözlenmez. Güneş axionu tepe oranı $R_\gamma = 2$ Hz olduğunda çizgisel eğri beklenen sinyale yaklaşır. Bu verilerin alındığı tarihler boyunca zamanın bir fonksiyonu olarak dedektörün kabul edebileceği $\sigma_t = 500$ s' lik standart sapmalı bir Gaussiandır. Bir Gaussian fonksiyonunun bizim kabul ettiğimiz fonksiyon yaklaşması biçiminde kullanımı, sonuçlarımıza istatistiksel hatalarla karşılaştırıldığında küçük sayılabilecek bir hata getirir.

Bütün bu veriler aşağıdaki fonksiyondan elde edilen bilginin fit edilmesiyle bir fonksiyonla tutarlı hale getirilerek, günbatımında arttırılmış bir x-ışını oranı için araştırıldı;

$$R = R_0 + R_0' t + R_\gamma \exp\left[\frac{-(t_0 - t)^2}{2\sigma_t^2}\right] \quad (5.10)$$

t_0 günbatımı zamanı ve $\sigma_t = 500$ sn dir. Şekil 5.3b' deki koyu çizgi vakum verilerine uygun olmasının bir sonucudur. R_0' terimi, sayma oranının eğilimine aykırı olan sistem kararlılığını yansıtan her üç devre içinde 1.4×10^{-5} den azdır. Şekil 5.4' de axionun kütlelerinin bir fonksiyonu olarak M üzerindeki limitleri gösteriyor.



Şekil 5.4. Bu deneyden elde edildiği üzere, bir hafif psüdoskaler taneciğin iki fotonla birleşimi üzerindeki limitler. Ters birleşim $1/g_{a\gamma\gamma} \equiv 1/M^2$ GeV², parçacık kütlesini eV de çizdik. Dönüşme bölgesindeki farklılaşan Helyum gaz basıncına karşı gelen üç grafik (a) vakum (b) 55 Torr ve (c) 100 Torr Tablo I R_γ oranlarını içeren fitleri ve 3σ düzeyinde M üzerindeki karşı gelen düşük limitleri özetler. Öyleyse şu sonuç çıkarılabilir.

$$m_a < 0.003 \text{ eV} \quad \text{için} \quad M > 2.79 \times 10^8 \text{ GeV} \quad (\%99.7 \text{ C.L.}) \quad (5.11a)$$

$$0.03 < m_a < 0.11 \text{ eV} \quad \text{için} \quad M > 1.3 \times 10^8 \text{ GeV} \quad (\%99.7 \text{ C.L.}) \quad (5.11b)$$

Yukarıdaki sonuç, düşük kütleli axionlar üretmek için lazerleri kullanan labarotuar deneylerinden sağlanan limitler üzerindeki büyüklük gelişiminin iki sırasını temsil eder.

Tablo 5.1. Axion kütle dizileri, uygun parametreler ve deneyde kullanılan üç He için M üzerindeki 3σ - düzey limitleri.

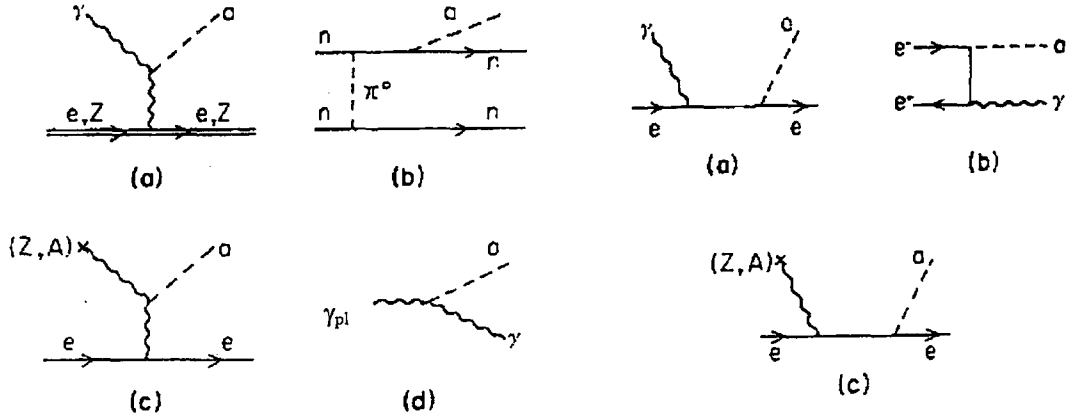
Basınç (Torr)	m_a (eV)	R_0 (Hz)	R_γ (Hz)	$\chi^2/\text{d.o.f}$	M (GeV) (3σ limit)
0	<0.050	2.127 ± 0.037	-0.036 ± 0.055	0.67	2.79×10^8
55	$0.050-0.086$	2.087 ± 0.055	-0.037 ± 0.074	1.11	2.55×10^8
100	$0.086-0.110$	1.970 ± 0.034	-0.073 ± 0.060	1.10	2.92×10^8

Fakat gözlemlenen parlaklık ve Güneşin yaşının empoze ettiği (yüklediği) limit $M > 4 \times 10^8 \text{ GeV}$ dır. Günün daha uzun bölümleri boyunca, daha yüksek alanlarda daha uzun bir mıknatıs kullanarak Güneşi izlemek için bu cihazda yapılan değişiklikler, diğer bir büyüklük mertebesiyle M üzerindeki limit arttırılabilir. $E/N=8/3$ lü bir hadronik axionun kütlesi ve birleşmesi arasındaki ilişki için $m_a \sim 0.1 \text{ eV}$, $M \sim 7.5 \times 10^{10} \text{ eV}$ olması şartıyla

$$g_{\alpha\gamma\gamma} = 1.35 \times 10^{-10} \left[\frac{m_a}{1 \text{ eV}} \right] \text{ GeV}^{-1} \quad (5.12)$$

Elde edilen sonuçlar M' nin bu değerine ulaşmaz ve bu nedenle m_a 'nın içerdiği aralık bu modeli dışta bırakmaz.

BÖLÜM 6. YILDIZLAR ARASI ORTAMDA ÜRETİLEN AXIONLARIN DENEYSEL ARAŞTIRILMASI



Şekil 6.1 Axion üretimi için Feynman diyagramları. Bu yöntemler yokolmayan $c_{\gamma\gamma}$ ile axion modellerinde meydana gelir.

Şekil 6.2 Axion üretimi için Feynman diyagramları. Bu yöntemler yokolmayan axion-elektron Yukawa çiftlenimli modellerde meydana gelir.

6.1 Axion Üretim Süreçleri

6.1.1. Primakoff süreci

Bütün axion modellerinde sunulan başlıca axion üretim süreçlerinden biri Şekil 6.1a'da gösterilen Primakoff sürecidir (Kim, 1986).

$$Z \text{ veya } e (P_1) + \gamma (k) \rightarrow Z \text{ veya } e (P_2) + a(k_a) \quad (6.1)$$

Yıldız içindeki sıcaklık, elektron nonrelativistik bölgede olacak şekilde ise primakoff süreci diğer süreçlere oranla belirgindir. Bunun nedeni foton yayıcının bu durumda ıraksak bir faktör vermesidir. Elektron üretim süreci gazın (elektron veya nötron) dejenere olup olmadığını ve elektronun relativistik olup olmadığına bağlıdır. $T < 10^8$ K nondejenere elektron gazı için kimyasal potansiyel $\mu \ll m_e$ dir.

i) $T < 10^7$ K ve $\rho < 10^4 \text{ gcm}^{-3}$: Birim kütle başına axion kayıp oranı (axion yayım oranı).

$$\varepsilon_p = \frac{c_{a\gamma\gamma}^2 \alpha_{em}^3 N_A T^4}{2\pi^4 F_a^2 \mu^1} \int_{\Omega}^{\infty} dx \frac{(x^2 - \Omega^2)^{1/2}}{e^x - 1} \times \left[x^2 \left\{ \ln \frac{2xT}{(\omega^2 - m_a^2)^{1/2}} - \frac{1}{2} \right\} - \frac{\Omega^2}{4} - \frac{m_a^2}{2T^2} \ln \frac{2xT}{(\omega^2 - m_a^2)^{1/2}} \right] \quad (6.2)$$

$N_A = 6,023 \times 10^{23}$, ω plazmon etkin kütlesi, $\Omega = \frac{\omega}{T}$ ve

$$\frac{1}{\mu} = \sum_i X_i \frac{Z_i(Z_i + 1)}{A_i} \quad (6.3)$$

Burada X_i kimyasal bileşim, Z_i^2 faktörü çekirdekten koharent saçılmadan gelir. Z_i faktörü Z_i elektronlarından inkoharent saçılmadan gelir.

ii) $10^6 < T < 5 \times 10^8$ K ve $\rho < 10^8 \text{ gcm}^{-3}$: Bu durumda axion kütlesi hala ihmal edilebilir. Elektron hala nonrelativistik bölgededir.

iii) $10^8 < T < 10^{10}$ K ve $10^{11} < \rho < 10^{15} \text{ gcm}^{-3}$: Bu durumda elektronlar relativistik ve dejeneredir. Nükleonlar, çekirdekler hala nonrelativistiktir ve nükleer katkı

$\frac{1}{\mu^1} = \sum_i x_i \frac{Z_i^2}{A_i}$ denklemindeki gibidir P_F Fermi momentumu ile elektron katkısı

$$\varepsilon_p = \frac{c_{a\gamma\gamma}^2 \alpha_{em}^3}{4\pi^4 F_a^2} \frac{m_e^2 N_A}{\mu_e} T^2 \int dx \frac{(x^2 - \Omega^2)^{1/2}}{e^x - 1} \frac{B^4 (B\gamma + 1)^2 \left(B\gamma + \frac{3}{2}\right) \left(\gamma + \frac{B}{2}\right)^2}{(1 + 2B\gamma + B^2)^3} \quad (6.4)$$

Burada $\gamma = \frac{P_F}{m_e}$, $B = \frac{\omega}{m_e}$. Dejenere elektronlar yüzünden T^2 bağımlılığına dikkat edilmelidir.

6.1.2. $e^+ e^-$ Yok olma süreci

Bu süreç şekil 6.2b’de gösterilmiştir. Bu süreci birkaç sıcaklık ve yoğunluk aralığında inceleyebiliriz (Raffelt, 1990).

i) $T < 10^7$ K ve $\rho < 10^4 \text{ gcm}^{-3}$:

$$\varepsilon_a = f_e^2 \alpha_{em} \exp\left(\frac{-2m_e}{T}\right) \frac{m_e^2 T^3}{4\pi^3 \rho} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}}\right) \zeta\left(\frac{3}{2}\right) \left\{1 + \frac{(2\sqrt{2}-1) \zeta\left(\frac{5}{2}\right)}{2(\sqrt{2}-1) \zeta\left(\frac{3}{2}\right)}\right\} \quad (6.5)$$

Burada ζ Riemann Zeta fonksiyonudur.

ii) $T < m_e$ ve μ (kimyasal potansiyel) $\ll m_e$: Sayılar cinsinden bu $\rho < 10^5 \text{ gcm}^{-3}$ ve $10^8 < T < 10^9$ K’e karşı gelir. Enerji kayıp oranı ;

$$\varepsilon_a = f_e^2 \alpha_{em} \frac{m_e^2 T^3}{4\pi^3 \rho} \exp\left(-\frac{2m_e}{T}\right) \left(1 + \frac{T}{2m_e}\right) \quad (6.6)$$

iii) $T < 10^8$ K ve $10^4 < \rho < 10^6 \text{ gcm}^{-3}$: Bu durumda elektron hızı nonrelativistik fakat dejeneredir.

$$\varepsilon_a = f_e^2 \alpha_{em} \frac{m_e^2 T^3}{4\pi^3 \rho} \exp\left(-\frac{(m_e + \mu)}{T}\right) \times \int_0^\infty dx \frac{\sqrt{x}}{\exp\left(x - \left(\frac{\mu}{T}\right) + \frac{m_e}{T}\right) + 1} \int_0^\infty dy \frac{\sqrt{y}}{e^y} \left(1 + \frac{x+y}{6} \frac{T}{m_e}\right) \quad (6.7)$$

iv) $10^8 < T < 10^{10}$ K ve $10^{12} < \rho < 10^{15} \text{ gcm}^{-3}$: Burada elektronlar relativistik pozitronlar nonrelativistiktir.

$$\varepsilon_a = f_e^2 \alpha_{em} \exp\left(-\frac{(m_e + \mu)}{T}\right) \frac{m_e^{1/2} T^{3/2} \sqrt{2\pi}}{4\pi^4 \rho} \times \int dx \frac{x^2}{\exp\left(x - \left(\frac{\mu}{T}\right)\right) + 1} \left(1 + \frac{2m_e}{xT}\right) \left(\ln \frac{2xT}{m_e} - \frac{m_e}{2xT}\right) \quad (6.8)$$

v) $T > 10^{10}$ K ve $10^8 < \rho < 10^{10} \text{ gcm}^{-3}$: Burada hem elektronlar hem pozitronlar relativistiktir ve enerji kayıp hızı, $\lambda = \frac{T}{m_e}$ olmak üzere;

$$\varepsilon_a = f_e^2 \alpha_{em} \frac{e^{-\mu/T}}{12\pi^4 \rho m_e^2} T^7 \int_{1/\lambda}^{\infty} dx \frac{x^2 \sqrt{x^2 - \lambda^{-2}}}{e^{x - (\mu/T)} + 1} \times \int_{1/\lambda}^{\infty} dy \frac{y \sqrt{y^2 - \lambda^{-2}}}{e^y} \left(\ln xy + 2 \ln \frac{2T}{m_e} - \frac{5}{6}\right) \quad (6.9)$$

6.1.3. Compton benzeri süreç

Geriye kalan süreçler başlıca DFSZ tipi axion modellerinde ortaya çıkar. Bunlardan ilki şekil-6.2.a da gösterilen Compton tipi süreçtir. İraksak bir katkı veren elektron propagatör yüzünden birkaç enerji bandından axion enerji yayılma hızı aşağıdadır.

i) $T < 10^7 \text{ K}$ ve $\rho < 10^4 \text{ gcm}^{-3}$:

$$\varepsilon_c = \frac{f_e^2 \alpha_{em}}{3\pi^2} \frac{N_A}{\mu_e} \frac{T^6}{m_e^4} \int_{\Omega}^{\infty} dx \frac{\sqrt{x^2 - \Omega^2}}{e^x - 1} \times \left\{ x^4 + \frac{14}{3} x^4 \frac{\langle P_1 \rangle^2}{m_e^2} - \frac{6x^5}{m_e} T - \left(m_a^2 + \frac{\omega^2}{2}\right) \frac{x^2}{T^2} \right\} \quad (6.10)$$

Burada $\Omega = \frac{\omega}{T}$, $\langle P_1^2 \rangle$ gelen momentum P_1^2 'nin ortalama değeri ve

$$\frac{1}{\mu_e} = \sum_i \left(X_i \frac{Z_i}{A_i} \right) \text{şeklindedir.}$$

ii) $10^6 < T < 5 \times 10^8$ K ve $\rho < 10^7 \text{ gcm}^{-3}$: Bu durumda axion kütlesi ihmal edilir. Elektronlar yaklaşık olarak nonrelativistik, fakat çekirdek yoğunluğu yüksek olduğu durumda yaklaşık olarak relativistiktir. Birim kütle başına axion enerji üretim hızı;

$$\begin{aligned} \varepsilon_e = & \frac{f_e^2 \alpha_{em}}{3\mu_e \pi^2} [1 - n(m_e)] N_A \frac{T^6}{m_e^4} \int_{\Omega}^{\infty} dx \frac{\sqrt{x^2 - \Omega^2}}{e^x - 1} \\ & \times \left\{ x^4 - \frac{x^2 \Omega^2}{2} - \frac{T}{m_e} \left(6x^5 - 5x^3 \Omega^2 + x \frac{\Omega^4}{2} \right) + \frac{\langle P_1^2 \rangle}{m_e^2} \right. \\ & \left. \times \left(\frac{14}{3} x^4 - \frac{10}{3} x^2 \Omega^2 + \frac{1}{6} \Omega^4 \right) \right\} \end{aligned} \quad (6.11)$$

Burada $\Omega = \frac{\omega}{T}$ ve $n(T)$ Fermi fonksiyonu $\left(\exp \frac{(E - \mu_e)}{T + 1} \right)^{-1}$

iii) $10^8 < T < 10^{10}$ K ve $10^{11} < \rho < 10^{15} \text{ gcm}^{-3}$: Bu durumda elektron gazı çok relativistik ve dejeneredir. Birim kütle başına enerji kayıp hızı

$$\varepsilon_e = \frac{f_e^2 \alpha_{em}}{3\mu_e \pi^2} [1 - n(P_F)] N_A T^2 \int_{\Omega}^{\infty} dx \frac{\sqrt{x^2 - \Omega^2}}{e^x - 1} \frac{B^4 \left(B + \frac{P_F}{m_e} \right)^2 \left(\frac{B}{2} + \frac{P_F}{m_e} \right)^2}{\left(1 + 2B \frac{P_F}{m_e} + B^2 \right)^3} \quad (6.12)$$

Burada $n(P_F) = \frac{1}{2}$ ve $B = \frac{\omega}{m_e}$ dir.

6.2. Axion Frenlenmesi

1. Çekirdekler tarafından meydana gelen axion frenlenmesi

- a) Nükleonlar aracılığıyla axion frenlenmesi
- b) Nötron - Nötron çarpışmalarıyla axion frenlenmesi

2. Elektronlar tarafından meydana gelen axion frenlenmesi

6.2.1 Nötron - Nötron çarpışmalarıyla axion frenlenmesi

Nötron-Nötron çarpışmalarıyla psüdoscalar bremsstrahlung şekil 6.1b'de gösterilmiştir. Nötronların dejenere olduğu nötron yıldızlarındaki enerji üretim hızı ilk defa 1984'de Iwamoto tarafından hesaplandı ve daha sonra 1986'da Pantziris ve Kang tarafından bu hesaplamalar düzeltildi .

$$\epsilon_{nn} = \frac{31f_n^2 G_A^2}{1890\pi p} \left(\frac{f}{m_\pi}\right)^4 \left(\frac{M_n^*}{m_\pi}\right)^2 M_n^{*2} P_F T^6 \left(-\frac{2x^2}{1+x^2} + 2x \tan^{-1} \frac{1}{x} \right) \quad (6.13)$$

Burada M_n^* nötronun efektif kütlesidir, $x = \frac{m_\pi}{2P_F}$ ve P_F : nötron'un fermi momentumu. p-dalga pion-nükleon psüdovektör çiftlenimi $f \approx 1.0$ alınır ve axial-vektör form faktörü $G_A(0) \cong 1.26$ alınabilir.

6.2.2. Elektronlar ile axion frenlenmesi

Bu süreç şekil 6.2c'de gösterilmiştir. Bunun önemi 1984'de Krauss, Moody, Wilczek ve 1984'de Iwamoto tarafından vurgulandı. Nonrelativistik elektronlar için

$$\beta = \beta(P_F) = \frac{P_F}{E}, \quad \varepsilon_{ab} = \frac{\pi^2 \alpha_{em}}{90} f_e^2 \frac{Z^2}{AM_n} \frac{T^4}{P_F^2} \beta^4 \quad (6.14)$$

Relativistik elektronlar için

$$\varepsilon_{ab} = \frac{\pi^2 \alpha_{em}}{120} f_e^2 \frac{Z^2}{AM_n} \frac{T^4}{P_F^2} \left(2 \ln \frac{2}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \quad (6.15)$$

6.2.3. Primakoff tipi axion frenlenmesi

Bu süreç şekil 6.1c'de gösterilmiştir. Birim kütle başına enerji kayıp hızı

$$\varepsilon_{pb} = \frac{c_{\alpha\gamma\gamma}^2 \pi^2 Z^2 \alpha_{em}^3}{378 AM_n F_\alpha^2} \frac{\beta^2 T^6}{P_F^2} \left(1 + \frac{\alpha_{em}}{\pi} \ln \frac{\alpha_{em}}{\pi} \right) \quad (6.16)$$

Burada $\beta = \frac{P_F}{E}$ ile verilir.

6.2.4. Plazmon bozulması

Bu süreç şekil 6.1d'de gösterilmiştir. Plazmon (γ_{pl}) bozulma süreci 1982'de Fukugita, Watomura ve Yoshimura ve 1986'da Pantziris ve Kong tarafından ele alındı. Enine ve boyuna Plazma bozulmalarında birim kütle başına enerji kayıp hızı

$$\varepsilon_{pl}(t) = \frac{c_{\alpha\gamma\gamma}^2 \alpha_{em} \omega^4 T^3}{192 \pi^5 \rho F_a^2} \left(1 - \frac{m_a^2}{\omega^2} \right) \int_{\Omega}^{\infty} dx \frac{x \sqrt{x^2 - \Omega^2}}{e^x - 1} \quad (6.17)$$

$$\varepsilon_{pl}(t) = \frac{c_{\alpha\gamma\gamma}^2 \alpha_{em}^2 T^2}{192 \pi^5 \rho F_a^2} \left(\frac{5}{3} \right)^{3/2} \int_{\Omega}^{\infty} dx \frac{x^5 \sqrt{x^2 - \Omega^2}}{e^x - 1} \quad (6.18)$$

6.3. Yıldızlarda Axion Üretimi

6.3.1. Beyaz cücelerde axion üretimi

Tipik çekirdek sıcaklığı $T_c \sim 2 \times 10^7$ K ve çekirdek yoğunluğu $\rho_c \sim 10^7 \text{ gcm}^{-3}$ için axionlar yüzünden oluşan enerji kayıp hızını kıyaslayarak, Fukugita

$$m_a < 1.5 \left(\frac{0.75}{c_{a\gamma\gamma}} \right) \text{ eV} \quad (6.19a)$$

$$F_a > 4.1 \times 10^6 \left(\frac{c_{a\gamma\gamma}}{0.75} \right) \text{ GeV} \quad (6.19b)$$

büyükliklerini elde etti $T \approx 2 \times 10^7$ K olduğundan Primakoff süreci baskındır.

6.3.2. Süpernovalarda axion üretimi

Süpernova patlamalarında tipik çekirdek sıcaklığı $T_c = 10^9 \sim 10^{12}$ K ve çekirdek yoğunluğu $\rho_c = 10^8 - 10^{11} \text{ gcm}^{-3}$ dir. Bu durumda elektronlar ve pozitronlar son derece relativistik ve e^+e^- yokoluş süreci baskındır . Eğer e^+e^- yokoluş süreci diğer axion üretimine oranla baskın gelirse bunu kolayca nötrino ve antinötrino yayılımıyla meydana gelen enerji kayıp hızıyla kıyaslanabilir ve bu oran

$$\frac{\epsilon_v}{\epsilon_a} > \frac{G_F^2 m_e^2}{f_e^2 \alpha_{em}} \left(\frac{\mu}{T} \right)^2 \left(\frac{m_a}{\text{eV}} \right)^{-2} \gg 1 \quad (6.20)$$

Böylece axion üretimi yüzünden oluşan enerji kayıp hızı süpernova patlamalarında ihmal edilebilir.

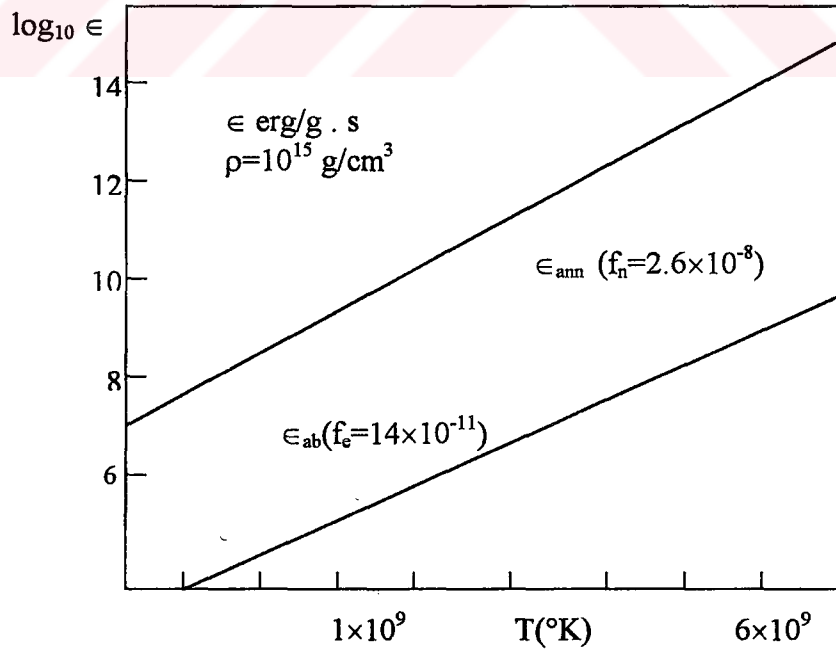
6.3.3. Nötron yıldızlarında axion üretimi

Nötron yıldızlarında çekirdek sıcaklığı $T_c \cong 10^8 - 10^{10}$ K ve çekirdek yoğunluğu $\rho_c \cong 10^{15} \text{ gcm}^{-3}$ dir. Bu şartlar altında axion yayılımından oluşan enerji kayıp mekanizması n-n çarpışmalarından meydana gelen axion bremsstrahlung ve elektronlar yüzünden meydana gelen axion frenlenmesidir, $\rho = 10^{15} \text{ gcm}^{-3}$ yoğunluktaki bu enerji kayıp mekanizması

$$(f_n)^2 = (2.6 \times 10^{-8})^2 \quad (6.21)$$

$$(f_e)^2 = (1.4 \times 10^{-11})^2 \quad (6.22)$$

birimleri cinsinden şekil 6.3'de gösterilmiştir. Bu yüzden n-n çarpışması süreci çekirdek içinde baskındır.



Şekil 6.3. $f_n = 2.6 \times 10^{-8}$ ve $f_e = 1.4 \times 10^{-11}$ için axion yayılımı yüzünden nötron yıldızlarındaki enerji kayıp hızı.

BÖLÜM 7. GÖRÜLMİYEN AXİONLARIN DENEYSEL ARAŞTIRMALARI

Axionun karakteristikleri, temelde axionun pseudo-Goldstone Boson olduğu ve Peccei-Quinn tarafından bir ön gerçek olarak kabul edilen ve $U_{PQ}(1)$ kuasisimetrisini kendiliğinden bozan vakum beklenen değerinin büyüklüğüne bağlıdır. Axionun kütlesi ve olağan parçacıklarla yaptığı bağlar ν ile ters orantılıdır. Laboratuarda axionları üretmek için yapılan deneylerde 250 GeV civarındaki ν değerlerini kullanılmamıştır. Zira, $250 \text{ GeV} < \nu < 10^8 \text{ GeV}$ aralığı, axionların yıldızların evrimi üzerindeki etkisi göz önünde bulundurulursa ihmal edilir. Yıldızlar ν 'nin bu aralıktaki değerler için çok fazla axion yayarlar, $\nu \geq 10^8 \text{ GeV}$ 'lik axion o kadar zayıf bir şekilde bağlanır ki “görülmeyen” diye tanımlanır. (Sikivie, 1983)

Gerçekte, axion modellerinin kozmolojik anlamlarının göz önünde bulundurulması, “görülmeyen” axion tanımlamasının değiştirilmesine gündeme getirmektedir. $\nu < 10^{12} \text{ GeV}$ değerinde olmadığı sürece, mevcut kozmolojik axion enerji yoğunluğunun çok büyük olduğu gösterilmiştir (Krauss, 1985).

Diğer taraftan galaksi oluşumu problemine gelince axionların yararlı bir kozmolojik rolü olduğu da düşünülmüştür. İlk olarak galaksilerin oluşmasını sağlayan ilk yoğunluk karışıklıkları, ilk evrende sınırlı bir zaman aralığı için axionik duvarlarının hazır bulunmasıyla üretilmiş olabilir. İkinci olarak, axionlar galaksilerin siyah halelerinin hammadde olabilir. Axionlar, çok büyük ilkel faz-boşluk yoğunluklarından dolayı kolaylıkla kümelenirler ve $\nu \geq 10^{10} \text{ GeV}$ ise axionlar bütün halo maddesini sağlamaya yetecek boşlukta olurlar. Bu durumda, güneş yakınlarındaki axion yoğunluğu yaklaşık olarak;

$$\rho_{a, \text{halo}} \cong \frac{10^{-24} \text{ g}}{\text{cm}^3} \cong \frac{0.5 \times 10^{12} \text{ axions}}{\text{cm}^3} \left(\frac{\nu}{10^{10} \text{ GeV}} \right) \frac{1}{\gamma} \quad (7.1)$$

Axionun kütlesi içinde (her yerde) $\hbar=c=1$ alarak şu ifadeyi kullanabiliriz.

$m_a = 1.24 \times 10^{-3} \text{ eV} \left[(10^{10} \text{ GeV}) / v \right] \gamma$, buradan m_a şu şekilde bulunur.

$$m_a = \frac{2\pi}{10^{-1}} \left(\frac{10^{10} \text{ GeV}}{v} \right) \gamma = \frac{6\pi}{10^{-11} \text{ sn}} \left(\frac{10^{10} \text{ GeV}}{v} \right) \gamma \quad (7.2)$$

$\gamma \rightarrow$ axion modelinin vakum numarasına bağlı bir sayıdır.

Kozmolojik axionlar, galaktik haleler şeklinde kümelenmedilerse (muhtemelen galaktik kümeler galaksilerden önce yoğunlaştıkları için), yeryüzündeki axion yoğunluğu kozmolojik olarak aşağıdaki gibidir.

$$\frac{0.2 \times 10^6 \text{ axions}}{\text{cm}^3} \left(\frac{v}{10^{10} \text{ GeV}} \right)^{13/6} \frac{1}{\gamma} \quad (7.3)$$

Axionu görülebilir yapmak için, axionun elektromanyetik alana bağlanmasını ele alınacaktır. Laboratuarlarda büyük statik veya manyetik alanları veya axion kütlesi kadar frekanslarla büyük titreşimleri elde etmek mümkündür. Ayrıca elektromanyetik alanları kontrol etmek için, çok duyarlı aletler mevcuttur. Axionların ve fotonların etkili etkime yoğunluğu aşağıdaki gibidir;

$$L = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{e^2 N}{12\pi^2} \frac{a}{v} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} + \frac{1}{2} \partial_\mu a \partial^\mu a - \frac{1}{2} m_a^2 a^2 \left[1 + O\left(\frac{a^2}{v^2}\right) \right] \quad (7.4)$$

Etkime yoğunluğu son zamanlarda, axionik duvarlara sahip elektrik ve manyetik yüklerin uzun vadeli etkileşimlerini incelemek için kullanılmaktadır. Axionik duvarlar kutuplaşan yüzeyler gibi davranırlar, son eşitlikten türetilen hareketin klasik eşitlikleri aşağıdadır.

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{e^2 N}{3\pi^2 v} \vec{B} \cdot \nabla_a, \quad \nabla \times \vec{B} - \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{e^2 N}{3\pi^2 v} \left[\vec{E} \times \nabla_a - \vec{B} \frac{\partial a}{\partial t} \right] \quad \text{ve buradan da}$$

$$\square a = \frac{e^2 N}{3\pi^2 v} \vec{E} \cdot \vec{B} - m_a^2 a \quad (7.5)$$

7.1. Axion Halascope

(7.4) ve (7.5) eşitliklerine göre, axion güçlü heterojen $B_0(\vec{x})$ manyetik alanlar içinde, fotonlara dönüşeceklerdir. Geçişin gerçekleşmesinde üç-momentum gerektiği için heterojenlik gereklidir. V hacmine sahip bir detektör için tesir kesiti aşağıdaki gibi yazılır.

$$\sigma = \frac{1}{16\pi^2 |\vec{\beta}_a|} \left(\frac{e^2 N}{3\pi^2 v A} \right)^2 \sum_{\lambda} \int d^3 k_{\gamma} \delta(E_{\gamma} - E_a) \left| \int_V d^3 x e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}} \vec{B}_0(\vec{x}) \cdot \vec{\epsilon}(\vec{k}_{\gamma}, \lambda) \right|^2 \quad (7.6)$$

Bu eşitsizlikte $q = k_{\gamma} - k_a$ ve toplam foton polarizasyonundan fazladır. (7.6) eşitliğinin samanyolu halesinin axion akımıyla çarpılmasıyla aşağıdaki oran elde edilir.

$$\frac{\text{fotonların sayısı}}{\text{süre}} \cong \frac{1.6}{10^6 \text{ sn}} \frac{V}{\text{cm}^3} \left(\frac{B_0}{1T} \right)^2 R(m_a) \left(\frac{N}{6\gamma} \right)^2 \quad (7.7)$$

Bu oranda $R(m_a)$ detektörün tepkisinin ölçüsüdür.

$$R = \frac{E_a}{V} \int \frac{d^3 k_{\gamma}}{(2\pi)^3} \delta(k_{\gamma} - E_a) \sum_{\lambda} \left| \int_V d^3 x e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}} \vec{b}(\vec{x}) \cdot \vec{\epsilon}(\vec{k}_{\gamma}, \lambda) \right|^2 \quad (7.8)$$

ve $\vec{b}(\vec{x}) = B_0^{-1} \vec{B}_0(\vec{x})$. $\vec{B}_0(\vec{x})$ periyodunun uzaysal bağıllığını $2\pi/m_0$ periyoduna sahip bir çok dalgadan daha fazla yaparak, m_0 'a yakın küçük bir frekans boyunca $R(m)$ 'in büyük değerleri seçilebilir. Manyetik alanın istenilen heterojenliğini sağlamak için, parçacıkları veya süper iletken bir metalin telleri, mikrodalga radyasyonuna karşı

geçirgen bir malzemenin içine gömülür. Detektör, kritik sıcaklığın altında bir sıcaklığa kadar soğutulduğu zaman manyetik akım çizgileri süper iletken loci'den dışarı atılacaklardır ve sonuç olarak heterojen yapılacaktır. ω 'nin (axion kütlesinin küçük değerleri) büyük değerlerini araştırmak için axion halaskop deneyinde, değişken frekanstaki çukurları kullanmak avantajlı olabilir. Çukurların frekansını (ω) samanyolu axionlarının enerjilerine tam olarak uyarlanırsa:

$$m_a \langle \omega \rangle (m_a + \frac{1}{2} m_a \beta^2 = m_a [1 + O(10^{-6})] \quad (7.9)$$

(7.9) eşitliği sağlanırsa, boylamsal statik B_0 manyetik alanlı d uzunluğundaki dikdörtgen çukur ve kare bir yan kesitli en düşük TM modunda axion $\rightarrow$ foton dönüşümünden dolayı ortaya çıkan güç;

$$P = (1.5 \times 10^{-15} \omega) \frac{1}{N^2} \left(\frac{N}{6\gamma} \right)^4 \left(\frac{9}{10^{12} \text{ GeV}} \right)^2 \left(\frac{B_0}{10T} \right)^2 kd \quad (7.10)$$

eşitlikte $k = (\omega^2 - m_a^2)^{1/2}$ olur. ($N \rightarrow$ Axion modelinin vakum numarası)

Son olarak galaksimizin halesindeki axionların yüksek derecedeki kuantum dejenerasyonunun gerçekleştiği bir deney tasarlama düşünülsün. Özellikle, m_a ve $m_a[1 + O(10^{-6})]$ arasında bir enerjiye sahip axionların emisyonu büyük oranda teşvik edilir, böylece ölçülebilir hale gelebilirler. Diğer taraftan, yayıcıların axionları eşit bir şekilde soğurması gerekir. Aksi taktirde, bir çukurun veya herhangi bir harmonik titreşimin axion alanıyla bağ yaptığı durumlarda, uyarılmış absorpsiyon birbirini yok eder.

7.2. Axion Helioscope

Buradaki düşünce bir önceki ile aynıdır fakat güneş kaynaklı axion akımına uygulanır. Güçlü bir manyetik alanda, güneş kaynaklı axionla x-ışınlarına çevrilirler. Üçlü momentumdaki değişim miktarı aşağıdaki eşitlikle belirlenir.

$$q_z = \frac{1}{2} \frac{m_a^2}{E_a} \cong \frac{2\pi}{16\text{cm}} \left(\frac{10^8 \text{ GeV}}{v} \right)^2 \left(\frac{1\text{keV}}{E_a} \right) \gamma^2 \quad (7.11)$$

Güneşin $\vec{n}$ doğrultusunda L uzunluğunda bir dedektör düşünelim. Detektörün içinde $\vec{B}_0 = \hat{t}B_0 \cos\left[(2\pi/d)\vec{n} \cdot \vec{x}\right]$ kadarlık enine bir manyetik alan olacaktır.

Detektörün tepkisi:

$$R = \frac{E_a L}{8\pi} \left[\frac{\sin(2\pi/d - q_z)L/2}{(2\pi/d - q_z)L/2} + \frac{\sin(2\pi/d + q_z)L/2}{(2\pi/d + q_z)L/2} \right]^2 \quad (7.12)$$

R , güneş kaynaklı axion akımının küçüklüğüne karşı çok büyük ve yeterli olabilir (7.8) ile (7.3) bağıntısını çarparsak aşağıdaki oran bulunur;

$$\frac{\text{x-ışınları sayısı}}{\text{süre}} \cong \frac{6 \cdot 10^{-3}}{\text{sn}} \frac{SL^2}{1\text{m}^4} \left(\frac{10^8 \text{ GeV}}{v} \right)^4 \left(\frac{B_0}{10\text{T}} \right) N^2 \frac{8\pi R}{E_a L} \quad (7.13)$$

S , detektörün $\vec{n}$ doğrultusunda dik alanına eşittir.

Sonuç olarak, "görülmeyen" axion hipotezleri, önceki sanılanın aksine, deneysel olarak ispatlanabilir. Bağlı olarak, basit deneyler büyük birleşme kütlesi derecesine yakın çok yüksek enerjilerde yeni bilgi sağlayabilirler. Axionlar mevcutsa, güneş ve galaksiler üzerinde çalışmalar yapmak için güçlü araçlar elde edilir.

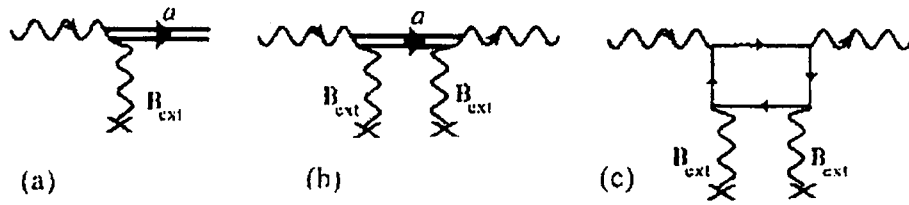
BÖLÜM 8. DENEYSEL TEKNİKLER

8.1 Lazer Halkalarıyla Axion Keşfi

Canterbury lazer halkasına benzeyen halka-lazer deneyi boşluktaki dalgalar halinde ortaya çıkan axion ve QED keşfi için önerilir.(Cooper et al. 1995) Bu deneyde dikkatlice ayarlanmış manyetik alan ve yeni polarizasyon geometri kullanılır. Axion birleşmesi ve vakum kısa dalgası Sagnac çarpma frekansını ayarlar. Bu gibi deneylerin axion araştırmalarında önemli bir rol oynayacakları iddia edilebilir. Axionların iki fotonla anormal bir şekilde birleşmesi aşağıdaki Lagranjiyen ile tanımlanabilir;

$$L = \frac{1}{M} (E \cdot B_{ext}) a \quad (8.1)$$

Burada E, lazer ışınının elektrik alan vektörünün durgun B_{ext} manyetik alan boyunca ilerlemesidir, a ise psüdoskaler axion alanıdır. $M = g_{\gamma\gamma a}^{-1}$ enerji boyutuna sahiptir ve doğal yorumu simetri-kırılma derecesi olarak ifade edilir.



Şekil 8.1. a) Enine manyetik alanda proton yayılımları. Primakoff boyunca axionların üretimi.

b) Hakiki axion üretiminin vakum kısa dalgasına yol açması.

c) QED vakum kısa dalgasının $\gamma\text{-}\gamma$ yoluyla yayılımı.

Şekil 8.1a'daki grafiğe göre şayet axion kütlesi m_a , foton enerjisi ω 'den daha az ise axionlar Primakoff etkisi yoluyla üretilebilir. Hakiki axion üretimi Şekil 8.1b' de gösterilir; bağlı lazer ışınlarının paralel parçalarıyla massive axionların dolaşım

bölümleri için gidip geldikleri görülür ve belli bir oranda ortogonal parçacıkları alı konulur. Bu etki $m_a > \omega$ durumunda meydana gelir.

$$\delta(l) = 2 \left(\frac{\omega B_{\text{ext}}}{M m_a^2} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{m_a^2 l}{4\omega} \right) \quad (8.2)$$

$$\phi_a(l) = \left(\frac{\omega B_{\text{ext}}}{M m_a^2} \right)^2 \left(\frac{m_a^2 l}{2\omega} - \sin \frac{m_a^2 l}{2\omega} \right) \quad (8.3)$$

Burada l manyetik alan bölgesinin uzunluğudur. Foton enerjisi için $\omega < 2m_e$, $E_{||}$ ve $E_{\perp}$ arasındaki kısa dalga QED vakum polarizasyonundan dolayıdır.

$$\phi_{\text{QED}}(l) = \frac{2\alpha^2 B_{\text{ext}}^2}{15m_e^4} \omega l \quad (8.4)$$

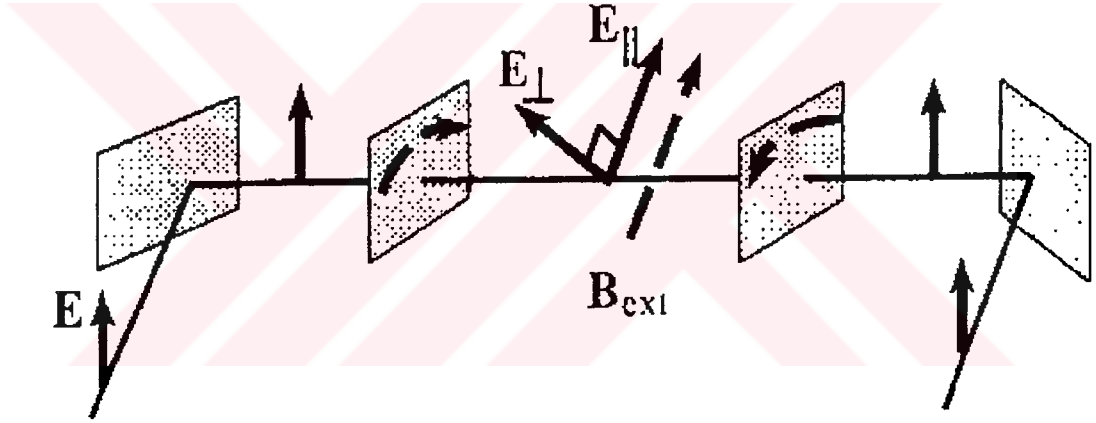
Burada m_e elektronun kütlesi ve $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$ değişmez ince yapı sabitidir. Vakum kısa dalgası özellikle henüz, gelen gerçek fotonlar ile direkt olarak ölçülemeyen yüksek mertebeli QED pertürbasyon teorisini test etmesi bakımından ilginçtir. Vakumun indirgenmiş-dış-alan girişimini hassas sınırlara yerleştirmek amacıyla kullanılan bir hassas halka lazerin potansiyeli önceden kabul görmüştür, ancak bu gibi deneylerin özel detayları henüz ele alınmadı. (8.3) ve (8.4) deki geçiş için uygun yeni lazer-dalga polarizasyon geometriyi tartışırız ve bu gibi etkilerin Canterbury lazer dalgası için hassaslığını test edeceğiz.

Geleneksel lazer dalgaları Jiroskop iken (ki bu Jiroskop Dünya rotasyonunun Sagnac etkisi tarafından indüklenmiş çarpım frekansları ölçen bir alettir) lazer dalgası jiroskop tan daha büyük etkiye sahiptir. Sagnac lazer dalga işareti optik yol farkı ΔL ile ters dolaşım ışınların arasındaki optik yol farkı orantısal değişim frekansı ölçümüdür. Gerçekte, iki ışın arasındaki kısa dalga çarpım frekansını indükleyecek olan kırılma indisindeki farklı Δn ile sonuçlanır.

$$\Delta f = \frac{f\Delta L}{L} = \frac{f\Delta n l}{L} \quad (8.5)$$

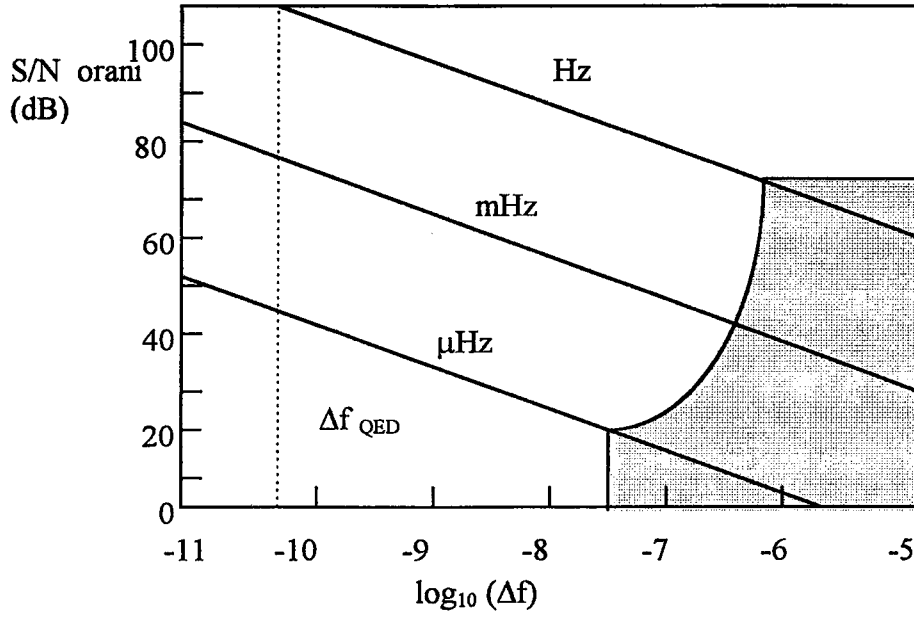
Burada l üzerinde kısa dalganın oluştuğu oyuk uzunluğudur $L \cong 3,5$ m halka çevresi ve $f=474$ THz He Ne optik frekansıdır. Bir çarpım frekans çözünürlüğüyse $\delta f \sim 1\mu\text{Hz}$, sırasıyla önerilen ölçüm kabiliyeti $1 \sim 10$ cm için

$$\Delta\phi = \frac{2\pi\Delta n l}{\lambda} \sim 7 \times 10^{-14} \text{ rad.} \quad (8.6)$$



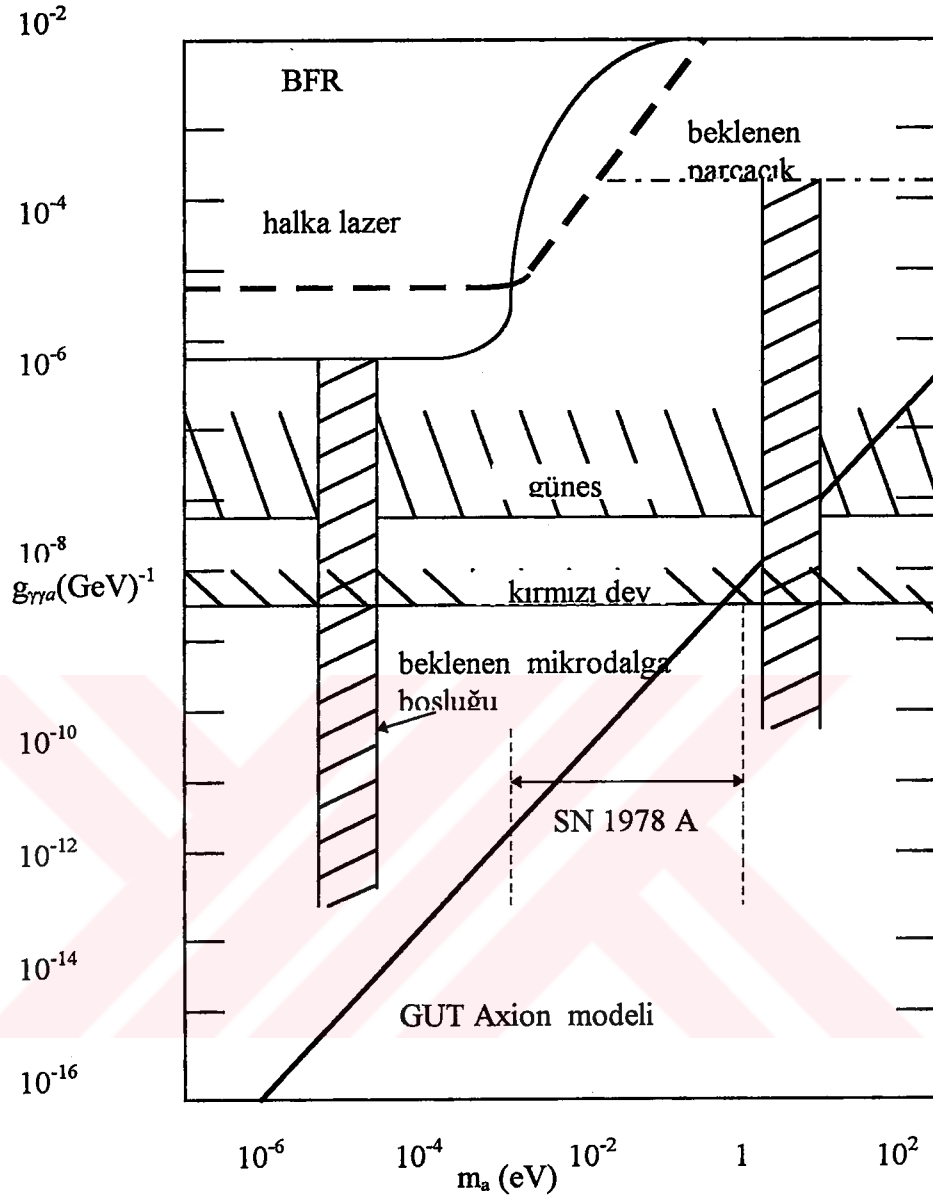
Şekil 8.2. Axion ve QED vakum kısa dalgalarının keşfi için Dalga- Lazer polarizasyon geometrisi Dış manyetik alana paralel polarize edilmiş ışınların seyrekleştirilmesi ve alıkonulması lazer dalgasının sinyal çıktısını ayarlar.

Ters dolaşım ışınları arasındaki farklı optik yolun indüklenmesi $E \cdot B_{\text{ext}}$ (8.1)' de gerçekleşti ve ancak bu halka bir polarizasyon geometrisine sahipse mümkün olacaktır. Buna izin vermekle şekil8.2' de gösterilen geometriyi önerilebilir.



Şekil8.3. Canterbury lazer - dalga FM hassaslığı Δf , Hz deki zirve frekans sapmasıdır. Gölge bölge, halka-lazer S/N oranlarını gösterir. Kesik çizgiler QED vakum kısa dalgasının μ Hz , mHz ve B_{ext} 'in Hz modülasyonunda gerekli olan oluşum oranlarını gösterir.

Şekil8.3 S/N oranı μ Hz, mHz ve Hz modülasyon frekansları için verilen Δf frekans aralığını detekte etmek gerekir.



Şekil 8.4. İki foton için axion kütlesi m_a ve çiftlenim $g_{\gamma\gamma a}$ üzerindeki limitler. Kalın çizgiler önerilen lazer - dalga deneylerinin hassaslığını gösterir.

Buradaki gölgeli bölge, bir manyetik alan boyunca yayılan bir lazer ışınındaki indüklenmiş axion eliptikliği ve optik rotasyonu araştıran Brookhaven-Fermilab-Rochester (BFR) $m_a < 10^{-3}$ eV için optik - rotasyon sınırı μHz frekans çözömlü bir lazer halkası ayrışmasıyla elde edilebilenden daha iyi bir büyüklük mertebesidir. Bu lazer halkası deneyinin BFR'den daha iyi olan dört dizi evre değişmelerini ortaya çıkarabilmesi gereğine rağmen böyledir.

Özetlersek, gerçekleştirilen lazer halkası deneyi, lazer halkası çarpma frekansının μHz çözünürlüğünü varsayarak, 10^5 GeV 'lik efektif bir enerjiye kadar iki fotonla birleşen kütle aralığındaki axionları araştırabildi. Fakat, BFR deneyi $3 \times 10^6 \text{ GeV}$ 'in altında birleşmeler gerçekleştiren bu tür axionların varlığını hariç tutmuş parametreleri sorununa bağımsız bir bakış geliştirmeyi sağlayabilmiştir.

8.2. Axionların Elektromanyetik Deteksiyonu

1970'lerde axion olarak isimlendirilen psüdoskaler taneciklerinin ortaya çıkışıyla kuvvetli CP problemlerin çözülebileceği gösterildi.(Cheng,1987) Ancak, şimdiye kadar bunların oluşumuna dair pozitif bir belirti elde edilememiştir. Bu günlerde axionların parametreleri laboratuvar araştırmaları, astrofizik ve kozmolojik düşüncelerle sınırlandırılır.

Bir tanecik, eğer bir çift foton tepesine (zirvesine) sahipse, bir dış elektromanyetik (EM) alana girmiş bir foton tarafından yaratılabilir.(Long et al. 1995) Bir axion bu tür taneciklerdendir. Axionların bir rezonans boşluk içerisinde elektromanyetik (EM) güce dönüşümü ilk kez Sikivie tarafından ileri sürülmüştür. O bu metodun hipotetik galaktik axion akışının ortaya çıkarılmasında kullanılabileceğini söyledi ki bu akış eğer axionlar evrenin karanlık maddeleriye varolacaklardır. Görünmeyen axionları onların fotonlara bağlanmalarından yararlanarak ortaya çıkarmak için dünyada yapılacak çeşitli deneyler önerilmiştir ve bu tür deneylerin ilk sonuçları yakın zamanlarda alınmaya başlandı.

Yakın zamanda, RF fotonları kullanılarak bir foton yeniden üretim deneyi ortaya konuldu. Bu deney aralarında küçük bir mesafe bırakılarak yerleştirilen iki oyugu içerir. Her iki oyukta da az veya çok homojen bir manyetik alan bulunur. Birincisi yada yayılanı, giren (RF) radyasyonu tarafından harekete geçirilir. Bağlanmış axion foton sabitine bağlı olarak belli bir miktar RF enerjisi ikincisinde dibe çökecek yada oyuga dolacaktır. Feynman diyagram tekniklerini kullanarak, statik ve periyodik elektromanyetik alanlarda fotonların graviton'lara dönüşümünü hesaba katıyoruz. Bu

metod axionların elektrik ve manyetik alanlarda elektromanyetik dönüşümlerini tekrar gözden geçirmek için uygulanır.

Axion kütlesi ve bunun sıradan taneciklere bağlanması, tümüyle U_{PQ} yarı simetrisini kendiliğinden kıran gerekli vakum değerinin v büyüklüğü ile ters orantılıdır; sözü edilen yarı simetri Peccei-Quinn tarafından varsayılmıştır, axion Pseudo-Nambu-Goldstone bozondur. Axion-foton sistemi için uygun Lagranj yoğunluğu şu şekildedir;

$$L = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + g_\gamma \frac{\alpha}{4\pi} \frac{\phi_a}{f_a} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} + \frac{1}{2} \partial_\mu \phi_a \partial^\mu \phi_a - \frac{1}{2} m_a^2 \phi_a^2 \left[1 + O(\phi_a^2/v^2) \right] \quad (8.7)$$

burada ϕ_a axion alanı, m_a axion kütlesi, f_a axion bozulma sabitidir ve

$$f_a = f_\pi m_\pi \sqrt{m_u m_d} \left[m_a (m_u + m_d) \right]^{-1}, \quad \tilde{F}_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} F^{\rho\sigma} \quad \text{ile verilir.}$$

Axionların fotonlarla etkileşimi üçgen spiral diyagramdan doğar ki bu diyagramda iki dikey çizgi fotonun elektrik yüklü fermiyonla etkileşmesidir. Bu bağlama bağlı modeldir ve şu formülle verilir;

$$g_\gamma = \frac{1}{2} \left(\frac{N_e}{N} - \frac{5}{3} - \frac{m_d - m_u}{m_d + m_u} \right). \quad \text{Burada } N = Tr(Q_{PQ} Q_{color}^2) \text{ ve } N_e = Tr(Q_{PQ} Q_{em}^2)$$

şeklinde dir.

Tr bütün sol koldaki Weyl fermionların toplamıdır. Q_{PQ} , Q_{em} ve Q_{color} sırasıyla Peccei - Quinn yükü, elektrik yükü ve $SU(3)$ un tek jeneratörüdür. Burada görünmez axionların çok hafif ve çok zayıf etkileşimleri göz önünde tutuluyor, ancak bizim hesaplamalarımız axionların zor durumları içinde geçerli. Bu model içinde Dine - Fischler - Srednicki - Zhitnitskii (DSFZ) modeli, $N_e = 8/3 N$. Buradan çiftlenim sabiti $g_\gamma(DSFZ) \cong 0.36$ Kim - Shifman - Vainshtein - Zakharov (KSVZ) tarafından verilen diğer modelde ki burada axionlar hafif kuarklar ve leptonlar ile birleşmezler

$N_e = 8/3 N$, buradan g_γ (KSVZ) $\cong -0.97$ olur.

Dış elektromanyetik alanda q momentumlu γ fotonunun bir a axionona dönüşümünü düşünelim. Yukarıda anlatılan işlemler için ilgili birleşme ikinci terimdedir Feynman kurallarının kullanımıyla matris elemanı için şu tanım elde edilir.

$$\langle p|M|q \rangle = -\frac{g_{a\gamma}}{2(2\pi)^2 \sqrt{q_0 p_0}} \varepsilon_\mu(q, \sigma) \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_\nu \int_V e^{ikr} F_{\alpha\beta}^{\text{class}} dr \quad (8.8)$$

burada $k \equiv q - p$ EM alana momentum transferidir,

$$g_{a\gamma} \equiv g_\gamma \frac{\alpha}{\pi f_a} = g_\gamma \alpha m_\alpha (m_u + m_d) \left(\pi f_\pi m_\pi \sqrt{m_u m_d} \right)^{-1} \text{ ve } \varepsilon^\mu(q, \sigma) \text{ fotonun}$$

polarizasyon vektörünü temsil eder.

Tanım (8.8) keyfi bir dış (EM) alanı için geçerlidir, bunu iki durum için kullanacağız, şöyle ki, düz bir kondansatörün elektrik alanda ve selenoidin statik manyetik alanda dönüşümü. Burada; $q \equiv |q|$, $p \equiv |p| = (q_0^2 - m_a^2)^{1/2}$ ve θ , p ile q arasındaki açıdır.

Elektrik alanındaki dönüşüm şimdi EM alanı homojen elektrik alanlarının düz bağlı kondansatörünün büyüklüğü $a \times b \times c$ olarak alınır. Koordinat sistemiyle x - ekseninin paralel yönünün alanı kullanılacaktır. Örneğin, $F^{10} = -F^{01} = E$. Öyleyse matris elemanı şöyle verilir.

$$\langle p|M^e|q \rangle = \frac{g_{a\gamma}}{(2\pi)^2 \sqrt{q_0 p_0}} \varepsilon_\mu(q, \sigma) \varepsilon^{\mu\nu 01} q_\nu F_e(k) \quad (8.9)$$

burada oluşum faktörü için elektrik alanı,

$$F_e(k) = \int_V e^{ikr} E(r) dr \quad (8.10)$$

M^e ’nın üstüne yazılan e , elektrik alanı içersindeki cereyan eden olaylara karşılık gelir. Homojen alanın yoğunluğu (E) şu şekilde verilir;

$$\frac{d\sigma^e(\gamma \rightarrow \alpha)}{d\Omega} = \frac{g_{ay}^2 E^2}{2(2\pi)^2} \left[\frac{\sin\left(\frac{1}{2}ak_x\right) \sin\left(\frac{1}{2}bk_y\right) \sin\left(\frac{1}{2}ck_z\right)}{k_x k_y k_z} \right]^2 (q_y^2 + q_z^2) \quad (9.11)$$

Eğer, foton elektrik alan ile aynı yönde hareket ederse, örneğin $q^\mu = (q, q, 0, 0)$ bu durumda DCS gözden kaybolur. Eğer foton momentumu y - eksenine paralel ise, örneğin, $q^\mu = (q, 0, q, 0)$ bu durumda;

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^e(\gamma \rightarrow a)}{d\Omega''} &= \frac{32g_{ay}^2 E^2 q^2}{(2\pi)^2} \left[\sin\left(\frac{ap \sin \theta \sin \varphi''}{2}\right) \sin\left(\frac{b}{2}(q - p \cos \theta)\right) \sin\left(\frac{cp \sin \theta \cos \varphi''}{2}\right) \right]^2 \\ &\times (p^2 \sin^2 \theta \sin \varphi'' \cos \varphi'' (q - p \cos \theta))^{-2} \end{aligned} \quad (8.12)$$

olur. Burada φ'' z - eksenini ve p ’nin xz düzlemi üzerindeki projeksiyonu arasındaki açıdır. Denklem (8.12)’den

$$\frac{d\sigma^e(\gamma \rightarrow a)}{d\Omega''} = \frac{2g_{ay}^2 E^2 a^2 c^2}{(2\pi)^2 q^2 (1 - \sqrt{1 - m_a^2 / q^2})^2} \sin^2 \left[\frac{qb}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{m_a^2}{q^2}} \right) \right] \quad (8.13)$$

$\theta \cong 0$ için

$$\frac{d\sigma^e(\gamma \rightarrow a)}{d\Omega''} = \frac{8g_{ay}^2 a^2 E^2}{(2\pi)^2 (q^2 - m_a^2)} \sin^2 \left(\frac{bq}{2} \right) \sin^2 \left(\frac{cq}{2} \sqrt{1 - \frac{m_a^2}{q^2}} \right) \quad (8.14)$$

$\theta = \pi/2$ için $\varphi'' = 0$ ve $m_a^2 \rightarrow 0$ ’a giderse

$$\frac{d\sigma^e(\gamma \rightarrow a)}{d\Omega''} = \frac{g_{a\gamma}^2 q^2 V^2 E^2}{(2\pi)^2 \cdot 2} + O(m_a^4) \quad (8.15)$$

ve

$$\frac{d\sigma^e(\gamma \rightarrow a)}{d\Omega''} = \frac{8g_{a\gamma}^2 a^2 E^2}{(2\pi)^2 q^2} \sin^2\left(\frac{bq}{2}\right) \sin^2\left(\frac{cq}{2}\right) + O(m_a^4) \quad (8.16)$$

V için, $V = 1m \times 1m \times 1m$, elektrik alan yoğunluğu $E = 100 \text{ kV/m}$, foton uzunluğu $\lambda = 10^{-5} \text{ cm}$ ve $m_a \cong 10^{-5} \text{ eV}$. Bu durumda (8.15)'de verilen çapraz bölüm $\frac{d\sigma(\gamma \rightarrow a)}{d\Omega} \cong 8 \times 10^{-22} \text{ cm}$ dir. Axionun temelde foton hareket yönünde oluşturulduğunu görürüz. KSVZ modelinde sonuca ulaşmak için şu bilgiye ihtiyacımız vardır. $g_\gamma^2(\text{KSVZ}) \cong 7.26 \times g_\gamma^2(\text{DSFZ})$ dir. Bu durum için $q^2 \rightarrow m_a^2$, (8.13) ve (8.14) den

$$\frac{d\sigma^e(\gamma \rightarrow a)}{d\Omega} = \frac{2g_{a\gamma}^2 a^2 c^2 E^2}{(2\pi)^2} \sin^2\left(\frac{bq}{2}\right) \quad (8.17)$$

$a = c = 1m$ için elektrik alan yoğunluğu $E = 100 \text{ kV/m}$ ve $m_a = 1 \text{ eV}$. Öyleyse çapraz bölüm $d(\gamma \rightarrow a)/d\Omega \cong 8.1 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$ dir. Manyetik alan yönü z- eksenine paralel olarak düşünelim. Örneğin $F^{12} = -F^{21} = B$ olsun. Bu durumda ;

$$\frac{d\sigma^m(\gamma \rightarrow a)}{d\Omega} = \frac{g_{a\gamma}^2 F_m^2 (q-p)}{2(2\pi)^2} q^2 \left(1 - \frac{q_z^2}{q^2}\right) \quad (8.18)$$

Burada F_m manyetik bölge için oluşum faktörüdür.

$$F_m(k) = \frac{4\pi BR}{k_z \sqrt{k_x^2 + k_y^2}} J_1\left(R \sqrt{k_x^2 + k_y^2}\right) \sin\left(\frac{hk_z}{2}\right) \quad (8.19)$$

Burada J_1 ilk sıradaki Bessel işlevidir. Foton momentumu z-eksenine paralel olduğunda (manyetik alan yönünde olunca) DCS'nin gözden kaybolması söz konusu olur. Bu durum şunu ifade eder; şayet foton momentumu EM alanına paralel ise böylece orada değişim olmaz. Şayet foton momentumu x-eksenine paralel ise örneğin $q^\mu=(q,q,0,0)$ buradan;

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^m(\gamma \rightarrow a)}{d\Omega'} &= 2g_{a\gamma}^2 R^2 B^2 J_1^2 Rq \sqrt{\left(1 - \cos\theta \sqrt{1 - \frac{m_a^2}{q^2}}\right)^2 + \left(1 - \frac{m_a^2}{q^2}\right) \sin^2 \theta \cos^2 \varphi'} \\ &\times \left[\left(1 - \cos\theta \sqrt{1 - \frac{m_a^2}{q^2}}\right)^2 + \left(1 - \frac{m_a^2}{q^2}\right) \sin^2 \theta \cos^2 \varphi \right]^{-1} q^{-2} \\ &\times \sin^2 \left(\frac{hq}{2} \sqrt{1 - \frac{m_a^2}{q^2}} \sin \theta \sin \varphi' \right) \left[\left(1 - \frac{m_a^2}{q^2}\right) \sin^2 \theta \sin^2 \varphi'^2 \right]^{-1} \end{aligned} \quad (8.20)$$

Burada φ' , y - z düzlemindeki p projeksiyonu ile y-ekseni arasındaki açıdır.

$$\frac{d\sigma^m(\gamma \rightarrow a)}{d\Omega'} = \frac{1}{2} g_{a\gamma}^2 R^2 h^2 B^2 J_1^2 \left[Rq \left(1 - \sqrt{1 - \frac{m_a^2}{q^2}}\right) \right] \left(1 - \sqrt{1 - \frac{m_a^2}{q^2}}\right)^{-2} \quad (8.21)$$

$\theta = 0$ için

$$\frac{d\sigma^m(\gamma \rightarrow a)}{d\Omega'} = \frac{1}{2} g_{a\gamma}^2 R^2 h^2 B^2 J_1^2 \left(Rq \sqrt{2 - \frac{m_a^2}{q^2}} \right) \left(2 - \frac{m_a^2}{q^2}\right)^{-1} \quad (8.22)$$

$\theta = \pi/2$ için $\varphi' = 0$ dır, $m_a^2 \ll q^2$ durumunda şu bağıntı dikkate alınır.

$$\lim_{p \rightarrow q} \frac{J_1(R(q-p))}{q-p} = \frac{R}{2} \text{ ve (8.21) ve (8.22) denklemlerinden}$$

$$\frac{d\sigma^m(\gamma \rightarrow a)}{d\Omega'} = \frac{g_{ay}^2 V^2 B^2 q^2}{2(2\pi)^2} + O(m_a^4), \quad V \equiv \pi R^2 h \quad (8.23)$$

ve

$$\frac{d\sigma^m(\gamma \rightarrow a)}{d\Omega'} = \frac{1}{4} g_{ay}^2 R^2 h^2 B^2 J_1^2(\sqrt{2}Rq) + O(m_a^4) \quad (8.24)$$

(8.23) den şu görülür ki, foton hareketi yönündeki DCS, B büyüklüğüne, V boşluk

hacmine ve q foton momentumuna bağlıdır. (8.24) formülünü takiben $P_n = \frac{\mu_n}{R\sqrt{2}}$

ile $n = 0, \pm 1, \pm 2$ olduğu zaman DCS ortadan kaybolur ve en büyük değerine ulaşır.

$$\frac{d\sigma^m(\gamma \rightarrow a)}{d\Omega'} = \frac{1}{4} g_{ay}^2 R^2 h^2 B^2 J_1(\mu'_n) \quad (8.25)$$

P_n için $P_n = \mu'_n / R\sqrt{2}$ burada μ_n ve μ'_n $J_1(\mu_n) = 0$ 'nın kökleridir ve $J_1'(\mu'_n) = 0$ dır.

Lazerden gelen ilk foton enerjisi q_0 , momentumu $p = (q_0^2 - m_a^2)^{1/2}$ ve enerjisi q_0 olan axionu üretmek için EM alanındaki bir sanal fotonla etkileşir. Sıradan maddelerle son derece zayıf etkileşime girer. Sıradan maddelerle son derece zayıf etkileşimlerinden dolayı duvarı delip geçen axionların dışında her şeyi elimine etmek için foton ışınları bloke edilir. (Bu gibi korunumlar düşük enerjili lazer ışınları için doğru bir yaklaşımdır). Böyle axionlarla ikinci EM alandaki hakiki fotonlar gerçek foton enerjisi q_0 üretmek için etkileşirler. Buradaki EM alan sadece manyetik alan olarak anlaşılmaz, bunun yanında kondansatörün elektrik alanı olarak da anlaşılır. Axion

sinyallerini diğer sinyalden ayırmak için EM alana kapalı durumda ölçüm yapılmalıdır. Bu sonuçlardan axion kütlesi, elde edildiği gibi f_a limitleri de elde edilir.



SONUÇLAR

Temel Parçacık Fizikçilerinin, deneysel kanıtı olmayan parçacıklarından biri olarak kabul ettikleri axion, elde edilmesi en zor olanlardan biridir. Yapılan çalışmalar, axion hipotezinin aşağıda ki deneylerle kanıtlanabileceğini göstermiştir.

- 1) Axion kütlesinin, foton enerjisinden daha küçük değerleri için, axionlar Primakoff süreciyle üretilebilir.
- 2) Güneş kaynaklı axionlar, dış bir elektromanyetik alan etkisiyle x-ışınlarına tekrar dönüşmeleri sırasında ortaya çıkabilir.
- 3) Nükleer reaktörlerin 10^{-6} axion/ γ mertebesi oranında axionlar yayması beklenir.
- 4) Axionların araştırılmasında, BFR deneyi 3×10^6 GeV'in altında ki fotonlar ile yapılan çiftlenimleri gözönüne almazken, Halka-Lazer deneyi 10^5 GeV'luk enerjiye kadar olan çiftlenimleri de ele almıştır.

KAYNAKLAR

1. BIBBER, K.V., DAGDEVIREN, N.R., KOONIN, S.E. and NELSON, H.N. 1987. Proposed Experiment to Produce and Detect Light Pseudoscalars. *Phy. Rev. Lett.* , Vol. 59, No: 7, P.759-762.
2. BIBBER, K.V., MICINTERY, P.M., MORRIS, D.E., RAFFELT, G.G.1989. Design for a Practical Laboratory Detector for Solar Axions. *Phy. Rev. D*, Vol. 39, No:8, P.2089-2099.
3. CHENG, H.Y. 1987. The Strong CP Problem Revisited. Indiana University, Bloomington, U.S.A.
4. CHENG, S.L., GENG, C.Q. and NI, W.T. 1995. Axion-Photon Couplings in Invisible Axion Models. *Phy. Rev. D*, Vol.52, No:5, P. 3132-3135.
5. COOPER, L. and STEDMAN, G.E. 1995. Axion Detection by Ring Lasers. *Phy. Lett. B*, Vol. 357,P. 464-468.
6. GASPERINI, M.1987. Axion Production by Electromagnetic Fields. *Phy. Rev. Lett.* , Vol. 59, No: 4, P. 396-398.
7. KIM, J.E. 1986. Light Pseudoscalars, Particle Physics and Cosmology. Seoul National University, Korea.
8. KRAUSS, L., MOODY, J., WILCZEK, F. and MORRIS, D.E. 1985. Calculations for Cosmic Axions Detection. *Phy. Rev. Lett.* , Vol. 55, No: 17, P. 1797-1800.
9. LONG, H.N., SOA, D.V. and TRAN, T.A. 1995. Electromagnetic Detection of Axions. *Phy. Lett. B*, Vol. 357, P. 469-474.
10. NEZRICK, F.A., LAZARUS, D.M. and SIMITH, G.C. 1992. Search for Solar Axions. *Phy. Rev. Lett.* , Vol. 69, No: 16, P. 2333-2336.
11. PECCEI, R.D. and QUINN, H.R. 1977. CP conservation in the Presence of Pseudoparticles. *Phy. Rev. Lett.* , Vol. 38, No: 25, P. 1440-1443.
12. PECCEI, R.D. and QUINN, H.R. 1977. Constraints Imposed by CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles. *Phy. Rev. D*, Vol. 16, No: 6, P. 1791-1797.
13. RAFFELT, G.G. 1990. Astrophysical Methods to Constrain Axions and Other Novel Particle Phenomena. Max-Planck für Physik, München, Germany.
14. SIKIVIE, P. 1996. The Pool-Table Analogy with Axion Physics. *Physics Today*.
15. SIKIVIE, P. 1985. Detection Rates for "Invisible" Axion Searches. *Phy. Rev. D*, Vol. 32, No: 11, P. 2988-2991.

16. SIKIVE, P. 1983. Experimental Tests of the “Invisible” Axion. *Phy. Rev. Lett.*, Vol. 51, No:16, P. 1415-1417.
17. SIMITH, P.F. and LEWIN, J.D.1990. Dark Matter Detection. *Phy. Rep.*, Vol. 187, No:5, P.203-280.
18. WEINBERG, S.1978. A New Light Boson? *Phy. Rev. Lett.* , Vol. 40, No:4, P. 223-226.
19. WILCZEK, F. 1978. Problem of Strong P and T Invariance in the Presence of Instantons. *Phy. Rev. Lett.* , Vol. 40, No:5, P. 279-282.



ÖZGEÇMİŞ

1971 yılında Rize'de doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini İzmit'te tamamladı. 1989 yılında girdiği Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Lisans Bölümünden 1994 yılında mezun oldu. Aynı yıl Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Ana Bilim Dalı'nda Yüksek Lisans öğrenimine başladı.

1995 yılından beri Kocaeli Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde Araştırma Görevlisi olarak görev yapmaktadır.

