

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**ELEKTRON-POZİTRON ÇARPIŞMALARINDA
REZONANS VE ÇİFT ÜRETİM SÜREÇLERİ**

Volkan ARI

FİZİK ANABİLİM DALI

ANKARA

2007

Her hakkı saklıdır

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

ELEKTRON-POZİTRON ÇARPIŞMALARINDA REZONANS VE ÇİFT ÜRETİM SÜREÇLERİ

Volkan ARI

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Orhan ÇAKIR

Bu çalışmada elektron ve pozitron çarpışmasında rezonans süreçleri ve parçacıkların çift üretim süreçleri incelenmiştir. Ayrıca ilk durum ışınlarının sonuçlar üzerindeki etkisi de hesaba katılmıştır. Parçacıkların rezonansa üretilmeleri durumunda elde edilen teorik değerler deneysel verilerle karşılaştırılmış ve bu parçacıkların bozunma genişliğindeki serbest parametreler belirlenmiştir. Düşük enerjilerde mezon üretimi tesir kesiti ve yüksek enerjilerde Z' bozonu üretim tesir kesiti hesaplanarak bilinmeyen parametreler üzerine ve yeni fizik aday modellerin parametreleri üzerine sınırlamalar getirilmiştir.

2007, 62 Sayfa

Anahtar Kelimeler:Rezonans, Çift Üretim, Elektron, Pozitron, Çarpışmalar

ABSTRACT

Master Thesis

RESONANCE AND PAIR PRODUCTION PROCESSES IN ELECTRON-POSITRON COLLISIONS

Volkan ARI

Ankara University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Orhan ÇAKIR

In this study, resonance and pair production processes in electron-positron collisions have been examined. Additionally, initial state radiation effects on the results have been calculated. Theoretical results have been compared to the experimental data for the resonance production of the particles, and the free parameters in the widths of these particles have been determined. Cross section for the meson production at low energies and the cross section of Z' boson production at high energies have been calculated. Unknown parameters of the new physics model have been limited.

2007, 62 pages

Key Words: Resonance, Pair Production, Electron, Positron, Collisions

TEŐEKKÖR

Çalıőmalarıma yön veren, araőtırmalarımın her adımında bilgi, öneri, ve yardımlarını esirgemeyen danışman hocam Prof. Dr. Orhan ÇAKIR' a ve öğrenim hayatım boyunca hiçbir desteğini benden esirgemeyen aileme sonsuz teőekkürlerimi sunarım.

Bu tez çalıőması, 'DPT2006K-120470 Nolu **Türk Hızlandırıcı Merkezinin Teknik Tasarımı ve Test Laboratuvarlarının Kurulması**', isimli proje tarafından desteklenmiőtir.

Volkan ARI

Ankara, Temmuz 2007

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	v
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vi
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	viii
1. GİRİŞ.....	1
2. STANDART MODEL.....	2
3. STANDART MODEL ÖTESİ.....	4
4. ELEKTROMANYETİK ETKİLEŞME VE POZİTRONYUM.....	5
5. GÜÇLÜ ETKİLEŞMELER VE KUARKONYUM.....	7
6. MEZONLAR.....	9
6.1 Charm Kuark ve Parçacık Fizikine Girişi.....	10
7. REZONANS VE ÇİFT ÜRETİM.....	11
7.1 Rezonans.....	11
7.2 Çift Üretim.....	12
7.3 Kütle Merkezi Enerjisi ve Momentum.....	12
8. DÜŞÜK ENERJİLERDE REZONANS VE ÇİFT ÜRETİM.....	15
8.1 D Mezonların Çift Üretimi.....	15
8.2 D Mezonların Bozunumu	23
8.2.1 D Mezonların Yarı-Leptonik Bozunumu.....	23
8.2.2 D Mezonların Leptonik Bozunumu.....	31
9. YÜKSEK ENERJİLERDE REZONANS VE ÇİFT ÜRETİM.....	34
9.1 Z' Bozonunun Bozunumu.....	35
9.2 Müon ve b-kuark Çift Üretim.....	40
10. SONUÇ.....	59
KAYNAKLAR.....	61
ÖZGEÇMİŞ.....	62

SİMGELER DİZİNİ

f_{\pm}	Form faktörü
f_{ψ}	ψ mezon bozunum sabiti
G_F	Fermi sabiti
Γ	Bozunma genişliği
γ^{μ}	Dirac Matrisi
α	Elektromanyetik ince yapı sabiti
M	Feynman genliği
ε_{μ}	Kutuplanma vektörü
L	Işınlık
L	Lagranjyen
μ, ν	Lorentz indisleri
$g^{\mu\nu}$	Minkowski metriği
σ	Tesir kesiti
θ_c	Cabibbo açısı
CLIC	Compact Linear Collider

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 Temel fermiyon aileleri ve bunların kuvvet taşıyıcıları.....	2
Şekil 7.1 $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \mu^- \mu^+$ süreci için Feynman diyagramı.....	11
Şekil 7.2 Çift üretim için Feynman diyagramı.....	12
Şekil 8.1 Elektron-Pozitron çarpışmasında D mezonların çift üretimi.....	15
Şekil 8.2 Tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine göre değişimi.....	22
Şekil 8.3 $D^- \rightarrow K^0 l^- \bar{\nu}_l$ bozunum sürecinin Feynman diyagramı.....	23
Şekil 8.4 Diferansiyel bozunma genişliğinin çıkan mezounun ve leptonun enerjisine göre değişim grafiği.....	27
Şekil 8.5 Diferansiyel bozunum genişliğinin çıkan mezounun enerjisine göre değişim grafiği.....	29
Şekil 8.6 Diferansiyel bozunma genişliğinin çıkan leptonun enerjisine göre değişim grafiği.....	30
Şekil 9.1 Z' bozununun fermiyonlara bozunumunu gösteren Feynman diagramı.....	35
Şekil 9.2 $Z' \rightarrow W^+W^-$ bozunum sürecinin Feynman diagramı.....	37
Şekil 9.3 Z' 'in toplam bozunum genişliğinin kütlelerine göre değişimi.....	39
Şekil 9.4 Dallanma oranının Z' kütlelerine göre değişimi.....	40
Şekil 9.5 Elektron ve pozitronun yok olması sonucunda bir fermiyonun ve bir anti-fermiyonun yaratılma sürecinin Feynman diagramı.....	40
Şekil 9.6 Z' kütlelerinin $500 GeV$ olarak alındığı durum için tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine göre değişimi (müon son durum).....	49
Şekil 9.7 Z' kütlelerinin $500 GeV$ olarak alındığı durum için tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine göre değişimi (b kuark son durum).....	50
Şekil 9.8 Z' kütlelerinin $500 GeV$ olarak alındığı durum için tesir kesitinin ve ISR'nin olduğu durumdaki tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine göre değişimi (müon son durum).....	50
Şekil 9.9 Z' kütlelerinin $500 GeV$ olarak alındığı durum için tesir kesitinin ve ISR'nin olduğu durumdaki tesir kesitinin kütle merkezienerjisine göre değişimi (b kuark son durum).....	51

Şekil 9.10 Z' kütlesinin kütle merkezi enerjisine eşit olduğu durum için tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine göre değişimi (son durum müon).....	51
Şekil 9.11 Z' kütlesinin kütle merkezi enerjisine eşit olduğu durum için tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine göre değişimi (son durum bkuark).....	52
Şekil 9.12 $Z' = 500 \text{ GeV}$ ve $\sqrt{s} = 3000 \text{ GeV}$ de $C_V^{\mu'} = C_V^{e'}$, $C_A^{\mu'} = C_A^{e'}$ durumu için tesir kesitinin değişimi (Background etkisi 0,012 pb).....	54
Şekil 9.13 $M_{Z'} = 1000 \text{ GeV}$ ve $\sqrt{s} = 3000 \text{ GeV}$ de C_V ve C_A için 3σ ve 5σ kontur grafiği.....	54
Şekil 9.14 $M_{Z'} = 1000 \text{ GeV}$ ve $\sqrt{s} = 1000 \text{ GeV}$ de $C_V^{\mu'} = C_V^{e'}$, $C_A^{\mu'} = C_A^{e'}$ durumu için tesir kesitinin değişimi (son durum $\mu^- \mu^+$)	55
Şekil 9.15 $M_{Z'} = \sqrt{s} = 1000 \text{ GeV}$ de C_V ve C_A için 3σ ve 5σ kontur grafiği	55

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1 Ayar bozonları ve üç çeşit etkileşmenin şiddet karşılaştırması.....	3
Çizelge 9.1 SSM dahilinde $M_{Z'}$ ve \sqrt{s} değişimine göre istatistik gözlenebilirlik (son durum müon).....	52
Çizelge 9.2 SSM dahilinde $M_{Z'}$ ve \sqrt{s} değişimine göre istatistik gözlenebilirlik (son durum b kuark).....	53
Çizelge 9.3 $\sqrt{s}=3000$ GeV ve $M_{Z'}=1000$ GeV için tesir kesitinin $C_{V^{\mu'}}$, $C_{A^{\mu'}}$, $C_{V^{e'}}$ ve $C_{A^{e'}}$ parametrelerine göre değişimi	56
Çizelge 9.4 $\sqrt{s}=3000$ GeV ve $M_{Z'}=1000$ GeV için istatistik gözlenebilirliğin $C_{V^{\mu'}}$, $C_{A^{\mu'}}$, $C_{V^{e'}}$ ve $C_{A^{e'}}$ parametrelerine göre değişimi.....	56
Çizelge 9.5 ISR olduğu durumda $\sqrt{s}=3000$ GeV ve $M_{Z'}=1000$ GeV için tesir kesitinin $C_{V^{\mu'}}$, $C_{A^{\mu'}}$, $C_{V^{e'}}$ ve $C_{A^{e'}}$ parametrelerine göre değişimi.....	57
Çizelge 9.6 ISR olduğunda $\sqrt{s}=3000$ GeV ve $M_{Z'}=1000$ GeV için istatistik gözlenebilirliğin $C_{V^{\mu'}}$, $C_{A^{\mu'}}$, $C_{V^{e'}}$ ve $C_{A^{e'}}$ parametrelerine göre değişimi.....	58

1. GİRİŞ

Bugünkü enerjilerde (<200 GeV) yapılan elektron ve pozitron yok olma deneylerinde rezonans, tek üretim ve çift üretim olayları gözlenebilir. Eğer çarpışan elektron ve pozitronun kütle merkezi enerjisi bir rezonans parçacığının kütlesi civarında olursa rezonans parçacıkları oluşabilir. Bu rezonans parçacıkları kısa ömürlü ve yeni skaler mezon çiftlerine (örneğin $\psi \rightarrow D^+, D^-$ veya D^0, \bar{D}^0) bozunabilirler. Örneğin ψ vektör mezonu bir c kuark ve bir anti c kuarkın bağlı durumudur ve kararsız yapıdadır. Bu vektör mezonun bozunmasından oluşan parçacık çiftleri, rezonans parçacığını oluşturan kuarklardan birinin yanı sıra bozunum sonucunda ortaya çıkan enerji artışının yarattığı anti-kuarklardan birini taşırlar. Sonuçta ortaya çıkan bu mezonlar da bozunarak daha kararlı yapıların oluşmasına yol açarlar. Bu bozunumlar yeni fizik incelemeleri açısından büyük önem taşımaktadırlar. Bozunumları hadronik, leptonik, yarı-leptonik ve nadir bozunumlar yapısı altında sınıflandırmak mümkündür.

Yüksek enerjilere çıkıldıkça Standart Model bazı temel sorulara cevap verememektedir. Bu doğrultuda Standart Model ötesine geçme gereksinimi doğar. Yüksek enerjilerde bu modeller Standart Modelin öngörmediği sanal kuvvet taşıyıcılarını öngörürler. Bu sanal kuvvet taşıyıcılarının tesir kesitlerini, bozunma genişliklerini incelemek ve yeni faaliyete geçecek olan yüksek enerjili çarpıştırıcılardan alınacak olan verilerle karşılaştırılarak Standart Model ötesi teoriler hakkında önemli gelişim sağlayacaktır.

Bu çalışmanın ilk kısmında, elektron-pozitron çarpışmasında $\psi(3770)$ vektör mezon üretimi için rezonans tesir kesiti hesaplanmıştır. D mezonlarının çift üretim tesir kesitleri etkin Hamiltoniyen yöntemi kullanılarak form faktörleri cinsinden hesaplanmıştır. D mezonlarının leptonik ve yarı-leptonik bozunumları için yüklü akım etkileşimleri dikkate alınarak son durum parçacıklarının enerji dağılımları verilmiştir.

İkinci kısımda ise yüksek enerjilerdeki elektron-pozitron çarpışmalarında Standart Model ötesinde ön görülen Z' taşıyıcı bozonu göz önüne alınarak tesir kesitleri ve istatistik gözlenebilirlik hesaplanmıştır. Ayrıca başlangıç durum ışımalarının tesir kesitleri üzerindeki etkileri de göz önüne alınmıştır..

2. STANDART MODEL

Standart Model evrendeki yüzlerce parçacığı ve karmaşık etkileşmeleri birkaç temel parçacık ve etkileşme ile açıklayabilen bir teoridir. Bu model dahilinde temel fermiyonlar, leptonlar ve kuarklar olarak sınıflandırılırlar, Şekil 2.1. Ayrıca, bu temel fermiyonlara ilave olarak kuvvet taşıyıcıları olan (γ, W^\pm, Z^0 ve g) vektör bozonları da vardır. Kuarklar ve leptonlar üçer aile olarak sınıflandırılırlar.

TEMEL PARÇACIKLAR

KUARK	u	c	t	γ
	d	s	b	g
LEPTON	ν_e	ν_μ	ν_τ	Z
	e	μ	τ	W
				KUVVET TAŞIYICILARI

Şekil 2.1 Temel fermiyon aileleri ve bunların kuvvet taşıyıcıları

Leptonlar ve kuarklar için birinci aileler hafif elemanlardan oluşurken, üçüncü aileler en ağır elemanlardan oluşurlar. Evrende gözlemleyebildiğimiz kararlı yapılarda, lepton ve kuarkların kararlı olan birinci aile elemanları bulunmaktadır.

Bu temel fermiyonlar arasındaki etkileşmelerden bahsedebiliriz. Bugünkü bilgilerimiz bize doğada dört temel etkileşmenin var olduğunu söylemektedir. Bu etkileşmeler; güçlü, elektromanyetik, zayıf ve gravitasyonel olarak bilinirler, Çizelge 2.1. Bunların yalnızca ilk üçü Standart Model tarafından içerilmektedir.

Çizelge 2.1 Ayar bozonları ve üç çeşit etkileşmenin şiddet karşılaştırması

Taşıyıcı	Yük	Kütle(GeV)	Spin	Kuvvet	Şiddet (iki u kuark için) ($r=10^{-18}$ m)
Gluon	0	0	1	Güçlü	1
Foton	0	0	1	EM	0.04
W^{\pm}	± 1	80.41	1	Zayıf	0.032
Z^0	0	91.187	1	Zayıf	0.032

Standart Model'e göre, elektrik yükü taşıyan bütün parçacıklar arasında elektromanyetik kuvvet vardır ve bu elektromanyetik etkileşme foton değiş-tokuşu ile ortaya çıkar.

Zayıf kuvvet ise bütün kuarklar ve leptonlar tarafından hissedilebilir ve dolayısıyla zayıf etkileşim yükleri söz konusudur. Zayıf etkileşmeler W^{\pm} ve Z bozonlarının değiş-tokuşu sonucunda ortaya çıkarlar. Bu çerçevede u, c, t kuarklar W^+ bozonu yayınlamaya veya W^- bozonu ile birleşerek d, s veya b kuaklarından birine dönüşebilirler. Bu dönüşümlerin aynı kuark ailesi içerisinde gerçekleşme olasılığı, farklı aileler arasındaki geçişlerden daha fazladır.

Standart modelin açıklama getirebildiği üçüncü kuvvet şiddetli kuvvettir. Bu kuvvet kuark ve gluonlar tarafından algılanabilir. Güçlü kuvvet kuarklar arasındaki etkileşmeyi sağlayarak hadronların oluşmasını sağlar. Güçlü kuvvette renk yükü ortaya çıkar ve kuarklar kırmızı, yeşil ve mavi renk durumlarından birinde olabilirler. Şiddetli kuvvette etkileşmeyi sağlayan gluonlar da kuarklar gibi bir renk ve bir de anti-renk yükü taşırlar bu nedenle renkli olan parçacıklar gluon alış-verişinde bulunabilirler. Elektrik yüklü parçacıklar nasıl ki foton alış verişiyle etkileşiyorlarsa, renk yüküne sahip kuarklar da gluon alış verişiyle birbirleriyle etkileşirler.

3. STANDART MODEL ÖTESİ

Her kuram gibi Standart Model'in de başarı veya başarısızlığı teorik hesaplarla deneysel bulguların karşılaştırılması sonucunda bulunur. Standart Model şimdiye kadar alınan verilerle iyi bir uyum içindedir. Fakat bunun yanı sıra eksiklikleri de vardır. Standart Model ötesine geçme gereksinimi doğuran eksikliklerden bir kaçını şu şekilde sıralayabiliriz:

i) Standart Modelde temel parçacık kütleleri, etkileşme sabitleri, Cabibbo açısı gibi bir çok parametreye ihtiyaç vardır. Standart Modelde kuramsal bir öngöründe bulunabilmek için bu parametrelerin deneylerle ölçülmesi gerekmektedir. Standart Model bu parametreler hakkında bir şey söyleyemez.

ii) Standart Modelin elektromanyetik, zayıf ve güçlü kuvveti içermesine karşın, bu üç kuvvet tam olarak birbirleriyle karışmamışlardır. Her bir kuvvetin kendine özgü taşıyıcı bozonları ve etkileşme sabitleri vardır. Kuvvetler arasındaki bu farkın sebebi nedir?

iii) Standart Model, lepton ve kuark ailelerinin varlığı hakkında bir açıklama getirememektedir. Doğada neden üç aile vardır? Aileleri birbirinden ne ayırt etmektedir? Ailelerdeki fermiyon kütleleri arasındaki fark neden kaynaklanmaktadır?

iv) Standart Model, kütle çekim kuvveti hakkında hiçbir öngöründe bulunamaz. Kütle çekimi bilinen kuvvetler içerisinde en zayıf kuvvet olmasına karşın evreni anlamaya çalıştığımızda en önemli kuvvet olarak karşımıza çıkar. Gezegen boyutundaki cisimler için hissedilen tek kuvvettir. Böyle bir kuvvetin Standart Model içerisinde yer almaması büyük bir eksikliklerdir.

4. ELEKTROMAGNETİK ETKİLEŞMELER VE POZİTRONYUM OLUŞUMU

Elektromagnetik etkileşmeler yüklü parçacıkları belli yörüngelerde bir arada tutabilir. Bu türdeki yapılar bağlı durumlar oluştururlar. Hidrojen atomu için yapılan incelemeler, elektron ve proton yerine başka parçacıkların alınması sonucunda elde edilen egzotik atomlara da uygulanabilir. Bu egzotik atomlar ($p^+\mu^-$, $p^+\pi^-$, $e^+e^- \dots$) kararlı değildirler, fakat bunların çoğu iyi bir spektrum verecek kadar uzun ömürlüdürler(Griffits 1987).

Pozitronyum ve hidrojen atomu arasında önemli bir fark vardır. Hidrojen atomu pozitronyuma göre çok ağırdır, yani ağır bir çekirdek etrafında dolanan elektron sistemi yerine pozitronyum da genel bir merkez etrafında dolanan eşit kütleli iki parçacıkla uğraşırız. Bu iki-cisim problemi indirgenmiş kütle tanımını kullanılarak tek cisim problemine indirgenir.

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (4.1)$$

Eğer potansiyel yalnızca $r = |r_2 - r_1|$ uzaklığının bir fonksiyonu olursa ve kütle merkezi sisteminde çalışırsak ($\vec{P}_1 = -\vec{P}_2 = \vec{P}$) Hamiltoniyen şu şekilde olur:

$$H = \frac{P^2}{2\mu} + V(r) \quad (4.2)$$

Bu Hamiltoniyen, P momentumlu ve μ kütleli tek bir parçacığın hareketini tasvir eder ve 1. ile 2. parçacık arasındaki radyal uzaklık r dir. Pozitronyumda potansiyel hidrojen atomunda olduğu gibi Coloumb potansiyelidir ($V = -\frac{e^2}{r}$), fakat hidrojen atomundan farklı olarak $m_1 = m_2 = m$ ve $\mu = \frac{m}{2}$ alınır.

Hidrojen atomu için enerji düzeyleri şu şekilde verilir ($\alpha = e^2$);

$$E_n = -\frac{m e^4}{2n^2} = -\alpha^2 m \left(\frac{1}{2n^2}\right) = -13,6 \frac{eV}{n^2} \quad (n = 1, 2, \dots) \quad (4.3)$$

$m \rightarrow \frac{m}{2}$ alırsak pozitronyum için pertürbe olmamış enerji düzeyleri şu şekilde bulunur:

$$E_n^{poz} = \frac{1}{2} E_n = -\alpha^2 m \frac{1}{4n^2} \quad (n = 1, 2, \dots) \quad (4.4)$$

Pozitronyum için dalga fonksiyonunun ifadesi:

$$\psi_{nlm_l}^{poz}(r, \theta, \varphi) = \left\{ \left(\frac{1}{na}\right)^3 \frac{(n-l-1)!}{2n[(n+l)!]^3} \right\}^{1/2} e^{-r/2na} \left(\frac{r}{na}\right)^l L_{n-l-1}^{2l+1}\left(\frac{r}{na}\right) Y_l^{m_l}(\theta, \varphi) \quad (4.5)$$

L , birleşik Laguerre polinomudur ve ifadesi şu şekildedir;

$$L_{m-n}^n(\zeta) = (-1)^n \left(\frac{d}{d\zeta}\right)^n \left\{ e^\zeta \left(\frac{d}{d\zeta}\right)^m \left(e^{-\zeta} \zeta^m \right) \right\} \quad (4.6)$$

5. GÜÇLÜ ETKİLEŞMELER VE KUARKONYUM

Kuark modelinde mezonlar iki kuarkın ($q_i \bar{q}_j$) bağlı durumlarıdır ve hidrojen ile pozitronyum durumlarının incelenmesi için geliştirilen yöntemler mezonlara da uygulanabilir. Fakat mezonlarda durum biraz daha farklıdır:

1) Elektromanyetik kuvvetlerle etkileşen hidrojen ve pozitronyumdan farklı olarak, kuarklar güçlü kuvvetlerle bağlanırlar. Buna göre kuarkonyum için Coulomb potansiyelinden farklı bir potansiyel kullanılmalıdır ve bu potansiyelin formu şu şekildedir.

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + F_0 r \quad (5.1)$$

α_s renk dinamiğinin ince yapı sabitidir, $4/3$ uygun renk faktörü ve r kuarkonyumun etkin yarıçapıdır. Potansiyelin $1/r$ ile orantılı olan ilk kısmı kuark ve anti-kuark arasındaki gluon alış verişiyle ortaya çıkan potansiyele karşı gelir ve potansiyelin “Coulomb” kısmı olarak bilinir.

2) Mezonlardaki hafif kuarklar (u,d,s) görelî (relativistik) hızlarda hareket ederler, çünkü bu kuarkların bağlı durumları kuarkların kütlelerine göre çok daha ağırdır. Fakat sihirli (charm) ve üst (bottom) kuarkların (bunlar ağır kuarklardır!) hızı yeteri kadar küçüktür ve dolayısıyla relativistik etki bu durumları daha az etkiler.

Mezonlar için bir yaklaşıklık olarak dalga fonksiyonunun karesini $r \rightarrow 0$ durumu için şu şekilde alabiliriz:

$$|\psi(0)|^2 = \frac{1}{(\text{hadronun hacmi})} = \frac{3}{4\pi R_0^3} ; R_0 \cong 1 \text{ fm} \quad (5.2)$$

Bozunum genişliği için kuantum mekaniksel ifade şu şekilde verilir:

$$\Gamma(V \rightarrow l^+l^-) = 16 \pi \alpha^2 |\sum Q|^2 \frac{|\psi(0)|^2}{M_V^2} \quad (5.3)$$

M_V : Vektör mezonun kütlesi

$\psi(0)$: Mezonun ($r \rightarrow 0$) dalga fonksiyonu

$|\sum Q|^2$: Mezon tarafından içerilen kuarkların yüklerinin toplamının karesi

α : Elektromanyetik inceyapı sabiti

6. MEZONLAR

Kuark modeline göre mezonlar q_i kuark ve \bar{q}_j anti-kuarkın bağılı durumlarıdır (q_i ve q_j nin çeşnileri değişik olabilir). Bunlar tam sayılı spine sahip kararsız parçacıklardır. Mezonları oluşturan kuarkların spin yönelimlerine göre skaler ($s = 0$) ya da vektör ($s = 1$) mezonlar olarak isimlendirilirler.

SU(3) grup yapısında u,d,s kuarklarını içeren dokuz olası kombinasyon vardır ve hafif kuarkların bir okteti ile bir singleti şeklinde sınıflandırılırlar:

$$3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1 \quad (6.1)$$

Dördüncü kuark c için SU(3) grubunu da içerecek şekilde bir SU(4) grubu vardır. Fakat SU(4) grubu c' nin kütesinin daha ağır olması nedeniyle kırılır. Buna rağmen SU(4) grup yapısında 16 mezon şu şekilde sınıflandırılır.

$$4 \otimes \bar{4} = 15 \oplus 1 \quad (6.2)$$

$$\bar{q}_\beta \times q^\alpha = \left(\bar{q}_\beta q^\alpha - \frac{1}{4} \delta^{\alpha\beta} \bar{q}_\gamma q^\gamma \right) + \frac{1}{4} \delta^{\alpha\beta} \bar{q}_\gamma q^\gamma \quad ; \alpha, \beta, \gamma = 1,2,3,4 \quad (6.3)$$

$$P^\alpha_\beta = \begin{pmatrix} \eta (2950) & D^0 (1865) & D^+ (1870) & F^+ (1969) \\ D^0 (1865) & \frac{1}{\sqrt{2}} \pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}} \eta & \pi^+ & K^+ \\ D^- (1870) & \pi^- & -\frac{1}{\sqrt{2}} \pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}} \eta & K^0 \\ F^- (1969) & K^- & \bar{K}^0 & -\frac{2}{\sqrt{6}} \eta \end{pmatrix} \quad (6.4)$$

$$V^{\alpha}_{\beta} = \begin{pmatrix} \psi(3100) & D^{*0}(2007) & D^{*+}(2010) & F^{*+}(2112) \\ D^{*0}(2007) & \frac{1}{\sqrt{2}}\rho^0 + \frac{1}{\sqrt{2}}\omega & \rho^+ & K^+ \\ D^{*-}(2010) & \rho^- & -\frac{1}{\sqrt{2}}\rho^0 + \frac{1}{\sqrt{2}}\omega & K^{*0} \\ F^{*-}(2112) & K^{*-} & \overline{K^{*0}} & \varphi \end{pmatrix} \quad (6.5)$$

6.1 Sihirli Kuark ve Parçacık Fizikine Girişi

Kasım 1974 de yeni bir parçacık olan J/ψ vektör mezonu bulundu. Bu vektör mezon hadron kanalında pionlara bozunur. 3100 MeV kütleli ve bozunum genişliği 100 KeV dir. Bu keşif bizi 4. yeni bir kuantum sayısı olan “charm” a götürmüştür. Buna göre $J/\psi(3100)$ ($\bar{c}c$) vektör durumudur.

Sihirli kuarkın kütlesi yaklaşık olarak $J/\psi(3100)$ ‘ün yarısı kadardır (yani 1500 MeV civarındır.) Sihirli kuarklı mezonların kuark yapısı şu şekildedir: ($\bar{u}c$), ($\bar{c}u$), ($\bar{d}c$), ($\bar{c}d$) ve ($\bar{s}c$), ($\bar{c}s$). Bu kuark güçlü etkileşmelerde korunumludur ve bunun oluşturduğu mezonlar zayıf etkileşmelerle bozunurlar. Basitlik için bu mezonların kütlelerini, karşı gelen kuark kütlelerinin toplamı şeklinde alıyoruz.

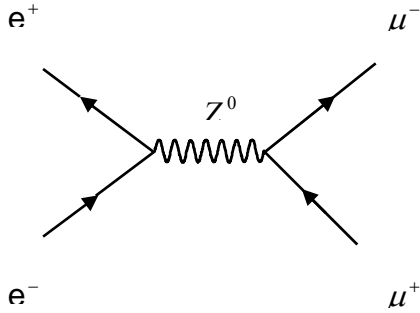
7. REZONANS VE ÇİFT ÜRETİM

7.1 Rezonans

Basit olarak rezonans parçacığı, kısa yaşama süresine sahip olan parçacıktır. Bozunmadan önce çok kısa yer değiştirme yaparlar. Ancak bu mesafenin herhangi bir detektör tarafından ölçülebilmesi mümkün değildir.

Parçacık fiziği deneylerinde tesir kesitini ölçebiliriz. Tesir kesitinin, kütle merkezi enerjisinin değişimine göre grafiği çizildiğinde belli bir enerji değerinde pikler gözlemlenir. Bu piklerin iki açıklaması vardır. Birincisi, pikin kendisi rezonans durumu veya rezonanstır. Bu durum tesir kesitinin maksimum olduğu enerji değeridir. İkincisi ise gerçek bir parçacığın varlığına kanıttır. Bu parçacık rezonans parçacığıdır. Her iki açıklamaya göre rezonans durumu ve rezonans parçacığı için özellikler saptanabilir. Rezonans parçacığı olarak yorumlanırsa yaşam ömrünü Heisenberg Belirsizlik ilkelerinden bulunur. $dE * dt \geq h/2$ denkleminde $t = h/dE$ yazılabilir. Rezonans durumu olarak yorumlanırsa yaşam ömrü bize rezonansın süresini verir.

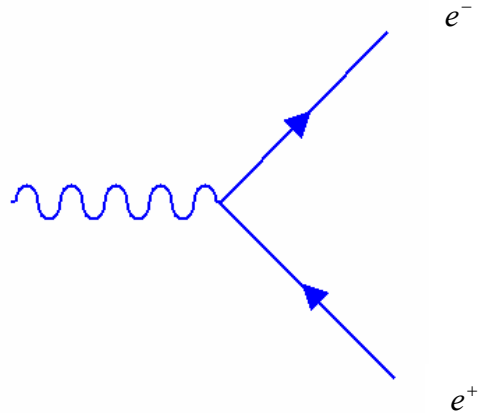
Çarpışan iki parçacığın rezonans parçacığı oluşturabilmesi için bu iki parçacık aynı kuantum özelliklerini taşımaları ve enerjileri toplamı, yaklaşık olarak gerçek parçacığın kütlesine yakın olmalıdır. Örnek olarak $e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+$ sürecinde kütle merkezi enerjisi yaklaşık 90 GeV alınırsa sanal foton yerine gerçek Z bozonu gözlemlenebilir. Burada Z bozonu rezonans parçacığıdır.



Şekil 7.1 $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \mu^-\mu^+$ süreci için Feynman diyagramı

7.2 Çift Üretim

Son durumda parçacık ve anti-parçacığın birlikte üretildiği süreçlerdir. Yüksüz bozondan (foton, Z , J/ψ) parçacık ile o parçacığın anti-parçacığının (yük dışındaki kuantum sayıları aynı) oluşma sürecidir. Yüksüz bozonunun bu iki parçacığı oluşturabilmesi için yeterli enerjiye sahip (eşik enerjisine) olması gerekir. Bu enerji değeri, parçacık ile anti-parçacığın durgun çerçevedeki enerji toplamından büyük eşit olmalıdır. Durgun çerçevede elektronun enerjisi $m_0c^2 = 0,511$ MeV olduğuna göre çift oluşum ancak ayar bozonun 1,022 MeV enerjiye sahip olması durumunda mümkün olacaktır.



Şekil 7.2 Çift üretim için Feynman diyagramı

Köşe noktasında dörtlü momentum ile birlikte spin, yük, lepton sayısı gibi kuantum sayıları korunmalıdır. Parçacık ile anti-parçacık birbirine eşit ve zıt yönde üçlü momentuma sahip olur.

7.3 Kütle Merkezi Enerjisi ve Momentum

E enerjili, \vec{p} momentumlu ve m kütleli bir parçacık için 4-lü momentum formu $p = (E, \vec{p})$ şeklindedir. 4-lü momentumun karesi $p^2 \equiv E^2 - |\vec{p}|^2 = m^2$ dir. Parçacığın

hızı $\beta = \frac{\vec{p}}{E}$ dir. β_f hızıyla hareket eden çerçevede enerji ve momentum (E^*, \vec{p}^*) ile gösterilirse şu şekilde bir Lorentz dönüşümü yapılabilir.

$$\begin{pmatrix} E^* \\ p_{\parallel}^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_f & -\gamma_f \beta_f \\ -\gamma_f \beta_f & \gamma_f \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ p_{\parallel} \end{pmatrix} \quad ; \quad p_T^* = p_T \quad (7.1)$$

Burada $\gamma_f = (1 - \beta_f^2)^{-1/2}$ ve $p_T(p_{\parallel})$ \vec{p} 'nin β_f 'e dik (paralel) bileşenidir.

m_1 ve m_2 kütleli iki parçacığın çarpışmasında kütle merkezi enerjisi Lorentz-invariant formda şu şekilde ifade edilir.

$$E_{cm} = \left[(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \right]^{1/2} \quad (7.2)$$

$$E_{cm} = \left[E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 - |\vec{p}_1|^2 - |\vec{p}_2|^2 - 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2 \right]^{1/2} \quad (7.3)$$

$$E_{cm} = \left[E_1^2 - m_1^2 + E_2^2 - m_2^2 + 2E_1 E_2 (1 - \beta_1 \beta_2 \cos \theta) \right]^{1/2} \quad (7.4)$$

θ çarpışan parçacıklar arasındaki açıdır.

m_2 parçacığının durgun olduğu ($\vec{p}_2 = \vec{0}$, $E_2 = m_2$) laboratuvar çerçevesinde kütle merkezi enerjisi şu şekilde olur.

$$E_{cm} = \left[E_{lab}^2 + E_2^2 + 2E_{lab} E_2 - |\vec{p}_1|^2 \right]^{1/2} \quad (7.5)$$

$$E_{cm} = \left[m_1^2 + m_2^2 + 2E_{lab} m_2 \right]^{1/2} \quad (7.6)$$

Laboratuvar çerçevesinde kütle merkezinin hızını veren ifade aşağıdaki gibidir.

$$\vec{\beta}_{cm} = \frac{\vec{p}_{lab}}{E_{lab} + m_2} \quad (7.7)$$

m_2 kütleli parçacık durgun olduğundan $\vec{p}_{lab} \equiv \vec{p}_{lab}$ olur. Bu durumda şu bağıntıyı elde edebiliriz.

$$\gamma_{cm} = (1 - \beta_{cm}^2)^{-1/2} \quad (7.8)$$

$$\gamma_{cm} = \left(1 - \frac{p_{lab}^2}{(E_{lab} + m_2)^2} \right)^{-1/2} \quad (7.9)$$

$$\gamma_{cm} = \frac{E_{lab} + m_2}{E_{cm}} \quad (7.10)$$

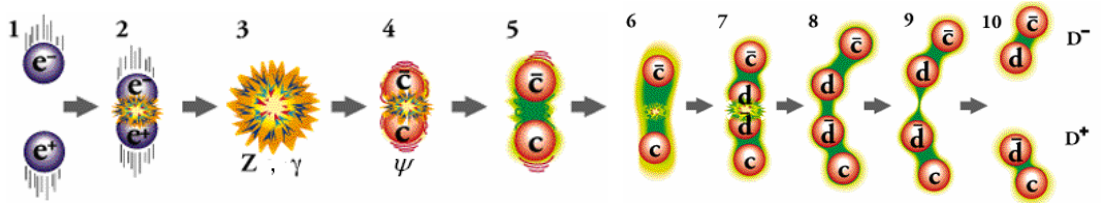
1.ve 2. parçacıkların kütle merkezi momentumlarının büyüklüğü şu şekildedir.

$$\beta_{cm} = p_{lab} \frac{m_2}{E_{cm}} \quad (7.11)$$

8. DÜŞÜK ENERJİLERDE REZONANS VE ÇİFT ÜRETİM

8.1 D Mezonların Çift Üretimi

D mezonları, elektron ve pozitronun 3770 MeV kütle merkezi enerjisinde ortaya çıkan psi $\psi(\bar{c}c)$ rezonans parçacığının bozunması sonucunda üretilirler.



Şekil 8.1 Elektron-pozitron çarpışmasında D mezonların çift üretimi

Şekil 8.1’de elektron ve pozitron çarpışarak yok olurlar, bunun sonucunda sanal kuvvet taşıyıcısı olan foton ve Z^0 vektör bozonu ortaya çıkar. Eğer kütle merkezi enerjisi yeterli düzeyde olursa psi vektör mezonu oluşabilir. Bu vektör mezon kararsız bir yapıya sahip olduğundan kısa bir süre içerisinde bozunacaktır. Bu bozunum sırasında psi vektör mezonunu oluşturan charm kuarklar birbirlerinden uzaklaşmaya başlarlar ve aralarındaki enerji miktarı artar. Sonuçta bu enerjideki artış yeni iki mezonun oluşumuna olanak sağlar ve böylece iki D mezonu üretilmiş olur.

Böyle bir süreç ($e^+e^- \rightarrow \psi(3770) \rightarrow \bar{D}D$) iki ayrı adımda düşünülebilir; ilk adımda vektör mezonun elektron ve pozitrona bozunum genişliği ve ikinci adımda ise D mezonlarına bozunum genişliği hesaplanarak tesir kesiti hesabı yapılır. Bu tür bir tesir kesiti hesabı için Breit-Wigner formülasyonu kullanılır. Bu formülün açık ifadesi şu şekilde verilebilir:

$$\sigma_B(S) = \frac{12\pi \Gamma_{ee}^0 \Gamma_{top}(E)}{(E^2 - m_\psi^2)^2 + \Gamma_{top}(E)^2 m_\psi^2} \quad (8.1)$$

- Γ_{ee}^0 : Psi vektör mezonunun elektron ve pozitrona bozunum genişliği
 Γ_{top} : Toplam bozunum genişliği
 m_ψ : Vektör mezonun kütlesi
 E : Kütle merkezi enerjisini ifade etmektedir ve ayrıca

$$\Gamma_{top}(E) = \Gamma_0 \frac{\frac{p^3_{D^0}}{1 + (r p_{D^0})^2} + \frac{p^3_{D^\pm}}{1 + (r p_{D^\pm})^2}}{\frac{p^0_{D^0}{}^3}{1 + (r p^0_{D^0})^2} + \frac{p^0_{D^\pm}{}^3}{1 + (r p^0_{D^\pm})^2}} \quad (8.2)$$

$$p_{D^0} = \frac{1}{2} \sqrt{E^2 - 4m_{D^0}^2} \quad (8.3)$$

$$p_{D^\pm} = \frac{1}{2} \sqrt{E^2 - 4m_{D^\pm}^2}$$

$$p^0_{D^0} = \frac{1}{2} \sqrt{m_\psi^2 - 4m_{D^0}^2} \quad (8.4)$$

$$p^0_{D^\pm} = \frac{1}{2} \sqrt{m_\psi^2 - 4m_{D^\pm}^2}$$

E 'nin m_ψ^2 'ye eşit olduğu durum rezonans durumudur.

Burada ilk olarak bir mezonun iki kuarkın bağlı durumu olması düşüncesinden yola çıkarak kuantum mekaniksel yaklaşımı kullanabiliriz. Bu yaklaşımla vektör mezonun elektron ve pozitrona bozunum genişliğini kuarkonyum düşüncesinden elde ettiğimiz ifadeyi kullanarak hesaplayabiliriz.

$$\Gamma(\psi \rightarrow e^+ e^-) = 0.16 \text{ keV} \quad (8.5)$$

Psi' nin elektron ve pozitrona bozunum genişliğini sistemin Lagranjyenini yazarak da hesaplayabiliriz. Buna göre;

$$L = -q\bar{e}\gamma^\mu e A_\mu - q_c\bar{c}\gamma^\mu c A_\mu \quad (8.6)$$

$$-iM = -i\frac{g_e^2}{q^2}\langle e^-e^+ | \left[\bar{e}^- \gamma_\mu e^+ \right] \left[\bar{c} \gamma^\mu c \right] | \psi \rangle \quad (8.7)$$

$$M = \frac{g_e^2}{q^2}\langle e^-e^+ | \left[\bar{e}^- \gamma_\mu e^+ \right] (0) | 0 \rangle \langle 0 | \left[\bar{c} \gamma^\mu c \right] (0) | \psi \rangle \quad (8.8)$$

$$\langle e^-e^+ | \left[\bar{e}^- \gamma_\mu e^+ \right] (0) | 0 \rangle = \bar{u}(p_2) \gamma_\mu v(p_3) \quad (8.9)$$

$$\langle 0 | \left[\bar{c} \gamma^\mu c \right] (0) | \psi \rangle = f_\psi m_\psi \varepsilon^\mu \quad (8.10)$$

$$M = \frac{g_e^2}{q^2} f_\psi m_\psi \varepsilon^\mu \bar{u}(p_2) \gamma_\mu v(p_3) \quad (8.11)$$

Bu bozunum için psi vektör mezonunun durgun olduğu çerçeveyi göz önüne alırsak $q^2 = m_\psi^2$ dir.

$$M = \frac{g_e^2}{m_\psi} f_\psi \varepsilon^\mu \bar{u}(p_2) \gamma_\mu v(p_3) \quad (8.12)$$

$$|M|^2 = \frac{g_e^4}{m_\psi^2} f_\psi^2 \left(\frac{q_\mu q_\nu}{m_\psi^2} - g_{\mu\nu} \right) Tr \left[(\not{p}_2 + m) \gamma^\mu (\not{p}_3 - m) \gamma^\nu \right] \quad (8.13)$$

m elektron ve pozitronun kütlesidir ve $\frac{q_\mu q_\nu}{m_\psi^2}$ lik kısımdan bir katkı gelmez. İz hesabı

yapıldıktan sonra genliğin karesinin spin ortalama değeri

$$\langle |M|^2 \rangle = \frac{4g_e^4}{3} \frac{f_\psi^2}{m_\psi^2} (m_\psi^2 + 2m^2) \quad (8.14)$$

olarak bulunur ve bozunum genişliğinin ifadesi Fermi'nin altın kuralı kullanılarak bulunulur:

Fermi'nin altın kuralından, $1 \rightarrow 2$ süreci için bozunum genişliğinin ifadesi şu şekilde verilir:

$$\Gamma = \frac{S |p|}{8\pi m_1^2} \langle |M|^2 \rangle \quad (8.15)$$

m_1 : Bozunan parçacığın kütlesin

S : Son durumda ki özdeş parçacık sayısı

$$|p| = \frac{1}{2m_1} \sqrt{m_1^4 + m_2^4 + m_3^4 - 2m_1^2 m_2^2 - 2m_1^2 m_3^2 - 2m_2^2 m_3^2} \quad (8.16)$$

Denklem 8.14 ve Denklem 8.16'yı kullanılarak bozunum genişliğini şu şekilde ifade edebiliriz:

$$\Gamma(\psi \rightarrow e^+ e^-) = \frac{4\pi\alpha^2 f^2 (m_\psi^2 + 2m^2) \sqrt{m_\psi^2 - 4m^2}}{3m_\psi^2} \quad (8.17)$$

Böylece psi vektör mezonunun elektron ve pozitrona bozunumu için iki farklı ifade elde edilmiş oldu. Bu iki ifade karşılaştırılarak psi'nin elektrona ve pozitrona bozunum sabitinin değerini şu şekilde bulunabilir:

$$f(\psi \rightarrow e^+ e^-) = 52.08 \text{ MeV} \quad (8.18)$$

Psi vektör mezounun D mezounlarına bozunumu için bir etkileşme Hamiltoniyeni yazabiliriz:

$$H_{etkin} = C_W \sum_{i=u,d} \bar{q}_i \gamma_\mu (a - b\gamma^5) q_i \bar{c} \gamma^\mu (a' - b' \gamma^5) c \quad (8.19)$$

C_W Wilson katsayıları olarak bilinir ve a, b, a', b' akımın vektörel ya da eksensel-vektör olmasına bağımlı katsayılardır ve bu süreç için genliğe katkı sadece vektörel kısımlardan gelir.

$$\langle D(p_1) \bar{D}(p_2) | \bar{c} \gamma^\mu c | 0 \rangle = \{ f_-(p_1 - p_2)^\mu + f_+(p_1 + p_2)^\mu \} \quad (8.20)$$

$$\langle 0 | J_\mu | \psi \rangle = f_\psi m_\psi g_\psi^2 \varepsilon_\mu(q) \quad (8.21)$$

$$\begin{aligned} \langle D(p_1) \bar{D}(p_2) | H_{etkin} | \psi(p) \rangle &= C_W f_\psi a' m_\psi g^2 \varepsilon_\mu(q) \\ &\times \{ f_-(p_1 - p_2)^\mu + f_+(p_1 + p_2)^\mu \} \end{aligned} \quad (8.22)$$

C_W ve a' 1 olarak alınırsa genlik şu hali alır:

$$M = f_\psi g_\psi^2 \varepsilon_\mu [f_-(p_1 - p_2)^\mu + f_+(p_1 + p_2)^\mu] \quad (8.23)$$

$q = (p_1 + p_2)$ vektör mezounun momentumudur ve ε polarizasyon vektörüyle çarpımı sıfır olduğu için genliğe katkı yalnızca f_- form faktöründen gelir.

Genliğin karesinin spin ortalaması şu şekilde bulunur:

$$\langle |M|^2 \rangle = \frac{4}{3} f_\psi^2 g_\psi^4 f_-^2 [E^2 - m_D^2] \quad (8.24)$$

E çıkan mezonun enerjisidir ve psi vektör mezonunun durgun olduğu çerçevede çıkan mezonun enerji değeri $E^2 = \frac{m_\psi^2}{4}$ olarak verilir. Sonuçta bozunum genişliğinin ifadesi şu şekilde bulunur:

$$\Gamma(\psi \rightarrow D^+ D^-) = \frac{g_\psi^4 f_\psi^2 f_-^2}{48 \pi m_\psi^2} (m_\psi^2 - 4m_D^2)^{3/2} \quad (8.25)$$

Bozunum genişliğini, $g_\psi = 30$ (Kiselev 1994) değerini ve f_- form faktörü için şu formülü kullanarak elde edebiliriz:

$$f_-(q_{\max}^2) = -\frac{m_\psi - m_D}{2\sqrt{m_\psi m_D}} \quad (8.26)$$

Buradan elde edilecek bozunum genişliğini deneysel sonuçla ($\Gamma_{den}(\psi \rightarrow D^+ D^-) = 23.6 \text{ MeV}$) karşılaştırarak psi'nin D mezonlarına bozunum genişliğini şu şekilde bulabiliriz.

$$f_\psi = 273.3 \text{ MeV} \quad (8.27)$$

Tesir kesiti hesaplarında başlangıç durum ışınları (ISR) da göz önüne alınmalıdır. Bu hesaplamalar için şu formüller kullanılabilir.

$$\sigma^{obs}(s) = (1 + \delta_{VP}) \int_0^{1-\frac{s'}{s}} dx f(x, s) \sigma^B(s(1-x)) \quad (8.28)$$

$$f(x, s) = \beta x^{\beta-1} \delta^{V+S} + \delta^H \quad (8.29)$$

$$\beta = \frac{2\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{s}{m_e^2} - 1 \right) \quad (8.30)$$

$$\delta^{V+S} = 1 + \frac{3}{4}\beta + \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{\pi^2}{3} - \frac{1}{2} \right) + \frac{\beta^2}{24} \left(\frac{1}{3} \ln \frac{s}{m_e^2} + 2\pi^2 - \frac{37}{4} \right) \quad (8.31)$$

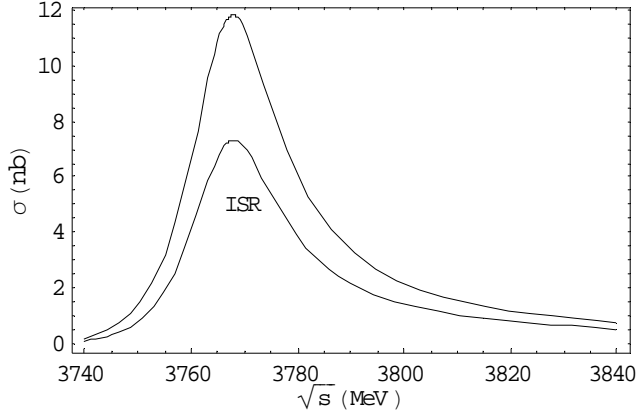
$$\delta^H = \delta_1^H + \delta_2^H \quad (8.32)$$

$$\delta_1^H = -\beta \left(1 - \frac{x}{2} \right) \quad (8.33)$$

$$\delta_2^H = \frac{1}{8} \beta^2 \left[4(2-x) \ln \frac{1}{x} - \frac{1+3(1-x)^2}{x} \ln(1-x) - 6+x \right] \quad (8.34)$$

$$(1 + \delta_{VP}) = 1.047 \pm 0.024 \quad (\text{Ablikim, M. et al., 2004}) \quad (8.35)$$

Breit-Wigner formülünde $m_\psi = 3770 \text{ MeV}$, $\Gamma_{ee}^0 = 0.26 \text{ keV}$, $\Gamma_0 = 23.6 \text{ MeV}$ ve $r = 0.5 \text{ fm}$ olarak başlangıç durum ışımalarının olduğu durumdaki tesir kesiti ile ışımaların olmadığı durumdaki tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine göre değişim grafiğini şu şekilde elde edebiliriz.



Şekil 8.2 Tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine göre değişimi

ISR yi içeren durum için tepe noktasındaki tesir kesitinin değeri şu şekilde bulunur.

$$\sigma_{B_{ISR}}(3770) = 7.06 \text{ nb} \quad (8.36)$$

$L=10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ışınlığı için olay sayısını hesaplayabiliriz:

$$N = \sigma \times L \quad (8.37)$$

$$N = 7.06 \cdot 10^8 \text{ /yıl} \quad (8.38)$$

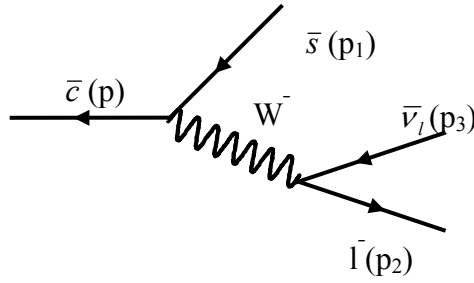
Burada $\Psi(3770)$ vektör mezonunun elde edilmesinde çarpışan elektron ve pozitronun simetrik ve asimetrik enerjili durumları göz önüne alınabilir. Çarpışan asimetrik enerjili parçacıkların kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 2\sqrt{E_1 E_2}$ bağıntısına göre hesaplanmıştır. Örneğin; elektron 1 GeV' lik bir enerjiye ve pozitronda 3.56 GeV' lik bir enerjiye sahip olursa kütle merkezi enerjisi 3770 MeV olur. Rezonans olayı tek bir enerji değerinde gerçekleşmeyip belirli bir genişliğe sahiptir. Bundan dolayı rezonansa üretilen parçacık bir ötelemeye sahip olabilir. Düşük enerjilerde parçacık fabrikası tasarımı ile ilgili tasarım çalışmaları geçmişte yapılmış olup (Sultansoy, S. et al. 2005, Yavaş et al. 2000) halen DPT desteği ile Ankara Üniversitesi koordinatörlüğünde yürütülen “Türk Hızlandırıcı Merkezi Teknik Tasarımı ve Test Laboratuvarlarının Kurulması” konulu üniversiteler arası YUUP projesi kapsamında sihirli (charm) quark fabrikasının tasarımı

ve kurulumuna yönelik olarak yapılan çalışmalara proje web sayfasından ulaşılabilir (<http://bilge.science.ankara.edu.tr>).

8.2 D Mezonların Bozunumu

8.2.1 D Mezonların Yarı-Leptonik Bozunumu

Bir mezonun daha hafif bir mezona, bir leptona ve bu leptonun anti-nötrinosuna bozunduğu sürece yarı-leptonik bozunum denir. $D^- \rightarrow K^0 l^- \bar{\nu}_l$ süreci incelenecektir.



Şekil 8.3 $D^- \rightarrow K^0 l^- \bar{\nu}_l$ bozunum sürecinin Feynman diyagramı

Bu süreç için Lagranjyen şu şekilde yazılabilir:

$$L_F = -\frac{G_f}{\sqrt{2}} (\bar{l} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) \nu_l) (\bar{c} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) s) \quad (8.39)$$

Bu diyagram için genlik şu şekilde verilir:

$$M = \frac{G_F V_{cs}}{\sqrt{2}} [\bar{u}(2) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu(3)] (f_+ P_\mu + f_- q_\mu) \quad (8.40)$$

Burada V_{cs} CKM matrisinin bir elemanı, $f_\pm(q^2)$ form faktörleridir. Ayrıca $P \equiv p + p_1$ ve $q \equiv p - p_1$ olarak tanımlanmıştır.

$$|M|^2 = \frac{1}{2} G_F^2 |V_{cs}|^2 \text{Tr} \left[\gamma^\mu (1 - \gamma^5) (\not{p}_3 - m_3) (1 + \gamma^5) \gamma^\nu (\not{p}_2 + m_2) \right] \\ \times \left(f_+^2 P_\mu P_\nu + f_-^2 q_\mu q_\nu + f_+ f_- (P_\mu q_\nu + q_\mu P_\nu) \right) \quad (8.41)$$

Nötrino kütlelessiz alınır ($m_3 = 0$) ve bu durumda iz hesabı yapılırsa şu ifade elde edilir:

$$|M|^2 = 4G^2 |V_{cs}|^2 \left\{ f_+^2 \left[2(P \cdot p_3)(P \cdot p_2) - P^2 (p_3 \cdot p_2) \right] \right. \\ \left. + f_-^2 \left[2(q \cdot p_3)(q \cdot p_2) - q^2 (p_3 \cdot p_2) \right] \right. \\ \left. + f_+ f_- \left[2(P \cdot p_3)(q \cdot p_2) - 2(P \cdot q)(p_3 \cdot p_2) + 2(q \cdot p_3)(P \cdot p_2) \right] \right\} \quad (8.42)$$

Gelen mezonun durgun olduğu çerçeveye göre ($p = (m, \vec{0})$) şu bağıntıları elde edebiliriz:

$$P \cdot p_3 = m(2E_\nu + E_M - E_M^0) \quad (8.43)$$

$$P \cdot p_2 = m^2 - m_M^2 + m(E_M^0 - E_M - 2E_\nu) \quad (8.44)$$

$$q \cdot p_3 = m(E_M^0 - E_M) \quad (8.45)$$

$$q \cdot p_2 = m(E_M^0 - E_M) + m_l^2 \quad (8.46)$$

$$p_2 \cdot p_3 = m(E_M^0 - E_M) \quad (8.47)$$

$$q^2 = 2m(E_M^0 - E_M) + m_l^2 \quad (8.48)$$

Burada E_M^0 çıkan mezonun alabileceği maksimum enerji değerini göstermektedir ve şu şekilde bir ifadeye sahiptir:

$$E_M^0 = \left(\frac{m^2 + m_M^2 - m_l^2}{2m} \right) \quad (8.49)$$

Bütün bu ifadeleri kullanarak genliğin karesi için şu sonucu buluruz:

$$|M|^2 = 4G^2 |V_{cs}|^2 \left\{ f_+^2 \left[4m^2(m - 2E_\nu)(E_\nu - E_M^0 + E_M) - 4mm_M^2 E_\nu + mm_l^2(E_M^0 - E_M) \right] \right. \\ \left. + f_+ f_- \left[2mm_l^2(2E_\nu + E_M - E_M^0) \right] + f_-^2 \left[mm_l^2(E_M^0 - E_M) \right] \right\} \quad (8.50)$$

Fermi'nin altın kuralını kullanarak diferansiyel bozunum genişliğinin leptonun ve çıkan mezonun enerjisine göre değişimini veren ifadeyi elde edebiliriz. (S son durumdaki özdeş parçacık sayısını göstermek üzere):

$$d\Gamma = \frac{|M|^2 S}{2m} \frac{d^3 p_M}{(2\pi^3)2E_M} \frac{d^3 p_l}{(2\pi^3)2E_l} \frac{d^3 p_\nu}{(2\pi^3)2E_\nu} (2\pi)^4 \delta^4(p - p_1 - p_2 - p_3) \quad (8.51)$$

$$d\Gamma = \frac{|M|^2 S}{16m(2\pi)^5} \frac{d^3 p_M d^3 p_l d^3 p_\nu}{E_M E_l E_\nu} \delta(m - E_M - E_l - E_\nu) \delta^3(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3) \quad (8.52)$$

$$d\Gamma = \frac{|M|^2 S}{16m(2\pi)^5} \frac{d^3 p_M d^3 p_l}{E_M E_l E_\nu} \delta(m - E_M - E_l - E_\nu) \quad (8.53)$$

$$E_M = \sqrt{p_M^2 + m_M^2} \\ E_l = \sqrt{p_l^2 + m_l^2} \quad (8.54)$$

$$E_\nu = |\vec{p}_\nu| = \sqrt{|p_M|^2 + |p_l|^2 + 2|p_M||p_l|\cos\theta'} \quad (8.55)$$

Buradaki θ' açısı çıkan mezonla gelen lepton arasında ki açıyı ifade etmektedir.

$$d^3 p_M = |p_M|^2 d|p_M| \sin \theta' d\theta' d\varphi \quad (8.56)$$

$$d^3 p_M = |p_M| E_M dE_M \sin \theta' d\theta' d\varphi \quad (8.57)$$

$$d^3 p_l = |p_l| E_l dE_l \sin \theta d\theta d\varphi \quad (8.58)$$

$$d\Gamma = \frac{|M|^2 S}{m(4\pi)^3} \frac{|p_M||p_l|}{E_\nu} dE_M dE_l \sin \theta' d\theta' \delta(m - E_M - E_l - E_\nu) \quad (8.59)$$

$$d\Gamma = \frac{|M|^2 S}{m(4\pi)^3} |p_M||p_l| dE_M dE_l \int_0^\pi \frac{\sin \theta' d\theta'}{E_\nu} \delta(m - E_M - E_l - E_\nu) \quad (8.60)$$

Burada şu şekilde bir değişken değiştirmesi yapılabilir;

$$\frac{dE_\nu}{d\theta'} = -\frac{|p_M||p_l|}{E_\nu} \sin \theta' \quad (8.61)$$

Bu değişken değiştirmesi sonucunda nötrinin enerjisi için alt ve üst sınırları belirleyebiliriz.

$$\begin{aligned} E_{\nu_+} &= \sqrt{|p_M|^2 + |p_l|^2 + 2|p_M||p_l|} \\ E_{\nu_-} &= \sqrt{|p_M|^2 + |p_l|^2 - 2|p_M||p_l|} \end{aligned} \quad (8.62)$$

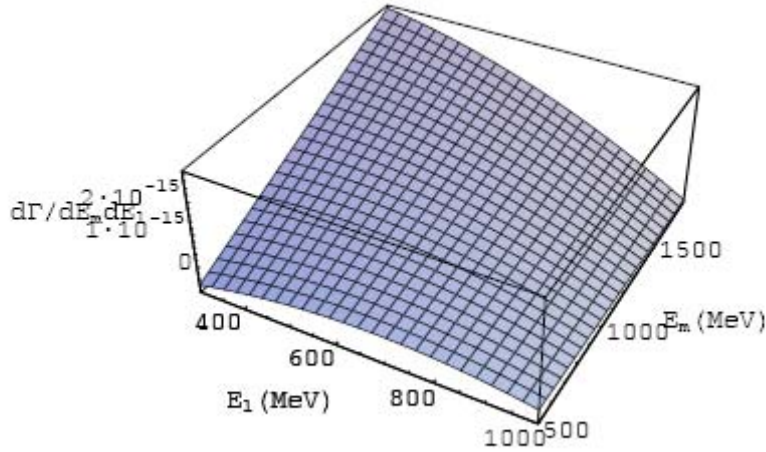
Artık integral, nötrinin enerjisi üzerinden alınabilir ve bu integralin sınır değerleri bu ifadelerle verilir.

$$d\Gamma = \frac{|M|^2 S}{m(4\pi)^3} dE_M dE_l \int_{E_{\nu_-}}^{E_{\nu_+}} dE_\nu \delta(m - E_M - E_l - E_\nu) \quad (8.63)$$

$$d\Gamma = \frac{|M|^2 S}{m(4\pi)^3} dE_M dE_l \quad (8.64)$$

$$\frac{d\Gamma}{dE_M dE_l} = \frac{G^2 |V_{cs}|^2}{4\pi^3} \left\{ f_+^2 \left[m(m - 2E_\nu)(E_\nu - E_M^0 + E_M) - m_M^2 E_\nu + \frac{m_l^2}{4}(E_M^0 - E_M) \right] \right. \\ \left. + f_+ f_- \frac{m_l^2}{2}(2E_\nu - E_M^0 + E_M) + f_-^2 \frac{m_l^2}{4}(E_M^0 - E_M) \right\} \quad (8.65)$$

Sayısal hesaplamalar için burada $|V_{cs}| \cong 1$ ve $f_+ = 1 = f_-$ olarak alabiliriz ve diferansiyel bozunum genişliğinin lepton ile çıkan mezonun enerjisine göre değişimini grafikler üzerinde görebiliriz:



Şekil 8.4 Diferansiyel bozunma genişliğinin çıkan mezonun ve leptonun enerjisine göre değişimi

Bozunum genişliğinin sadece çıkan mezonun enerjisine göre değişimini görmek için ilk olarak leptonun enerjisinin sınır değerlerini belirleyip (8.65) denklemini integre etmeliyiz. Bu doğrultuda nötrino enerjisi için (8.63) ifadesinin integral altındaki Dirac-delta fonksiyonundan hareketle lepton enerjisi için sınır değerlerini elde edebiliriz. Buna göre:

$$E_{v_-} < m - E_M - E_l < E_{v_+} \quad (8.66)$$

Energileri momentumlar cinsinden ifade edebiliriz; bu durumda ifade şu hali alır:

$$||\vec{p}_M| - |\vec{p}_l|| < |\vec{p}_v| < ||\vec{p}_M| + |\vec{p}_l|| \quad (8.67)$$

Momentumlar için bu koşulu kullanarak Dalitz sınır koşulundan leptonun enerjisinin alabileceği sınır değerlerini elde edebiliriz(Grozin,1997).

$$Dalitz(m, m_1, m_2, m_3, E_1, E_{2m}, E_{2p}) \quad (8.68)$$

$$a = 2mE_1 - m^2 - m_1^2 \quad (8.69)$$

$$b = (m - E_1)(a - m_2^2 - m_3^2) \quad (8.70)$$

$$d = \sqrt{(a + (m_2 + m_3)^2)(a + (m_2 - m_3)^2)} \sqrt{E_1^2 - m_1^2} \quad (8.71)$$

$$E_{2m} = \frac{b-d}{2a} \quad ; \quad E_{2p} = \frac{b+d}{2a} \quad (8.72)$$

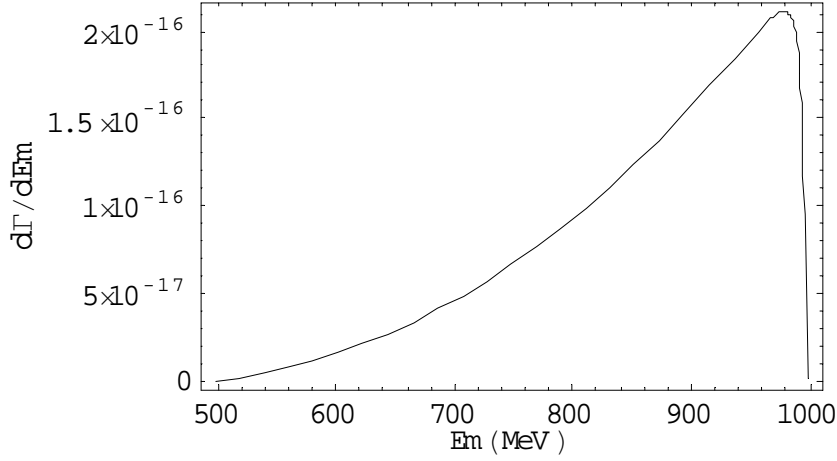
Bu ifadede m (p momentumuyla) gelen parçacığın kütesini, m_1, m_2, m_3 kütleleri de sırasıyla p_1, p_2, p_3 momentumlarıyla çıkan parçacıkların kütlelerini ifade etmektedir. E_1 ise p_1 momentumuyla çıkan parçacığın enerjisini ifade etmektedir.

Bütün bunları kendi sistemimize uygularsak diferansiyel bozunum genişliğinin çıkan mezonun enerjisine göre değişimini veren ifade şu şekilde elde edilir:

$$\frac{d\Gamma}{dE_M} = \frac{G^2 |V_{cs}|^2 m^2 p_M \left(\frac{E_M^0 - E_M}{q^2} \right)^2 \left\{ f_+^2 \left[\frac{2}{3} p_M^2 \left(1 + 2 \frac{m_l^2}{q^2} \right) + \frac{1}{8} \frac{m_l^2}{m^2} (m^2 + m_M^2 + 2mE_M) \right] \right.$$

$$+ f_+ f_- \frac{m_l^2}{2} \frac{m^2 - m_M^2}{m^2} + f_-^2 \frac{m_l^2}{4} \frac{q^2}{m^2} \} \quad (8.73)$$

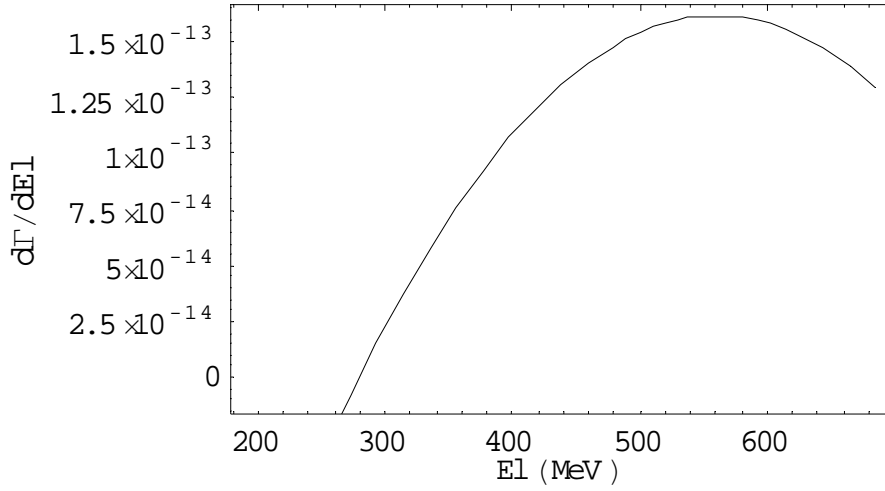
Bu diferansiyel bozunum genişliğinin mezonun enerjisine göre değişimini veren grafik şu şekildedir:



Şekil 8.5 Diferansiyel bozunma genişliğinin çıkan mezonun enerjisine göre değişimi

Diferansiyel bozunum genişliğinin leptonun enerjisine göre değişimini veren ifadeyi bulabiliriz.

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dE_l} = & \frac{G^2 |V_{cs}|}{4\pi^3} (E_M^0 - m_M) \left\{ f_+^2 \left[(m - E_l - E_M^0)(2mE_l - m^2 + mE_M^0 + mm_m) - m_M^2(m - E_l) \right. \right. \\ & + \frac{m_l^2}{4} E_M^0 + \left. \left. \left(\frac{m_M^2}{2} - \frac{m_l^2}{8} \right) (E_M^0 + m_M) \right] + f_+ f_- \left[\frac{m_l^2}{4} (4m - 3E_M^0 - 4E_l - m_M) \right] \right. \\ & \left. + f_-^2 \frac{m_l^2}{4} (E_M^0 - m_M) \right\} \quad (8.74) \end{aligned}$$



Şekil 8.6 Diferansiyel bozunma genişliğinin çıkan leptonun enerjisine göre değişimi

Bozunum genişliğini veren ifade şu şekilde bulunur:

$$\Gamma(D^- \rightarrow K^0 l^- \bar{\nu}_l) \cong \frac{G^2 m^5}{768 \pi^3} \left(1 - 8 \frac{m_{K^0}^2}{m^2} \right) \quad (8.75)$$

Bu sonucu kullanarak bozunum genişliğini ve yaşam süresini bulabiliriz.

$$\Gamma(D^- \rightarrow K^0 l^- \bar{\nu}_l) = 5.67 * 10^{-11} \text{ MeV} \quad (8.76)$$

$$\tau(D^- \rightarrow K^0 l^- \bar{\nu}_l) = 1.16 * 10^{-11} \text{ s} \quad (8.77)$$

Bu bozunumun ve yaşam ömrünün deneysel sonucu ise şu şekildedir:

$$\Gamma_{den.}(D^- \rightarrow K^0 l^- \bar{\nu}_l) = 4.30 * 10^{-11} \text{ MeV} \quad (8.78)$$

$$\tau_{den.}(D^- \rightarrow K^0 l^- \bar{\nu}_l) = 1.53 * 10^{-11} \text{ s} \quad (8.79)$$

Buradaki farklılık, teorik hesaplanan form faktörlerinin q^2 ye bağımlı alınmasıyla azaltılabilir.

8.2.2 D Mezonların leptonik bozunumu

Bir mezonunun bir leptona ve bu leptonun anti-nötrinosuna bozunduğu sürece leptonik bozunum denir. Bir D^- mezonunun leptonik bozunum sürecini inceleyeceğiz.

Böyle bir süreç için etkileşme Lagranjyenini şu şekilde yazabiliriz:

$$L_F = \frac{g_w^2}{8m_w^2} \text{Sin} \theta_c \left[\bar{l} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_l \right] \left[\bar{c} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) d \right] \quad (8.80)$$

$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g_w^2}{8m_w^2}$ olmak üzere, Lagranjyen ifadesini kullanarak genliği şu şekilde ifade edebiliriz:

$$M = \frac{G_F \text{Sin} \theta_c}{\sqrt{2}} \langle l^- \bar{\nu}_l | \left[\bar{l} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) \nu_l \right] \left[\bar{c} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) d \right] | D^- \rangle \quad (8.81)$$

$$\langle l^- \bar{\nu}_l | \left[\bar{l} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) \nu_l \right] (0) | 0 \rangle = \bar{u}(l^-) \gamma_\mu (1 - \gamma^5) v(\bar{\nu}_l) \quad (8.82)$$

$$\langle 0 | \left[\bar{c} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) d \right] (0) | D^- \rangle = \langle 0 | \bar{c} \gamma^\mu d (0) | D^- \rangle - \langle 0 | \bar{c} \gamma^\mu \gamma^5 d (0) | D^- \rangle \quad (8.83)$$

$$\langle 0 | \bar{c} \gamma^\mu d (0) | D^- \rangle = 0 \quad (8.84)$$

$$\langle 0 | \bar{c} \gamma^\mu \gamma^5 d (0) | D^- \rangle = f_{D^-} p_{D^-}{}^\mu \quad (8.85)$$

f_{D^-} bozunum sabitini göstermektedir. Bütün bunları kullanarak genliği tam olarak şu şekilde ifade edebiliriz.

$$M = \frac{G_F f_{D^-} \sin \theta_c}{\sqrt{2}} \left[\bar{u}(l^-) \gamma_\mu (1 - \gamma^5) v(\bar{\nu}_l) \right] p_{D^-}{}^\mu \quad (8.86)$$

$$|M|^2 = 4 G_F^2 f_{D^-}^2 \sin^2 \theta_c m_l^2 m_{D^-}^2 E_\nu \quad (8.87)$$

Sonuç olarak bozunum genişliğini şu şekilde buluruz:

$$\Gamma = \frac{G_F^2 f_{D^-}^2 \sin^2 \theta_c m_l^2}{8\pi} m_{D^-} \left(1 - \frac{m_l^2}{m_{D^-}^2} \right)^2 \quad (8.88)$$

$$f_{D^-} = 223 \text{ MeV} \quad (\text{M.Artuso et al. 2005}) \quad (8.89)$$

$$G_F = 1.166 * 10^{-5} / (\text{GeV})^2 \quad (8.90)$$

$$\theta_c = 13.1^\circ \quad (8.91)$$

Bu durumda bozunum genişliği ve yaşam ömrünün değeri lepton olarak elektron alındığında şu şekilde bulunur:

$$\Gamma(D^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_{e^-}) = 1.32 * 10^{-16} \text{ MeV} \quad (8.92)$$

$$\tau(D^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_{e^-}) = 5 * 10^{-6} \text{ s} \quad (8.93)$$

$$\Gamma_{deney}(D^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_{e^-}) < 1.52 * 10^{-14} \text{ MeV} \quad (8.94)$$

Lepton olarak müon alınırsa bozunum genişliğinin ve yaşam ömrünün değeri şu şekilde olur:

$$\Gamma(D^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_{\mu^-}) = 2.33 * 10^{-13} \text{ MeV} \quad (8.95)$$

$$\tau(D^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_{\mu^-}) = 2.8 * 10^{-9} \text{ s} \quad (8.96)$$

$$\Gamma_{deney}(D^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_{\mu^-}) = 5.06 * 10^{-13} \text{ MeV} \quad (8.97)$$

$$\tau_{deney}(D^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_{\mu^-}) = 1.3 * 10^{-9} \text{ s} \quad (8.98)$$

Benzer sonuçlar D^+ mezonu için de bulunabilir, bu durumda $D^+ \rightarrow l^+ \nu_l$ süreci dikkate alınır.

9. YÜKSEK ENERJİLERDE REZONANS VE ÇİFT ÜRETİM

Standart Model (SM) güçlü, zayıf ve elektromanyetik etkileşimleri başarılı bir şekilde açıklayabilmektedir. Ağaç seviyesindeki hesaplamalar deneysel verilerle iyi bir uyum sağlamaktadır. Ancak TeV skalasındaki yeni çarpıştırıcıların kurulmasıyla, yeni parçacıklar aranacaktır. Standart Model Ötesi modellerin birçoğu daha ağır nötral bozon olan Z' 'in varlığını öne sürmektedir. SM 'deki Z bozonu gibi Z' bozonunun da kısa ömürlü bir parçacık olduğu kabul edilmektedir. Sadece bozunma ürünlerinden veya direkt olmayan girişim etkilerinden gözlemlenebilir.

Z' 'in kütle, bozunma genişliği, karışım açısı ve bağlaşım sabiti üzerine sınırlama getirilmeye çalışılmaktadır. Bu parametreleri elde etmenin en iyi yolu ise çarpıştırıcılarda $\sqrt{s} = M_{Z'}$ enerjisinde çalışmaktır.

SM'de Z' bozonunun fermiyonlarla etkileşimi (Ciobanu *et al.* 2005);

$$L = g_{Z'} \bar{f} \gamma^\mu (z_{f_L} P_L + z_{f_R} P_R) f Z'_\mu \quad (9.1)$$

şeklindeki Lagranjyeni ile verilir. Bu denklemde z_{f_L} ve z_{f_R} sağ elli ve sol elli fermiyon yükleri, P_L ve P_R sağ elli ve sol elli Chiral alanları için izdüşüm operatörleri ve $g_{Z'}$ ise bağlaşım sabitidir.

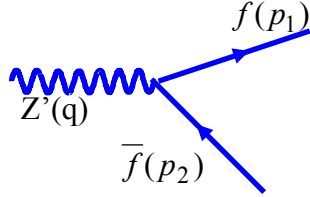
$P_L = \frac{1-\gamma^5}{2}$ ve $P_R = \frac{1+\gamma^5}{2}$ tanımlamalarını kullanarak Lagranjyeni;

$$L = g_{Z'} \bar{f} \gamma^\mu \left(\frac{z_{f_L} + z_{f_R}}{2} - \frac{z_{f_R} - z_{f_L}}{2} \gamma^5 \right) f Z'_\mu \quad (9.2)$$

formunda yazmak da mümkündür.

9.1 Z' Bozonunun Bozunumu

Tesir kesitlerinin hesaplanabilmesi için Z' bozonunun bozunum genişliğinin hesaplanması gereklidir. Bu nedenle ilk olarak bu Standart Model ötesi parçacığın yüklü leptonlara, nötrinolara, kuarklara ve W⁺W⁻ bozonlarına bozunum genişliklerini hesaplamalıyız.



Şekil 9.1 Z' bozonunun fermiyonlara bozunumunu gösteren Feynman diyagramı

p_1 fermiyonun, p_2 anti-fermionun ve q da Z' 'in dörtlü momentumlarını göstermektedir. Z' 'in fermiyonlara bozunumu için genlik şu şekilde yazılır:

$$M = \bar{u}(p_1) \left[\frac{g_{Z'}}{2} \gamma^\mu \left(C_V^{f'} - C_A^{f'} \gamma^5 \right) v(p_2) \right] \varepsilon_\mu \quad (9.3)$$

Genliğin karesini bulmak için şu işlem dizisi yapılır:

$$|M|^2 = \frac{g_{Z'}^2}{4} \left(\bar{u}(p_1) \left[\gamma^\mu \left(C_V^{f'} - C_A^{f'} \gamma^5 \right) v(p_2) \right] \varepsilon_\mu \right) \times \left(\bar{u}(p_1) \left[\gamma^\nu \left(C_V^{f'} - C_A^{f'} \gamma^5 \right) v(p_2) \right] \varepsilon_\nu \right)^+ \quad (9.4)$$

$$|M|^2 = \frac{g_{Z'}^4}{4} Tr \left\{ (\not{p}_1 + m_1) \gamma^\mu \left(C_V^{f'} - C_A^{f'} \gamma^5 \right) (\not{p}_2 - m_1) \gamma^\nu \times \left(C_V^{f'*} + C_A^{f'*} \gamma^5 \right) (\sum \varepsilon_\mu \varepsilon_\nu^*) \right\} \quad (9.5)$$

$\sum \varepsilon_\mu \varepsilon_\nu^* = \frac{q_\mu q_\nu}{M_{Z'}^2} - g_{\mu\nu}$ olduğunu kullanarak genliğin karesinin ifadesini aşağıdaki

gibi bulabiliriz:

$$|M|^2 = \frac{g_{Z'}^2}{M_{Z'}^2} \left(-4C_A^{f'2} m_1 m_2 M_{Z'}^2 + 4C_V^{f'2} m_1 m_2 M_{Z'}^2 + 2C_A^{f'2} M_{Z'}^2 (p_1 \cdot p_2) \right. \\ \left. + 2C_V^{f'2} M_{Z'}^2 (p_1 \cdot p_2) + 2C_A^{f'2} (p_1 \cdot q)(p_2 \cdot q) + 2C_V^{f'2} (p_1 \cdot q)(p_2 \cdot q) + C_A^{f'2} m_1 m_2 q^2 \right. \\ \left. - C_V^{f'2} m_1 m_2 q^2 - C_A^{f'2} (p_1 \cdot p_2) q^2 - C_V^{f'2} (p_1 \cdot p_2) q^2 \right) \quad (9.6)$$

Bu ifadede Z' in durgun olduğu referans çerçevesine göre $q=p_1+p_2$, $q^2=M_{Z'}^2$ ile $m_1=m_2=m$ ve $p_1 \cdot p_2 = M_{Z'}^2/2 - E^2$ olduğunu kullanırsak genliğin karesi için şu şekilde bir ifade elde edebiliriz:

$$|M|^2 = g_{Z'}^2 \left(C_A^{f'2} (-4m^2 + M_{Z'}^2) + C_V^{f'2} (m^2 + M_{Z'}^2) \right) \quad (9.7)$$

$$\langle |M|^2 \rangle = \frac{g_{Z'}^2}{3} \left(C_A^{f'2} (-4m^2 + M_{Z'}^2) + C_V^{f'2} (m^2 + M_{Z'}^2) \right) \quad (9.8)$$

Bozunum genişliği için (1→2 süreci) Fermi'nin altın kuralı şu şekildedir:

$$\Gamma = \frac{S |p|}{8\pi M_{Z'}^2} \langle |M|^2 \rangle \quad (9.9)$$

$M_{Z'}$: Bozunan Z' bozonunun kütlesi

S : Son durumda ki özdeş parçacık sayısı ve

$$|p| = \frac{1}{2M_{Z'}} \sqrt{M_{Z'}^4 - 4M_{Z'}^2 m^2} \quad (9.10)$$

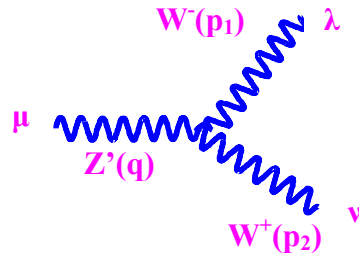
Bütün bunları kullanarak bozunum genişliğini şu şekilde elde edebiliriz:

$$\Gamma(Z' \rightarrow f\bar{f}) = \frac{g_{Z'}^2}{48\pi M_{Z'}} \left(1 - \frac{4m^2}{M_{Z'}^2}\right)^{1/2} \times \left\{ C_A^{f'2} (-4m^2 + M_{Z'}^2) + C_V^{f'2} (m^2 + M_{Z'}^2) \right\} \quad (9.11)$$

Bu elde edilen bozunum genişliğinde çıkan fermiyonlar top (yukarı) kuarklar olmadığı sürece kütleleri ihmal edilebilir. Kütlelerin ihmal edildiği durumlar için bozunum genişliği şu hali alır:

$$\Gamma(Z' \rightarrow f\bar{f}) = \frac{g_{Z'}^2 M_{Z'}}{48\pi} \left(C_A^{f'2} + C_V^{f'2} \right) \quad (9.12)$$

Z' bozununun W^+W^- bozonlarına da bozunumu söz konusudur. Böyle bir bozunum süreci için Feynman diyagramı Şekil 9.2'deki gibidir.



Şekil 9.2 $Z' \rightarrow W^+W^-$ bozunum sürecinin Feynman diyagramı

Genlik ifadesi şu şekilde olur,

$$M = -g_w \cos\theta_w \left[g_{\nu\lambda} (-p_2 + p_1)_\mu + g_{\lambda\mu} (-p_1 - q)_\nu + g_{\mu\nu} (q + p_2)_\lambda \right] \varepsilon_\mu \varepsilon_\nu^* \varepsilon_\lambda^* \quad (9.13)$$

Bu genlik ifadesini kullanarak genliğin karesini hesaplayabiliriz.

$$\begin{aligned}
|M|^2 = & g_w^2 \text{Cos}^2 \theta_w \left[g_{\nu\lambda} (-p_2 + p_1)_\mu + g_{\lambda\mu} (-p_1 - q)_\nu + g_{\mu\nu} (q + p_2)_\lambda \right] \\
& \times \left[g_{\nu\lambda'} (-p_2 + p_1)_{\mu'} + g_{\lambda'\mu'} (-p_1 - q)_{\nu'} + g_{\mu'\nu'} (q + p_2)_{\lambda'} \right]^\dagger \\
& \times \left(\sum \varepsilon_{\mu'}^* \varepsilon_\mu \sum \varepsilon_\lambda \varepsilon_{\nu'}^* \sum \varepsilon_\lambda \varepsilon_{\lambda'}^* \right)
\end{aligned} \tag{9.14}$$

$$\sum \varepsilon_\mu \varepsilon_{\mu'}^* = \frac{q_\mu q_{\mu'}}{M_W^2} - g_{\mu\mu'} \tag{9.15}$$

$$\sum \varepsilon_\nu \varepsilon_{\nu'}^* = \frac{p_{2\nu} p_{2\nu'}}{M_W^2} - g_{\nu\nu'} \tag{9.16}$$

$$\sum \varepsilon_\lambda \varepsilon_{\lambda'}^* = \frac{p_{1\lambda} p_{1\lambda'}}{M_W^2} - g_{\lambda\lambda'} \tag{9.17}$$

Bütün bu işlemler dizisinden sonra genliğin karesi şu şekilde bulunur:

$$|M|^2 = \frac{g_w^2 \text{Cos}^2 \theta_w}{4M_W^4} \left[-48M_W^6 - 68M_W^4 M_{Z'}^2 + 16M_W^2 M_{Z'}^4 + M_{Z'}^6 \right] \tag{9.18}$$

Bozunum genişliği için (1→2 süreci) Ferminin altın kuralı şu şekildedir:

$$\Gamma = \frac{S |p|}{8\pi M_{Z'}^2} \langle |M|^2 \rangle \tag{9.19}$$

$M_{Z'}$: Bozunan Z' bozonunun kütlesi

S : Son durumda ki özdeş parçacık sayısı

$$|p| = \frac{1}{2M_{Z'}} \sqrt{M_{Z'}^4 - 4M_{Z'}^2 M_W^2} \quad (9.20)$$

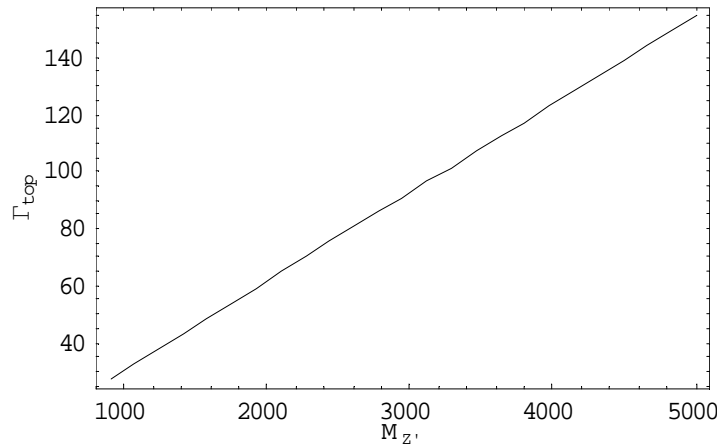
$$\langle |M|^2 \rangle = \frac{g_w^2 \text{Cos}^2 \theta_w}{12M_W^4} \left[-48M_W^6 - 68M_W^4 M_{Z'}^2 + 16M_W^2 M_{Z'}^4 + M_{Z'}^6 \right] \quad (9.21)$$

Bütün bunları kullanarak bozunum genişliğini şu şekilde bulabiliriz:

$$\Gamma(Z' \rightarrow W^+ W^-) = \frac{g_w^2 \text{Cos}^2 \theta_w}{192\pi M_W^4 M_{Z'}} \left(1 - \frac{4M_W^2}{M_{Z'}^2} \right)^{1/2} \left(\frac{M_Z}{M_{Z'}} \right)^4 \times \left[-48M_W^6 - 68M_W^4 M_{Z'}^2 + 16M_W^2 M_{Z'}^4 + M_{Z'}^6 \right] \quad (9.22)$$

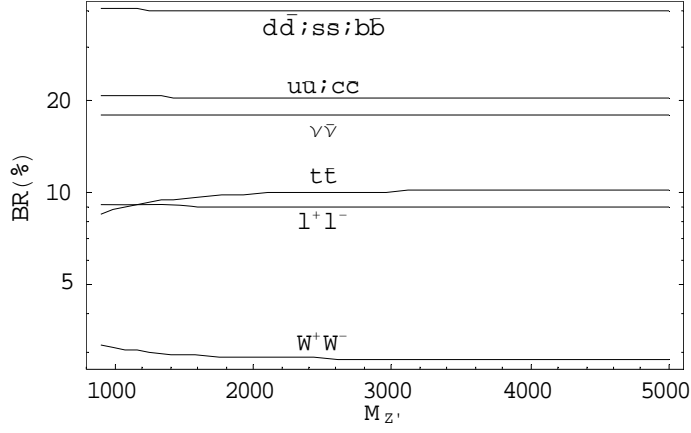
Burada $\left(\frac{M_Z}{M_{Z'}} \right)^4$ çarpanı getirilmiştir. Aksi halde bu bozunum genişliği Z' kütlelerinin beşinci kuvveti ile hızlı bir şekilde artar. Bu çarpanın eklenmesi sonucunda artış lineer bir hale getirilir.

Z' için toplam bozunum genişliğinin, Z' kütlelerine göre değişimini ifade eden grafik şu şekildedir.



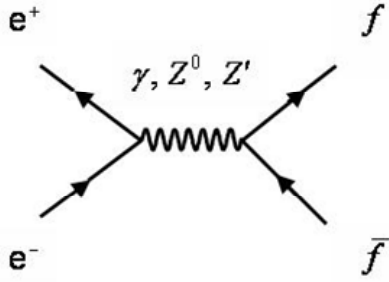
Şekil 9.3 Z' in toplam bozunum genişliğinin kütlelerine göre değişimi

Dallanma oranının Z' kütlesine göre değişimini veren grafik ise şu şekilde bulunur.



Şekil 9.4 Dallanma oranının Z' kütlesine göre değişimi

9.2 Müon ve b-kuark Çift Üretim



Şekil 9.5 Elektron ve pozitronun yok olması sonucunda bir fermiyonun ve bir anti-fermiyonun yaratılma sürecinin Feynman diyagramı

Elektron ve pozitronun yok olması sonucunda sanal kuvvet taşıyıcıları olan foton, Z^0 ve Z' vektör parçacıklarının yaratılması ve bunların fermiyon çiftine bozunum süreci için genlikler şu şekilde verilir:

Sanal kuvvet taşıyıcısı foton olduğunda genlik şu şekilde olur,

$$M_1 = -\frac{g_e^2 (-Q_f)}{q^2} \left[\bar{u}(p_4) \gamma^\mu v(p_3) \right] \left[\bar{v}(p_2) \gamma_\mu u(p_1) \right] \quad (9.23)$$

Sanal kuvvet taşıyıcısı Z^0 olduğunda genlik şu şekilde olur,

$$M_2 = -\frac{g_Z^2}{4(q^2 - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z)} \left[\bar{u}(p_4)\gamma^\mu (C_v^f - C_A^f\gamma^5)v(p_3) \right] \times \left[\bar{v}(p_2)\gamma_\mu (C_v^e - C_A^e\gamma^5)u(p_1) \right] \quad (9.24)$$

Sanal kuvvet taşıyıcısı Z' olduğunda genlik şu şekilde olur,

$$M_3 = -\frac{g_{Z'}^2}{4(q^2 - M_{Z'}^2 + iM_{Z'}\Gamma_{Z'})} \left[\bar{u}(p_4)\gamma^\mu (C_v^{f'} - C_A^{f'}\gamma^5)v(p_3) \right] \times \left[\bar{v}(p_2)\gamma_\mu (C_v^{e'} - C_A^{e'}\gamma^5)u(p_1) \right] \quad (9.25)$$

Böyle bir süreç için ($e^+e^- \rightarrow \gamma, Z^0, Z' \rightarrow ff^-$) genliğin karesi bu üç terimin kendilerinin karesi ve bu terimlerin birbirleriyle çapraz çarpımlarının toplamının gerçel kısımlarının iki katından oluşur.

$$|M|^2 = |M_1|^2 + |M_2|^2 + |M_3|^2 + 2\text{Re}(M_1M_2^* + M_1M_3^* + M_2M_3^*) \quad (9.26)$$

Yalnızca fotonun sanal taşıyıcı olarak göz önüne alındığı durum için genliğin karesini veren ifade şu şekilde bulunur:

$$|M_1|^2 = \left[\bar{u}(p_4)\gamma^\mu v(p_3) \right] \left[\bar{v}(p_2)\gamma_\mu u(p_1) \right] \times \left[\bar{u}(p_4)\gamma^\mu v(p_3) \right]^\dagger \left[\bar{v}(p_2)\gamma_\mu u(p_1) \right]^\dagger \quad (9.27)$$

$$|M_1|^2 = \frac{g_e^4 Q_f^2}{q^4} \text{Tr}\left\{ (p_4 + m_4)\gamma^\mu (p_3 - m_3)\gamma^\nu \right\} \text{Tr}\left\{ (p_2 - m_2)\gamma_\mu (p_1 + m_1)\gamma_\nu \right\} \quad (9.28)$$

Yüksek enerjilerde top kuark hariç diğer fermiyonların kütlelerini ihmal edebiliriz ($m_1=m_2=0=m_3=m_4$). Bu durumda sanal taşıyıcı parçacık olarak fotonun alındığı durum için genliğin karesi şu hali alır:

$$|M_1|^2 = \frac{g_e^4 Q_f^2}{q^4} \text{Tr} \{ p_4 \gamma^\mu p_3 \gamma^\nu \} \text{Tr} \{ p_2 \gamma_\mu p_1 \gamma_\nu \} \quad (9.29)$$

Eğer iz hesabı yapılırsa M_1 genliğinin karesi şu şekilde bir ifade verir:

$$|M_1|^2 = \frac{32 g_e^4 Q_f^2}{q^4} [(p_1 \cdot p_3) (p_2 \cdot p_4) + (p_1 \cdot p_4) (p_2 \cdot p_3)] \quad (9.30)$$

Parçacıkların kütlelerinin ihmal edilmesi sonucunda $p_1 = (E, \vec{p})$; $p_2 = (E, -\vec{p})$; $p_3 = (E, \vec{p} \cos \theta)$; $p_4 = (E, -\vec{p} \cos \theta)$ olarak alabiliriz. Bu dörtlü momentum ifadeleri için şu çarpımları elde edebiliriz:

$$p_1 \cdot p_3 = E^2 - p^2 \cos \theta = p_2 \cdot p_4 \quad (9.31)$$

$$p_2 \cdot p_3 = E^2 + p^2 \cos \theta = p_1 \cdot p_4 \quad (9.32)$$

Bu ifadeler kullanılarak M_1 genliğinin karesi saçılma açısına bağımlı olarak yeniden ifade edilebilir.

$$|M_1|^2 = \frac{64 g_e^4 E^4}{q^4} (1 + \cos^2 \theta) \quad (9.33)$$

Sanal taşıyıcı olarak yalnızca Z^0 ayar bozonunun olduğu durumda genliğin karesini veren ifade şu şekilde verilebilir:

$$\begin{aligned}
|M_2|^2 &= \frac{g_Z^4}{16[(q^2 - M_Z^2) + (M_Z \Gamma_Z)]^2} \left[\bar{u}(p_4) \gamma^\mu (C_V^f - C_A^f \gamma^5) v(p_3) \right] \\
&\quad \times \left[\bar{v}(p_2) \gamma_\mu (C_V^e - C_A^e \gamma^5) u(p_1) \right] \left[\bar{u}(p_4) \gamma^\nu (C_V^f - C_A^f \gamma^5) v(p_3) \right]^\dagger \\
&\quad \times \left[\bar{v}(p_2) \gamma_\nu (C_V^e - C_A^e \gamma^5) u(p_1) \right]^\dagger \quad (9.34)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
|M_2|^2 &= \frac{g_Z^4}{16[(q^2 - M_Z^2) + (M_Z \Gamma_Z)]^2} Tr \left\{ (\not{p}_4 + m_4) \gamma^\mu (C_V^f - C_A^f \gamma^5) (\not{p}_3 - m_3) \right. \\
&\quad \left. \times (C_V^f + C_A^f \gamma^5) \gamma^\nu \right\} \times Tr \left\{ (\not{p}_2 - m_2) \gamma_\mu (C_V^e - C_A^e \gamma^5) (\not{p}_1 + m_1) (C_V^e + C_A^e \gamma^5) \gamma^\nu \right\} \quad (9.35)
\end{aligned}$$

Parçacıkların kütlelerini ihmal edebiliriz ($m_1=m_2=0=m_3=m_4$). Bu durumda genliğin karesi şu hali alır:

$$\begin{aligned}
|M_2|^2 &= \frac{g_Z^4}{16[(q^2 - M_Z^2) + (M_Z \Gamma_Z)]^2} Tr \left\{ \not{p}_4 \gamma^\mu (C_V^f - C_A^f \gamma^5) \not{p}_3 (C_V^f + C_A^f \gamma^5) \gamma^\nu \right\} \\
&\quad \times Tr \left\{ \not{p}_2 \gamma_\mu (C_V^e - C_A^e \gamma^5) \not{p}_1 (C_V^e + C_A^e \gamma^5) \gamma^\nu \right\} \quad (9.36)
\end{aligned}$$

İz hesabı yapılırsa genliğin karesi şu şekilde elde edilir:

$$\begin{aligned}
|M_2|^2 &= \frac{2g_Z^4}{[(q^2 - M_Z^2) + (M_Z \Gamma_Z)]^2} \left\{ \left[(C_V^f)^2 + (C_A^f)^2 \right] \left[(C_V^e)^2 + (C_A^e)^2 \right] [(p_2 \cdot p_4)(p_1 \cdot p_3) \right. \\
&\quad \left. (p_1 \cdot p_4)(p_2 \cdot p_3)] - 4C_V^e C_A^e C_V^f C_A^f [(p_2 \cdot p_4)(p_1 \cdot p_3) - (p_1 \cdot p_4)(p_2 \cdot p_3)] \right\} \quad (9.37)
\end{aligned}$$

Burada yine dörtlü momentumların çarpımlarını yerine koyarak genliğin karesini saçılma açısına bağımlı olarak şu şekilde bulabiliriz:

$$\begin{aligned}
|M_2|^2 &= \frac{4E^4 g_Z^4}{[(q^2 - M_Z^2) + (M_Z \Gamma_Z)]^2} \left\{ \left[(C_V^f)^2 + (C_A^f)^2 \right] \left[(C_V^e)^2 + (C_A^e)^2 \right] (1 + \cos^2 \theta) \right. \\
&\quad \left. - 4C_V^e C_A^e C_V^f C_A^f \cos \theta \right\} \quad (9.38)
\end{aligned}$$

Aynı işlem adımlarıyla, Z' ayar bozonunun olduğu durum için genliğin karesini şu şekilde bulabiliriz:

$$|M_3|^2 = \frac{4E^4 g_{Z'}^4}{\left[(q^2 - M_{Z'}^2) + (M_{Z'} \Gamma_{Z'})\right]^2} \left\{ \left[\left(C_V^{f'} \right)^2 + \left(C_A^{f'} \right)^2 \right] \left[\left(C_V^{e'} \right)^2 + \left(C_A^{e'} \right)^2 \right] \right. \\ \left. \times (1 + \cos^2 \theta) - 4 C_V^{e'} C_A^{e'} C_V^{f'} C_A^{f'} \cos \theta \right\} \quad (9.39)$$

Bu sürece M_1, M_2, M_3 genliklerinin çapraz çarpımları da katkıda bulunur. Bu ifadeler şu şekilde bulunabilirler:

$$M_1 M_2^+ = \frac{g_e^2 (-Q_f)}{4q^2} \left(\frac{g_Z^2}{(q^2 - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z)} \right)^+ \left[\bar{u}(p_4) \gamma^\mu v(p_3) \right] \left[\bar{v}(p_2) \gamma_\mu u(p_1) \right] \\ \times \left[\bar{u}(p_4) \gamma^\nu (C_V^f - C_A^f \gamma^5) v(p_3) \right]^\dagger \left[\bar{v}(p_2) \gamma_\nu (C_V^e - C_A^e \gamma^5) u(p_1) \right]^\dagger \quad (9.40)$$

$$M_1 M_2^+ = \frac{g_e^2 (-Q_f)}{4q^2} \left(\frac{g_Z^2}{(q^2 - M_Z^2 - iM_Z \Gamma_Z)} \right) Tr \left\{ (\not{p}_4 + m_4) \gamma^\mu (\not{p}_3 - m_3) \right. \\ \left. (C_V^f + C_A^f \gamma^5) \not{\gamma}^\nu \right\} \times Tr \left\{ (\not{p}_2 - m_2) \gamma_\mu (\not{p}_1 + m_1) (C_V^e + C_A^e \gamma^5) \not{\gamma}_\nu \right\} \quad (9.41)$$

Parçacıkların kütlelerini ihmal edersek ($m_1=m_2=0=m_3=m_4$) genliğin karesi şu hali alır:

$$M_1 M_2^+ = \frac{g_e^2 (-Q_f)}{4q^2} \left(\frac{g_Z^2}{(q^2 - M_Z^2 - iM_Z \Gamma_Z)} \right) Tr \left\{ \not{p}_4 \gamma^\mu \not{p}_3 (C_V^f + C_A^f \gamma^5) \not{\gamma}^\nu \right\} \\ \times Tr \left\{ \not{p}_2 \gamma_\mu \not{p}_1 (C_V^e + C_A^e \gamma^5) \not{\gamma}_\nu \right\} \quad (9.42)$$

İz hesabı yapılırsa bu terim şu şekilde elde edilir:

$$\begin{aligned}
M_1 M_2^+ &= \frac{8 g_e^2 g_Z^2 (-Q_f)}{q^2} \left(\frac{(q^2 - M_Z^2 + i M_Z \Gamma_Z)}{(q^2 - M_Z^2)^2 + (M_Z \Gamma_Z)^2} \right) \left\{ (C_V^e C_V^f + C_A^e C_A^f) \right. \\
&\quad \left. \times ((p_1 \cdot p_3)(p_1 \cdot p_3)) + (C_V^e C_V^f - C_A^e C_A^f) ((p_1 \cdot p_4)(p_2 \cdot p_3)) \right\} \quad (9.43)
\end{aligned}$$

Dörtlü momentum çarpımlarını kullanırsak bu ifadeyi saçılma açısı cinsinden ifade edebiliriz:

$$\begin{aligned}
M_1 M_2^+ &= \frac{16 E^4 g_e^2 g_Z^2 (-Q_f)}{q^2} \left(\frac{(q^2 - M_Z^2 + i M_Z \Gamma_Z)}{(q^2 - M_Z^2)^2 + (M_Z \Gamma_Z)^2} \right) \left\{ (C_V^e C_V^f + C_A^e C_A^f) \right. \\
&\quad \left. \times (C_V^e C_V^f (1 + \cos^2 \theta)) - 2 C_A^e C_A^f \cos \theta \right\} \quad (9.44)
\end{aligned}$$

$M_1 M_3^+$ ifadesi $M_1 M_2^+$ ifadesine benzerdir. Aynı işlem sırası ile bu ifadeyi de elde edebiliriz:

$$\begin{aligned}
M_1 M_3^+ &= \frac{16 E^4 g_e^2 g_{Z'}^2 (-Q_f)}{q^2} \left(\frac{(q^2 - M_{Z'}^2 + i M_{Z'} \Gamma_{Z'})}{(q^2 - M_{Z'}^2)^2 + (M_{Z'} \Gamma_{Z'})^2} \right) \left\{ (C_V^{e'} C_V^{f'} + C_A^{e'} C_A^{f'}) \right. \\
&\quad \left. \times (C_V^{e'} C_V^{f'} (1 + \cos^2 \theta)) - 2 C_A^{e'} C_A^{f'} \cos \theta \right\} \quad (9.45)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_2 M_3^+ &= \left(\frac{g_z^2}{4(q^2 - M_Z^2 + i M_Z \Gamma_Z)} \right) \left(\frac{g_{Z'}^2}{4(q^2 - M_{Z'}^2 + i M_{Z'} \Gamma_{Z'})} \right)^+ \\
&\quad \times \left[\bar{u}(p_4) \gamma^\mu (C_V^f - C_A^f \gamma^5) v(p_3) \right] \left[\bar{v}(p_2) \gamma_\mu (C_V^e - C_A^e \gamma^5) u(p_1) \right] \\
&\quad \times \left[\bar{u}(p_4) \gamma^\nu (C_V^{f'} - C_A^{f'} \gamma^5) v(p_3) \right] \left[\bar{v}(p_2) \gamma_\nu (C_V^{e'} - C_A^{e'} \gamma^5) u(p_1) \right] \quad (9.46)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_2 M_3^+ &= \left(\frac{g_Z^2}{4(q^2 - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z)} \right) \left(\frac{g_{Z'}^2}{4(q^2 - M_{Z'}^2 - iM_{Z'} \Gamma_{Z'})} \right) \\
&\times \text{Tr} \left\{ (\mathbf{p}_4 + m_4) \gamma^\mu (C_V^f - C_A^f \gamma^5) (\mathbf{p}_3 - m_3) (C_V^{f'} + C_A^{f'} \gamma^5) \gamma^\nu \right\} \\
&\times \text{Tr} \left\{ (\mathbf{p}_2 - m_2) \gamma_\mu (C_V^e - C_A^e \gamma^5) (\mathbf{p}_1 + m_1) (C_V^{e'} + C_A^{e'} \gamma^5) \gamma_\nu \right\} \quad (9.47)
\end{aligned}$$

Parçacıkların kütlelerini ihmal edersek ($m_1=m_2=0=m_3=m_4$) bu ifade şuna hale indirgenir:

$$\begin{aligned}
M_2 M_3^+ &= \left(\frac{g_Z^2}{4(q^2 - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z)} \right) \left(\frac{g_{Z'}^2}{4(q^2 - M_{Z'}^2 - iM_{Z'} \Gamma_{Z'})} \right) \\
&\times \text{Tr} \left\{ \mathbf{p}_4 \gamma^\mu (C_V^f - C_A^f \gamma^5) \mathbf{p}_3 (C_V^{f'} + C_A^{f'} \gamma^5) \gamma^\nu \right\} \\
&\times \text{Tr} \left\{ \mathbf{p}_2 \gamma_\mu (C_V^e - C_A^e \gamma^5) \mathbf{p}_1 (C_V^{e'} + C_A^{e'} \gamma^5) \gamma_\nu \right\} \quad (9.48)
\end{aligned}$$

Aşağıdaki tanımlamalardan ve iz hesabından sonra (9.54) denklemini elde edilir.

$$A \equiv (q^2 - M_Z^2)(q^2 - M_{Z'}^2) \quad (9.49)$$

$$B \equiv M_Z M_{Z'} \Gamma_Z \Gamma_{Z'} \quad (9.50)$$

$$C \equiv (q^2 - M_{Z'}^2) M_Z \Gamma_Z \quad (9.51)$$

$$D \equiv (q^2 - M_Z^2) M_{Z'} \Gamma_{Z'} \quad (9.52)$$

$$\begin{aligned}
M_2 M_3^+ &= 2g_Z^2 g_{Z'}^2 \frac{(A+B) - i(C-D)}{(A+B)^2 + (C-D)^2} \left\{ \left[C_V^{f'} \left(C_V^{e'} C_V^e C_V^f - C_A^e C_A^f C_V^{e'} - C_A^f C_V^e C_A^{e'} \right. \right. \right. \\
&\quad \left. \left. \left. + C_A^e C_A^f C_A^{e'} \right) + C_A^{f'} \left(C_V^{e'} C_A^f C_V^e - C_A^e C_V^f C_V^{e'} + C_A^e C_A^f C_A^{e'} - C_V^f C_V^e C_A^{e'} \right) \right] \right. \\
&\quad \times (p_1 \cdot p_4)(p_2 \cdot p_3) + \left[C_V^{f'} \left(C_A^e C_A^f C_V^{e'} + C_V^{e'} C_V^e C_V^f + C_A^f C_V^e C_A^{e'} + C_A^e C_V^f C_A^{e'} \right) \right. \\
&\quad \left. \left. + C_A^{f'} \left(C_V^{e'} C_A^f C_V^e + C_A^e C_V^f C_V^{e'} + C_A^e C_A^f C_A^{e'} + C_V^f C_V^e C_A^{e'} \right) \right] (p_1 \cdot p_3)(p_2 \cdot p_4) \right\} \quad (9.53)
\end{aligned}$$

Dörtlü momentumların değerlerini yerlerine koyarak bu ifadeyi saçılma açısına bağlı olarak ifade edebiliriz.

$$\begin{aligned}
M_2 M_3^+ &= 4E^4 g_Z^2 g_{Z'}^2 \frac{(A+B) - i(C-D)}{(A+B)^2 + (C-D)^2} \left\{ \left[C_V^{f'} C_V^e C_V^f C_V^{e'} + C_V^{f'} C_A^e C_V^f C_A^{e'} \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + C_A^{f'} C_A^f C_V^e C_V^{e'} + C_A^{f'} C_A^e C_A^f C_A^{e'} \right] (1 + \cos^2 \theta) - 2 \left[C_V^{f'} C_A^f C_A^e C_V^{e'} + C_V^{f'} C_A^f C_V^e C_A^{e'} \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + C_A^{f'} C_A^e C_V^f C_V^{e'} + C_A^{f'} C_V^e C_V^f C_A^{e'} \right] (\cos \theta) \right\} \quad (9.54)
\end{aligned}$$

Fermi'nin altın kuralını kullanarak tesir kesitini hesaplayabiliriz. Fermi'nin altın kuralının ifadesi şu şekildedir.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{1}{8\pi} \right)^2 \frac{\langle |M|^2 \rangle}{(E_1 + E_2)^2} \quad (9.55)$$

İncelediğimiz sistem için kütleleri ihmal etmiştik. Bu durum sonucunda $E_1 = E_2 = E$ olarak alabiliriz. Sonuçta diferansiyel tesir kesitini şu şekilde ifade edebiliriz:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{1}{8\pi}\right)^2 \frac{\langle |M|^2 \rangle}{(2E)^2} \quad (9.56)$$

$\langle |M|^2 \rangle$ spin ortalamasını ve $d\Omega$ katı açığı ifade etmektedir ve şu şekilde tanımlanır:

$$\langle |M|^2 \rangle = \frac{1}{4} \left\{ |M_1|^2 + |M_2|^2 + |M_3|^2 + 2 \operatorname{Re} (M_1 M_2^+ + M_1 M_3^+ + M_2 M_3^+) \right\} \quad (9.57)$$

$$d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi \quad (9.58)$$

Aşağıdaki tanımlamalardan sonra incelediğimiz süreç için toplam tesir kesitinin değerini veren ifade (7.61) denklemindeki gibi bulunur.

$$PP = (q^2 - M_Z^2)^2 + (M_Z \Gamma_Z)^2 \quad (9.59)$$

$$RR = (q^2 - M_{Z'}^2)^2 + (M_{Z'} \Gamma_{Z'})^2 \quad (9.60)$$

$$MM = (q^2 - M_Z^2)(q^2 - M_{Z'}^2) + M_Z M_{Z'} \Gamma_Z \Gamma_{Z'} \quad (9.61)$$

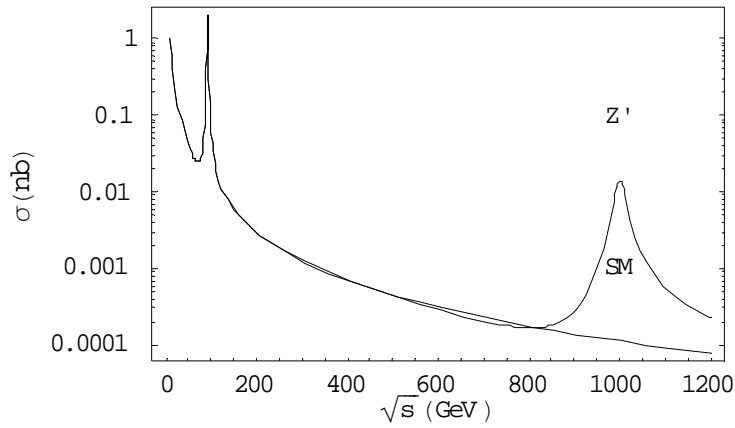
$$TT = (q^2 - M_{Z'}^2) M_Z \Gamma_Z - (q^2 - M_Z^2) M_{Z'} \Gamma_{Z'} \quad (9.62)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{toplamlam} = & \frac{E^2 g_e^4 Q_f^2}{3\pi q^4} + \frac{(C_A^{e^2} + C_V^{e^2})(C_A^{f^2} + C_V^{f^2}) E^2 g_Z^4}{48\pi(PP)} \\ & + \frac{(C_A^{e'^2} + C_V^{e'^2})(C_A^{f'^2} + C_V^{f'^2}) E^2 g_{Z'}^4}{48\pi(RR)} + \frac{C_V^f C_V^e E^2 g_e^2 g_Z^2 (q^2 - M_Z^2) Q_f}{6\pi q^2 (PP)} \\ & + \frac{C_V^{f'} C_V^{e'} E^2 g_e^2 g_{Z'}^2 (q^2 - M_{Z'}^2) Q_f}{6\pi q^2 (RR)} + \frac{g_Z^2 g_{Z'}^2 E^2 MM}{24\pi((MM)^2 + (TT)^2)} \end{aligned}$$

$$\times \left(C_V^{f'} C_V^e C_V^f C_V^{e'} + C_A^{f'} C_A^e C_A^f C_A^{e'} + C_V^{f'} C_A^e C_V^f C_A^{e'} + C_A^{f'} C_A^e C_V^f C_V^{e'} \right) \quad (9.63)$$

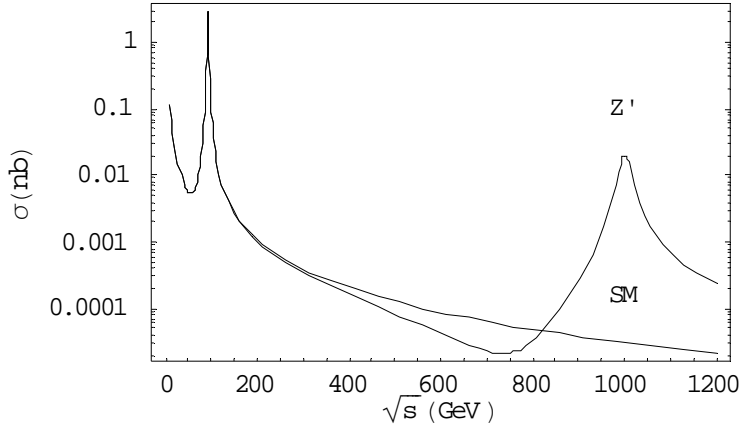
İlk olarak SSM (Standard Model benzeri) dahilinde bazı incelemeler yapılacaktır. SSM de köşe faktörleri ve $C_V^{f'}$, $C_A^{f'}$, C_V^e , C_A^e faktörleri için SM'deki değerleri kullanılır.

SM benzeri Z' kütlesinin 1000 GeV olarak alındığı durum için son durumda üretilen parçacıkların müon ve anti-müon olması durumunda tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine göre değişimini veren grafik şu şekilde olur;



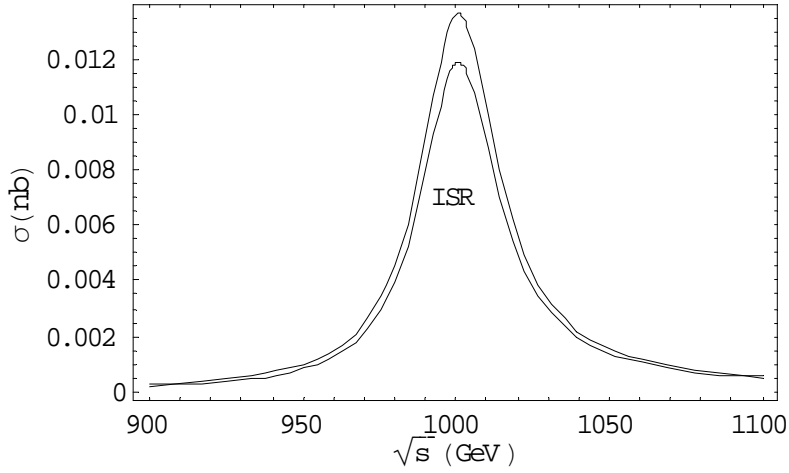
Şekil 9.6 Z' kütlesinin 1000 GeV olarak alındığı durum için tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine göre değişimi ($\mu^- \mu^+$ son durum)

Son durumun b kuark olması durumunda yine Z' kütlesinin 1000 GeV olarak alındığı durum için tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine göre değişimini veren grafik şu şekilde olur;

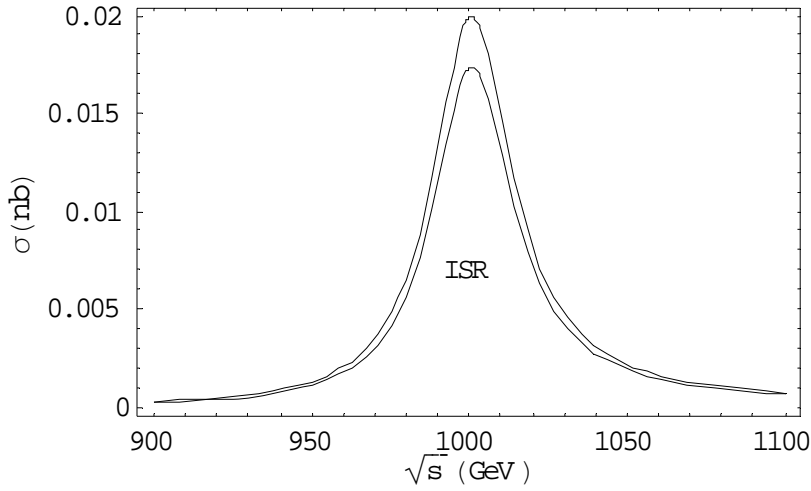


Şekil 9.7 Z' kütesinin 1000 GeV olarak alındığı durum için tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine göre değişimi (b ve \bar{b} kuark son durum)

Eğer ISR (başlangıç durum ışıması) göz önüne alınırsa son durumun $\mu^-\mu^+$ ve $b\text{-}\bar{b}$ kuark olması halinde tesir kesitlerinin kütle merkezi enerjisine göre değişimleri şu şekilde olur;

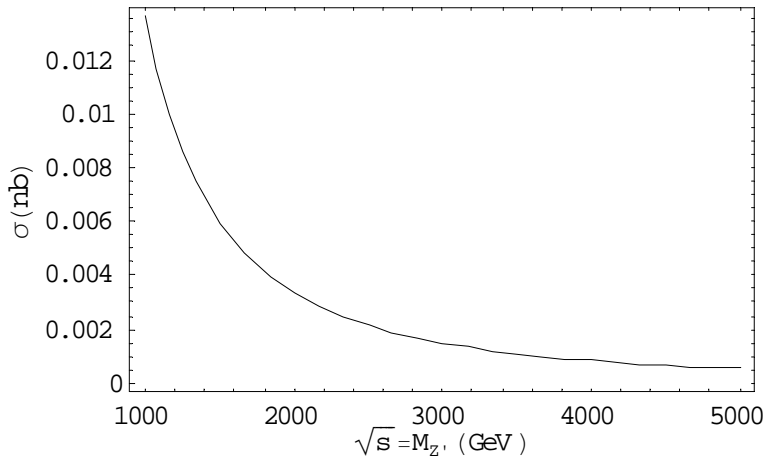


Şekil 9.8 Z' kütesinin 1000 GeV olarak alındığı durum için tesir kesitinin ve ISR'nin olduğu durumdaki tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine göre değişimi ($\mu^-\mu^+$ son durum)



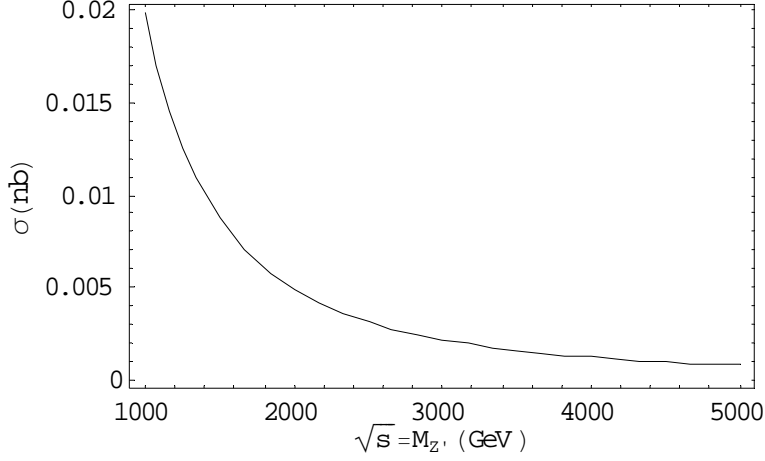
Şekil 9.9 Z' kütleinin 1000 GeV olarak alındığı durum için tesir kesitinin ve ISR'nin olduğu durumdaki tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine göre değişimi ($b\bar{b}$ kuark son durum)

Z' kütleinin kütle merkezi enerjisine eşit ($\sqrt{s} = M_{Z'}$) ve son durumun müon olması durumunda tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine göre değişimini veren şekil şu şekilde olur;



Şekil 9.10 Z' kütleinin kütle merkezi enerjisine eşit olduğu durum için tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine göre değişimi ($\mu\bar{\mu}^+$ son durum)

Z' kütlesinin kütle merkezi enerjisine eşit ($\sqrt{s} = M_{Z'}$) ve son durumun b kuark olması durumunda tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine göre değişimini veren grafik şu şekilde olur;



Şekil 9.11 Z' kütlesinin kütle merkezi enerjisine eşit olduğu durum için tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine göre değişimi (son durum $b-\bar{b}$ kuark)

Çizelge 9.1 SSM dahilinde $M_{Z'}$ ve \sqrt{s} değişimine göre istatistik gözlenebilirlik (son durum $\mu^-\mu^+$) (İstatistik Gözlenebilirlik = $((\sigma_{B+S} - \sigma_B) / \sqrt{\sigma_B}) * \sqrt{L}$)

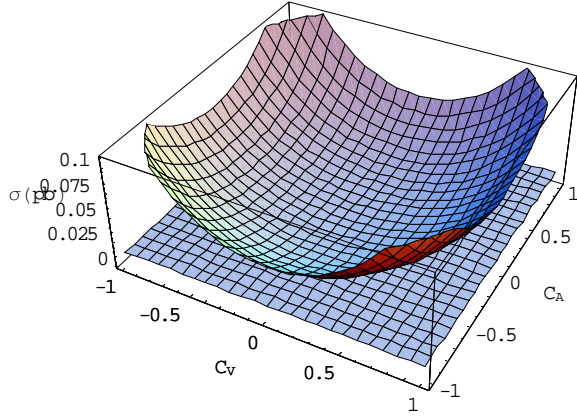
$\sqrt{s} \text{ (GeV)}$ \\ $M_{Z'} \text{ (GeV)}$	1000	3000	5000
900	450.9	13.6	7.5
1000	23043	14	7.6
1100	150	14.5	7.7
1200	5.9	15.2	7.8
1300	10.3	15.9	7.9
1400	12.4	16.7	8
1500	11.8	17.7	8.2
2000	6.8	27	9.1
3000	2.8	7444.7	13.3
5000	1	3.3	4455.5

Çizelge 9.2 SSM dahilinde M_Z ve \sqrt{s} değişimine göre istatistik gözlenebilirlik (son durum $b-\bar{b}$ kuark)

$M_Z(GeV) \backslash \sqrt{s} (GeV)$	1000	3000	5000
900	1317.3	36	19.8
1000	34413	37.2	20
1100	563.7	38.7	20.3
1200	64.8	40.4	20.6
1300	3.2	42.4	20.9
1400	18.2	44.7	21.2
1500	21.3	47.6	21.6
2000	14.74	74.9	24.2
3000	6.5	11261.4	36.2
5000	2.3	6.6	6746.8

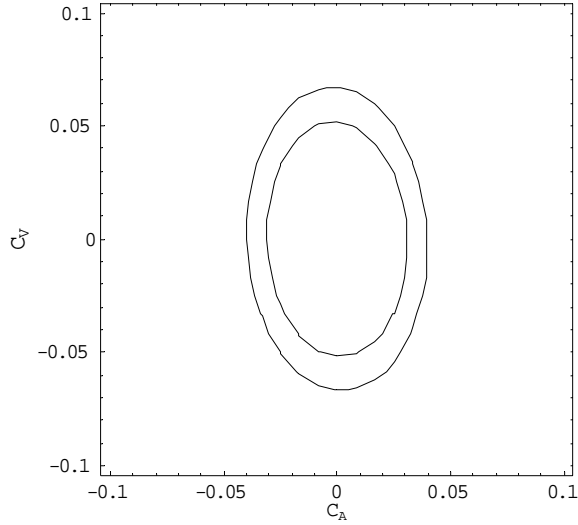
Buraya kadar olan incelemeler SSM dahilinde yapıldı. Bundan sonraki incelemeler için $C_V^f, C_A^f, C_V^e, C_A^e$ faktörleri değiştirilerek tesir kesitlerinin davranışları incelenecektir. (Buradaki incelemeler için yalnızca müon göz önüne alınacaktır. Çünkü bu inceleme için b kuarkı müon dan ayıran yalnızca renk yükü olacaktır. Buda tesir kesitinde bir katsayı kadar fark getirecektir.)

$M_Z=1000 GeV$ ve $\sqrt{s}=3000 GeV$ için $C_V^\mu = C_V^e, C_A^\mu = C_A^e$ olarak tesir kesitinin bu parametrelere göre değişimini görebiliriz;



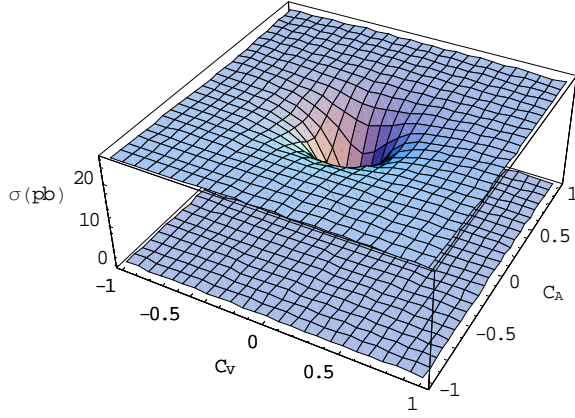
Şekil 9.12 $M_Z=1000 \text{ GeV}$ ve $\sqrt{s}=3000 \text{ GeV}$ de $C_V^{\mu'} = C_V^e, C_A^{\mu'} = C_A^e$ durumu için tesir kesitinin değişimi (son durum $\mu^-\mu^+$)

Bu durum için ışınliğin 10^5 pb^{-1} alınması durumunda kontur grafiği şu şekilde olur.



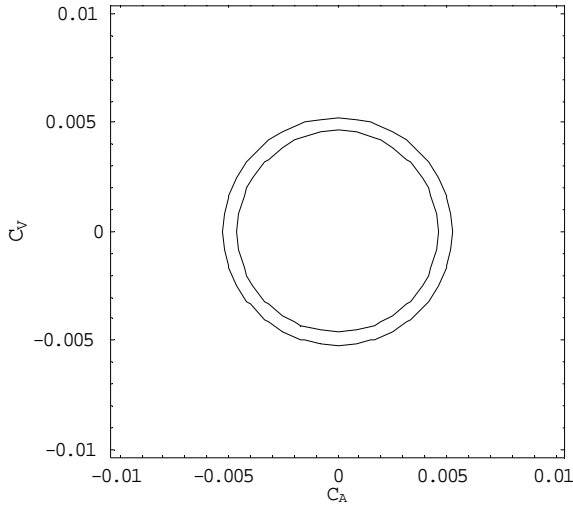
Şekil 9.13 $M_Z=1000 \text{ GeV}$ ve $\sqrt{s}=3000 \text{ GeV}$ de C_V ve C_A için 3σ ve 5σ kontur grafiği

Rezonansta bir durumun incelenmesi için $M_Z=1000 \text{ GeV}$, $\sqrt{s}=1000 \text{ GeV}$ ve $C_V^{\mu'} = C_V^e, C_A^{\mu'} = C_A^e$ olarak tesir kesitinin bu parametrelere göre değişimini görebiliriz;



Şekil 9.14 $M_{Z'}=1000 \text{ GeV}$ ve $\sqrt{s}=1000 \text{ GeV}$ de $C_V^{\mu'} = C_V^e, C_A^{\mu'} = C_A^e$ durumu için tesir kesitinin değişimi (son durum $\mu^-\mu^+$)

Bu durum için ışınlığın 10^5 pb^{-1} alınması durumunda kontur grafiği şu şekilde olur.



Şekil 9.15 $M_{Z'}=\sqrt{s}=1000 \text{ GeV}$ 'de C_V ve C_A için 3σ ve 5σ kontur grafiği

$C_V^f, C_A^f, C_V^e, C_A^e$ parametrelerinin de değiştiği durum için tesir kesitinin değişimini görebilmek için şu tablolar oluşturulabilir;

Çizelge 9.3 $\sqrt{s}=3000 \text{ GeV}$ ve $M_Z=1000 \text{ GeV}$ için tesir kesitinin $C_V^{\mu'}$, $C_A^{\mu'}$, $C_V^{e'}$ ve $C_A^{e'}$ parametrelerine göre değişimi (tesir kesitleri pb olarak verilmiştir.)

$C_V^{\mu'}, C_A^{\mu'}$	-1,-1	-1,0	-1,1	0,-1	0,0	0,1	1,-1	1,0	1,1
$C_V^{e'}, C_A^{e'}$									
-1,-1	0,173	0,104	0,147	0,082	0,012	0,055	0,101	0,032	0,074
-1,0	0,104	0,076	0,102	0,041	0,012	0,039	0,034	0,005	0,032
-1,1	0,147	0,102	0,169	0,057	0,012	0,08	0,078	0,034	0,101
0,-1	0,082	0,041	0,057	0,053	0,012	0,028	0,08	0,039	0,055
0,0	0,012	0,012	0,012	0,012	0,012	0,012	0,012	0,012	0,012
0,1	0,055	0,039	0,08	0,028	0,012	0,053	0,057	0,041	0,082
1,-1	0,101	0,034	0,078	0,08	0,012	0,057	0,169	0,102	0,147
1,0	0,032	0,005	0,034	0,039	0,012	0,041	0,102	0,076	0,104
1,1	0,074	0,032	0,101	0,055	0,012	0,082	0,147	0,104	0,173

Benzer bir çizelgede istatistik gözlenebilirlik için oluşturulabilir;

Çizelge 9.4 $\sqrt{s}=3000 \text{ GeV}$ ve $M_Z=1000 \text{ GeV}$ için istatistik gözlenebilirliğin $C_V^{\mu'}$, $C_A^{\mu'}$, $C_V^{e'}$ ve $C_A^{e'}$ parametrelerine göre değişimi ($L_{int}=10^5 \text{ pb}^{-1}$ olarak alınmıştır)

$C_V^{\mu'}, C_A^{\mu'}$	-1,-1	-1,0	-1,1	0,-1	0,0	0,1	1,-1	1,0	1,1
$C_V^{e'}, C_A^{e'}$									
-1,-1	455,3	260,0	379,6	195,5	0	119,8	250,8	55,4	175,1
-1,0	259,9	178,3	254,3	81,6	0	76,0	60,9	20,7	55,3
-1,1	379,6	254,3	444,1	125,4	0	189,9	186,3	61,0	250,8
0,-1	195,4	81,6	125,3	113,9	0	43,8	189,8	76,0	119,7
0,0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,1	119,7	76,0	189,8	43,8	0	113,9	125,3	81,6	195,4
1,-1	250,8	61,0	186,3	189,9	0	125,4	444,1	254,3	379,6
1,0	55,3	20,7	60,9	76,0	0	81,6	254,3	178,3	259,9
1,1	175,1	55,4	250,8	119,8	0	195,5	379,6	260,0	455,3

Eğer başlangıç durum ışınması hesaba katılırsa $C_V^{f'}, C_A^{f'}, C_V^{e'}, C_A^{e'}$ parametrelerinin değiştiği durum için tesir kesitinin ve istatistik gözlenebilirliğin değerleri şu şekilde yeniden verilebilir;

Çizelge 9.5 ISR olduğu durumda $\sqrt{s}=3000 \text{ GeV}$ ve $M_{Z'}=1000 \text{ GeV}$ için tesir kesitinin $C_V^{\mu'}, C_A^{\mu'}, C_V^{e'}$ ve $C_A^{e'}$ parametrelerine göre değişimi (tesir kesitleri pb olarak verilmiştir ve sınır 850 GeV olarak alınmıştır.)

$C_V^{\mu'}, C_A^{\mu'}$	-1,-1	-1,0	-1,1	0,-1	0,0	0,1	1,-1	1,0	1,1
$C_V^{e'}, C_A^{e'}$									
-1,-1	0.173	0.104	0.146	0.081	0,012	0.054	0.1	0.032	0.074
-1, 0	0.104	0.075	0.102	0.041	0,012	0.039	0.034	0.005	0.031
-1, 1	0.146	0.101	0.169	0.056	0,012	0.079	0.08	0.033	0.1
0,-1	0.081	0.041	0.056	0.052	0,012	0.028	0.079	0.039	0.054
0, 0	0,012	0,012	0,012	0,012	0,012	0,012	0,012	0,012	0,012
0, 1	0.054	0.039	0.079	0.028	0,012	0.052	0.056	0.041	0.081
1,-1	0.1	0.033	0.08	0.079	0,012	0.056	0.169	0.101	0.146
1, 0	0.031	0.005	0.034	0.039	0,012	0.041	0.102	0.075	0.104
1, 1	0.074	0.032	0.1	0.54	0,012	0.081	0.146	0.104	0.173

Çizelge 9.6 ISR olduğunda $\sqrt{s}=3000 \text{ GeV}$ ve $M_Z=1000 \text{ GeV}$ için istatistik gözlenebilirliğin $C_V^{\mu'}$, $C_A^{\mu'}$, $C_V^{e'}$ ve $C_A^{e'}$ parametrelerine göre değişimi ($L_{int}=10^5 \text{ pb}^{-1}$ ve sınır 850 GeV olarak alınmıştır)

C_V^{μ}, C_A^{μ} / C_V^e, C_A^e	-1,-1	-1,0	-1,1	0,-1	0,0	0,1	1,-1	1,0	1,1
-1,-1	454.2	259.3	378.7	195	0	119.5	250.2	55.2	174.6
-1,0	259.2	177.9	253.6	81.4	0	75.8	60.8	20.6	55.2
-1,1	378.7	253.7	443	125.1	0	189.4	185.8	60.8	250.2
0,-1	195	81.4	125	113.6	0	43.7	189.4	75.8	119.4
0,0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,1	119.4	75.8	189.4	43.7	0	113.6	125	81.4	195
1,-1	250.2	60.8	185.8	189.4	0	125.1	443	253.7	378.7
1,0	55.2	20.6	60.8	75.8	0	81.4	253.6	177.9	259.2
1,1	174.6	55.2	250.2	119.5	0	195	378.7	259.3	454.2

10. SONUÇ

Elektron-pozitron çarpışmalarında $\psi(3770)$ mezonun rezonansta üretimi, çok sayıda D mezon çiftlerinin oluşmasını sağlar ve böylece D mezonlarının leptonik, yarı-leptonik ve nadir bozunumlarının daha ayrıntılı incelenmesini sağlar.

D Mezonlarının bozunumu CKM (Cabibo-Kobayashi-Maskawa) matris elemanlarının, form faktörlerinin ve bozunum sabitlerinin belirlenmesi açısından önem taşımaktadır.

Düşük enerjilerde elektron-pozitron çarpışması ile vektör mezonlar rezonansta üretilerek son durumda çok sayıda skaler mezon çift üretimi gerçekleştirilmektedir. Bu çalışma esnasında Türk Hızlandırıcı Projesi kapsamında planlanan Linac-Halka tipli elektron-pozitron çarpıştırıcısının parametreleri dikkate alınmıştır.

Yüksek enerjilerde elektron-pozitron çarpışmalarında Standart Model ötesi araştırmalar için Z' bozonu göz önüne alındı. SM benzeri Z' 'in kütlesi belli bir değer olarak alındığında (bu tez kapsamında 1000 GeV) tesir kesitlerinin bu değer civarında büyük olduğu gözlemlendi. Tesir kesitinin büyük olması yüksek ışınıklarda daha çok olay gözlenmesini sağlar. Bu sonuç Rezonans civarında yapılan araştırmaların önemini ortaya koymaktadır. Rezonans bölgesinden uzaklaştıkça tesir kesiti ve bununla birlikte olay sayısı azalmaktadır.

$C_V^{\mu'}$, $C_A^{\mu'}$, $C_V^{e'}$ ve $C_A^{e'}$ parametrelerinin değişimi göz önüne alındığında ($\sqrt{s}=3000 \text{ GeV}$ ve $M_{Z'}=1000 \text{ GeV}$ için), tesir kesitleri bunların mutlak değerlerinin maksimum olduğu durumlarda en büyük olur. Eğer bu değerler sifıra götürülürse Standart Model sonuçlarını verirler.

Kontur grafiklerinden $\sqrt{s} = 1000 \text{ GeV}$ için $C_V, C_A < 0.05$ ve $\sqrt{s} = 3000 \text{ GeV}$ için $C_A < 0.04$, $C_V < 0.07$ sınırlamaları getirilmiştir.

Rezonans taraması yapılmış ($\sqrt{s} = M_{Z'}$) ve CLIC enerji aralığında 1000 GeV ve 5000 GeV tesir kesitleri hesaplanmış ve rezonansta yılda 1000 GeV 'de en az 100 olay gözlenmesi için $L > 8 pb^{-1}$ ve 5000 GeV 'de bu sınır $L > 100 pb^{-1}$ olmaktadır.

KAYNAKLAR

- Ablikim, M., Bai, J.Z., Ban, Y. and Bian, J.G., 2004. Measurement of cross section for $D^0 \bar{D}^0$ and $D^+ D^-$ production in $e^+ e^-$ annihilation at $\sqrt{s}=3.773$ GeV, Phys. Lett. B603, 130-137.
- Anonim. 2007. Web Sitesi : <http://bilge.science.ankara.edu.tr>, Eriřim tarihi: 03.04.2007.
- Artuso, M., Boulahouache, C., Blusk, S. and Butt, J. 2005. Improved measurement of B ($D^+ \rightarrow \mu^+ \nu$) and the pseudoscalar decay constant $f(D^+)$, arXiv: hep- ex/0508057.
- Ciobanu, C., Junk, T. and Veramendi, G. ,2005. Z' generation with PYTHIA, CDF/PHYS/ EXOTIC/PUBLIC/7755.
- Griffiths, D. 1987. Introduction to Elementary Particles, John Wiley&Sons Inc., New York.
- Grozin, A.G. 1997. Using REDUCE in High Energy Physics, Cambridge University Press, United Kingdom.
- Kiselev, V.V. 1994. Scaling law for the $\Upsilon(4S) \rightarrow B \bar{B}$ and $\psi(3770) \rightarrow D \bar{D}$ decay constants from effective sum rules, arXiv:hep-ph/9401339v1.
- Sultansoy, S., Yılmaz, M., Çakır, O., Çiftçi, A. K., Receptođlu, E., and Yavaş, Ö. 2005. The Status of Turkic Accelerator Complex Proposal, Proceeding of 2005 Particle Accelerator Conference, Knoxville, Tennessee
- Yao, W.-M. 2006. Partical Data Group, Review Of Particle Physics, J. Phys. G. Vol.33, 321-328, 535-769.
- Yavaş, Ö., Çiftçi, A. K., Yılmaz, M., Receptođlu, E. ve Sultansoy, S. 2000. "Parçacık hızlandırıcıları :Türkiye'de neler yapılmalı" DPT1997K-120420 No'lu Proje Sonuç Raporu, <http://bilge.science.ankara.edu.tr>

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Volkan ARI

Doğum Yeri : Divriği

Doğum Tarihi : 23.09.1979

Medeni Hali : Bekar

Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise : Başkent Lisesi, (1996)

Lisans : Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü, (2001)

Yüksek Lisans: Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı
(Eylül 2005-Ağustos 2007)