

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**ELEKTRON – HİDROJEN SAÇILMA VERİSİ İLE
PİON ARTI ELEKTRO – ÜRETİMİNDE KAYIP
KÜTLENİN ELDE EDİLMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Murat AYHAN

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK
Enstitü Bilim Dalı : FİZİK
Tez Danışmanı : Doç. Dr.
BARIŞ TAMER TONGUÇ

Aralık 2011

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ELEKTRON – HİDROJEN SAÇILMA VERİSİ İLE
PİON ARTI ELEKTRO – ÜRETİMİNDE KAYIP
KÜTLENİN ELDE EDİLMESİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

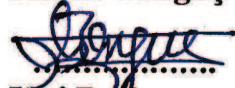
Murat AYHAN

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

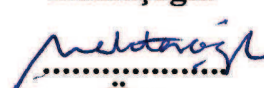
Enstitü Bilim Dalı : FİZİK

Bu tez 24/01/2012 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği ile kabul edilmiştir.

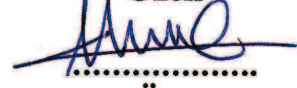
Doç. Dr. Barış
Tamer Tonguç


Jüri Başkanı

Doç. Dr. Mehmet
Bektaşoğlu


Üye

Doç. Dr. Mehmet
Özen


Üye

TEŞEKKÜR

Bu tez çalışmasının her aşamasında benden yardımını esirgemeyen, bilgi ve tecrübesinden yararlandığım Danışman Hocam Sayın Doç. Dr. Barış Tamer TONGUÇ'a sonsuz teşekkür ederim.

Çalışmalarım süresince yardımına ihtiyaç duyduğum anda her türlü destek ve yardımlarını esirgemeyen Sayın Doç. Dr. Mehmet BEKTAŞOĞLU'na sonsuz teşekkür ederim.

Yüksek lisans süresi boyunca çalışmalarımda bana yardımcı olan Doktora Öğrencisi Sayın Şule ÇİTÇİ'ye çok teşekkür ederim.

Yüksek lisans çalışma arkadaşım Ersin YAHŞİ'ye teşekkür ederim.

Ayrıca hayatım boyunca maddi ve manevi olarak destekte bulunan, beni bugünlere getiren ve varlığımı borçlu olduğum aileme teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	ii
İÇİNDEKİLER.....	iii
SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ.....	v
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	vi
TABLolar LİSTESİ.....	ix
ÖZET.....	x
SUMMARY.....	xi
BÖLÜM 1.	
GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2.	
HIZLANDIRICILAR VE BATES HIZLANDIRICI SİSTEMİ.....	3
2.1. Bates Hızlandırıcı Merkezi.....	4
2.3.1. Sürüklenme odacıkları	6
2.3.2. Çerenkov sayaçları	7
2.3.3. Sintilatörler.....	8
2.3.4. Nötron sayaçları.....	9
2.3.5. Bobin.....	10
2.3.6. Hedef.....	10
BÖLÜM 3.	10
TEORİ.....	11
3.1.1. Üç vektör momentum transferi.....	12

3.1.2. Dört vektör momentum transferi.....	13
3.1.3. Değişmez kütle.....	14
3.1.4. Kayıp enerji.....	16
3.1.5. Kayıp momentum.....	17
3.1.6. Kayıp kütle.....	18
BÖLÜM 4	
ANALİZ.....	20
4.1.1. Dahili ve harici analiz.....	21
4.2. Olayların yapılandırılması.....	22
4.3. Saçılmalar.....	25
4.3.1. Elastik saçılma.....	26
4.3.2. İnelastik saçılma.....	26
4.4. Kinematik niceliklerin dağılımı.....	27
4.5. Rezonans bölgesinin incelenmesi.....	31
BÖLÜM 5.	
SONUÇLAR.....	34
BÖLÜM 6.	
KARŞILAŞTIRMALAR.....	38
KAYNAKLAR.....	44
EKLER.....	46
ÖZGEÇMİŞ.....	49

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

MIT	: Massachussets Institute of Tecnology
BLAST	: Bates Large Acceptance Spectrometer Toroid
LNS	: Nükleer Bilim Laboratuvarları
TOF	: Time of Flight sintilatörleri
e	: Elektron
c	: Vakumdaki ışık hızı
P	: Momentum
E	: Enerji
γ	: Foton
θ	: Saçılan elektronun geçiş doğrultusu ile yaptığı açı
\emptyset	: Saçılan elektronun geçiş doğrultusunun iz düşümünün x eksenini ile yaptığı açı
z	: Hedef uzunluğu
p'	: Saçılan elektronun momentumu
Q	: Aktarılan momentumun üç vektörü
Q	: Aktarılan momentumun dört vektörü
P_x	: Kayıp momentum
E_x	: Kayıp enerji
W	: Değişmez kütle
π	: Pion parçacığı
Δ	: Delta rezonansı
E'	: Saçılan elektronun sahip olduğu enerji
H	: Hidrojen atomu
M_x	: Kayıp kütle

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1.	Middleton MIT Bates Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi.....	4
Şekil 2.2.	Bates Hızlandırıcı sistem.....	5
Şekil 2.3.	BLAST Spektrometresi bileşenleri.....	6
Şekil 2.4.	Sürüklenme odacıkları iç yapısı	7
Şekil 3.1.	Saçılma olayının genel tasviri.....	11
Şekil 3.2.	Gönderilen elektron ile saçılan elektron momentumları ve sanal foton arasındaki vektör.....	12
Şekil 3.3.	Δ bozunumundan kaynaklanan elastik olmayan saçılma.....	16
Şekil 4.1.	z eksenini boyunca saçılma resmi.....	21
Şekil 4.2a.	Sağ sektördeki parçacık id dağılımı.....	23
Şekil 4.2b.	Sol sektördeki parçacık id dağılımı.....	23
Şekil 4.3.	BLAST dedektörü simetrisi ile sol sektörde (θ) açısının görünümü.....	24
Şekil 4.4.	BLAST dedektörünün kesit görünümünden (ϕ) açısının düzlemsel görünümü.....	24
Şekil 4.5.	Dedektörün sol sektörüne gelen elektronların (ϕ) açısına göre dağılımları	25
Şekil 4.6.	Dedektörün sağ sektörüne gelen elektronların (ϕ) açısına göre dağılımları.....	25
Şekil 4.7.	Sağ ve sol sektörler için q^2 dağılımlarının gösterimi.....	28
Şekil 4.8.	Sağ ve sol sektörler için Q^2 dağılımlarının gösterimi.....	28
Şekil 4.9.	Sağ ve sol sektörler için W dağılımlarının gösterimi	28
Şekil 4.10.	Ortalama $p' = 0.550$ GeV/c olacak şekilde q^2 ifadesi $p_{alt} = 0.545$ GeV/c, $p_{üst} = 0.555$ GeV/c değerlerinde teorik ve bu iki teorik değer aralığında yeralan deneysel verilerin saçılma grafiği.....	29

Şekil 4.10.	Ortalama $\theta=60^\circ$ olacak şekilde q^2 ifadesi $\theta_{alt}=59.5^0$, $\theta_{üst}= 60.5^\circ$ değerlerinde teorik ve bu iki teorik değer aralığında yer alan deneysel verilerin saçılma grafiği.....	29
Şekil 4.11.	Ortalama $p'= 0.550$ GeV/c olacak şekilde Q^2 için $p_{alt} = 0.545$ GeV/c, $p_{üst}= 0.555$ GeV/c değerlerinde teorik ve bu iki teorik değer aralığında yeralan deneysel verilerin saçılma grafiği.....	30
Şekil 4.11.	Ortalama $\theta=60^\circ$ olacak şekilde Q^2 için $\theta_{alt}=59.5^0$, $\theta_{üst}= 60.5^\circ$ değerlerinde teorik ve bu iki teorik değer aralığında yeralan deneysel verilerin saçılım grafiği.....	30
Şekil 4.12.	Ortalama $p'= 0.550$ GeV/c olacak şekilde W için $p_{alt} =0.545$ GeV/c, $p_{üst} = 0.555$ GeV/c değerlerinde teorik ve bu iki teorik değer aralığında yeralan deneysel verilerin saçılma grafiği.....	30
Şekil 4.12.	Ortalama $\theta=60^\circ$ olacak şekilde W için $\theta_{alt}=59.5^0$, $\theta_{üst}= 60.5^\circ$ değerlerinde teorik ve bu iki teorik değer aralığında yeralan deneysel verilerin saçılım grafiği.....	30
Şekil 4.13	W dağılımında faydalanılarak proton ve delta parçacık piklerinin gösterimi.....	32
Şekil 4.14	Elastik bölge dağılımının gösterimi.....	33
Şekil 4.15	İnelastik bölge dağılımının gösterimi.....	33
Şekil 5.1.	Kayıp momentumun dağılımı.....	35
Şekil 5.2.	Kayıp enerjinin dağılımı.....	36
Şekil 5.3.	Kayıp kütle dağılımı.....	37
Şekil 6.1a	Döterona ait olan q^2 dağılımı.....	39
Şekil 6.1b.	Hidrojene ait olan q^2 dağılımı	39
Şekil 6.2a.	Döterona ait olan Q^2 dağılımı.....	40
Şekil 6.2b.	Hidrojene ait olan Q^2 dağılımı.....	40
Şekil 6.3a.	Döterona ait olan W dağılımı.....	41
Şekil 6.3b.	Hidrojene ait olan W dağılımı.....	41
Şekil 6.4a.	Döterona ait E_x olan dağılımı.....	42
Şekil 6.4a.	Hidrojene ait olan E_x dağılımı.....	42

Şekil 6.5a.	Döterona ait olan P_x dağılımı.....	42
Şekil 6.5b.	Hidrojene ait olan P_x dağılımı.....	42
Şekil 6.6a.	Döterona ait olan M_x dağılımı.....	43
Şekil 6.6b.	Hidrojene ait olan M_x dağılımı.....	43

TABLolar LİSTESİ

Tablo 4.2.	Parçacıklar ve atanmış "id" numaraları	23
Tablo 6.1.	Hidrojen ve döteronun bozunum kanalları.....	38
Tablo A1.1	$\theta=59.5^\circ$ ve $\theta=60.5^\circ$ için q^2 'nin momentuma bağlı teorik değerleri.....	46
Tablo A1.2.	$p'=0.545$ GeV/c ve $p'= 0.555$ GeV/c için q^2 'nin açığa bağlı teori değerler.....	46
Tablo A2.1	$\theta=59.5^\circ$ ve $\theta=60.5^\circ$ için Q^2 'nin momentuma bağlı teorik değerleri.....	47
Tablo A2.2.	$p'=0.545$ GeV/c ve $p'= 0.555$ GeV/c için Q^2 'nin açığa bağlı teorik değerleri.....	47
Tablo A3.1.	$\theta=59.5^\circ$ ve $\theta= 60.5^\circ$ için W' 'nin momentuma bağlı teorik değerleri.....	48
Tablo A3.2.	$p'=0.545$ GeV/c ve $p'= 0.555$ GeV/c için W' 'nin açığa bağlı teorik değerleri.....	48

ÖZET

Anahtar kelimeler: MIT Bates Laboratuvarı, elektron – hidrojen saçılması, kayıp kütle tekniği, analiz, ROOT.

MIT Bates Laboratuvar'ında tasarlanmış olan hızlandırıcı ve dedektör sistemleri ile bunların alt birimlerinden oluşan bir yapı yardımıyla 0.85 GeV/c enerjiye kadar hızlandırılan elektronların durgun haldeki hidrojen atomuyla çarpıştırılarak, elektron – hidrojen saçılması sonucunda oluşan Δ^+ rezonans parçacığının dolaylı tespiti “kayıp kütle tekniği“ kullanılarak yapılmıştır. Elde edilen verilerin analizi ROOT programı ile gerçekleştirilmiştir.

EXTRACTION OF MISSING MASS DISTRIBUTION IN THE ELECTRON – HYDROGEN SCATTERING

SUMMARY

Key Words: MIT Bates Laboratory, Missing mass technique, Electron – Hydrogen scattering, Analysis, ROOT

Data consisting of the electron beam with 0.85 GeV/c energy incident upon the hydrogen target have been collected at MIT Bates Laboratory Linear Accelerator Center using BLAST spectrometer. The missing mass technique is used for indirect detection of Δ^+ resonance that occurs particle emerges through electron – hydrogen scattering. ROOT, a CERN's software, is used for analysis of data.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

Yüksek enerji fiziği, atom altı parçacıklarını ve bu parçacıkların birbirleriyle olan etkileşimlerini inceleyen bir bilim dalıdır. Atom altı fizik araştırmalarında ise devasa hızlandırıcı ve dedektör sistemlerinden faydalanılır. Bu ilk bakışta bizlere şaşırtıcı gelebilir; bunun temel nedenleri nano ve piko skalada çalışılan parçacığın ebadı ile gönderilen parçacığın enerjisi (birincil olarak momentumu) arasında ters ilişkinin olmasından ve çarpışmalar sonucu saçılan parçacıkların tespitinin güçlüğünden kaynaklanır.

Hızlandırıcılar tarafından yüksek hızlara ulaştırılan parçacıklar yüksek enerjilerde çarpıştırılarak saçılma olayı gerçekleştirilir. Bundan sonraki basamak ise parçacıkların kimliklerinin tespitiyle ilgili bölümdür ki bu işlem dedektörler tarafından yapılır. İdeal bir dedektör; çarpışmada oluşan her parçacığın yükünü, momentumunu ve enerjisini ölçmelidir. Ayrıca bu ölçümleri çok hızlı yapıp kaydetme yeteneği olmalıdır. Doğal olarak hiçbir dedektör ideal değildir. Her ölçümü belirli bir çözünürlük ve duyarlılıkta yapabilirler. Dedektör çözünürlüğü, birtakım testlerle ve benzetim çalışmalarıyla belirlenmelidir. Bu da dedektör tasarımının ve yapımının en önemli aşamalarından biridir [21].

Bu tez çalışmasında MIT Bates Laboratuvarı'nda tasarlanmış olan hızlandırıcı ve dedektör sistemleri ile bunların alt sistemlerinden oluşan bir yapı yardımıyla 850 MeV enerjiye kadar hızlandırılan elektronların durgun haldeki hidrojen atomuyla çarpıştırılarak, elektron-hidrojen saçılması sonucunda oluşan Δ^+ rezonans parçacığının dolaylı tespiti "kayıp kütle tekniği" ile yapılmıştır. Elde edilen verilerin analizi için ROOT programı kullanılmıştır. Bu program C++ dilinde yazılmıştır. CERN'deki NA49 deneyi ile birlikte daha önce kullanılan PAW, PIAF ve GEANT gibi programların geliştirilmesiyle oluşturulmuştur ve yeni nesil veri analiz programlarından [4].

BÖLÜM 2. HIZLANDIRICILAR VE BATES HIZLANDIRICI SİSTEMİ

Hızlandırıcılar, çekirdeğin iç yapısına doğru yöneltilmiş dev mikroskoplar gibidirler. Nasıl ki optik mikroskoplar küçük cisimler üzerine çok sayıda foton fırlatıp, saçılanları yakalamak suretiyle cismin görüntüsünü yakalamaya çalışırsa hızlandırıcılar da; çekirdeğin üzerine parçacıklar gönderip, çarpışma sonrasındaki sapma ya da saçılma türlerini belirleyerek hedefin içyapısı hakkında ipuçları elde etmektedir [2].

Hızlandırma işlemi, dairesel ya da doğrusal bir yörünge üzerinde yapılabilir. Her iki yaklaşımın da birbirlerine göre artıları ve eksileri vardır. Dairesel hızlandırıcılarda parçacıklar hızlandıkça parçacıkları yörüngede tutmak zordur. Bunun için belirli konumlara süper elektromıknatıslar yerleştirilmelidir bu da maliyeti artıran büyük etkendir. Doğrusal (lineer) hızlandırıcılarda ise böyle bir sorun yoktur parçacık bir doğru boyunca hızlandırılır bundan dolayı doğrusal hızlandırıcılar tercih edilir. Doğrusal hızlandırıcılarda parçacıkların daha fazla hızlandırılması isteniyor ise, hızlandırıcının mesafesini artırmak çözüm yollarından biridir. Bundan dolayı MIT Bates Laboratuvarı'nda doğrusal (lineer) hızlandırıcı sistemi kullanılmıştır [16].

Bates doğrusal (lineer) hızlandırıcı ve dedektör sistemi bir çarpışma olayının farklı yönlerini saptamaya yönelik çok çeşitli bileşenlerden oluşur. Bu bileşenler, olayda açığa çıkan parçacıklar hakkında daha fazla bilgiye ulaşılabilecek şekilde yerleştirilmiştir. Bu bağlamda alt kısımda farklı bileşenlerden oluşan Bates Hızlandırıcısı ve BLAST Spektrometresi hakkında bilgi verilmektedir.

2.1. BATES HIZLANDIRICI MERKEZİ



Şekil 2.1. Middleton MIT Bates Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi[17]

MIT Bates Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi Middleton'da kurulmuştur. Hızlandırıcı yer altındayken araştırma, mühendislik, lojistik binaları araç park yerleri vs. ise yer yüzeyindedir.

Bates Nükleer Fizik araştırmalarının yapıldığı ulusal bir tesis olup ABD tarafından 30 yılı aşkın bir süredir çarpıştırma deneyleri için kullanılmaktadır. Deneysel Nükleer Fizik programı, BLAST deneyinin tamamlanması ile 2005'te noktalanmıştır.

Bates Araştırma ve Uygulama Merkezi olarak çalışmakta ve çalışmalar Laboratuvar Bilimleri Enstitüsü (LNS) öğretim üyeleri tarafından yapılmaktadır. Bates Laboratuvar giderleri ise Amerikan Birleşik Devleti Enerji Bakanlığına ait bir fon tarafından karşılanmaktadır.

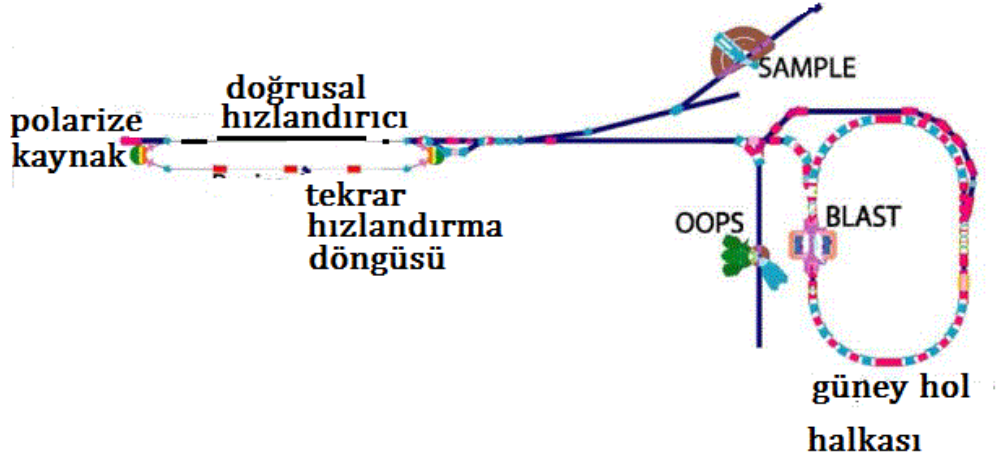
Büyük dedektörün ve spektrometrenin dizaynına ve geliştirilmesine katkıda bulunan personel gerekli donanımına sahip olup kullanılan malzemeler ise yapıya oldukça uygundur.

AR-GE Merkezi projeleri

- Jefferson lab'da QWeak deneyi için toroidin dizayn ve yapısını,
- Brookhaven Ulusal Lab'da STAR deneyi için GEM prototif odacıkları ile elektronik çıktının dizayn ve yapısı,
- STAR'ın silisyum izleme dedektörü yükseltgenmesi için destek yapısının dizaynı,
- Başlıca kavramsal dizayn raporu olan elektron – iyon parçacık hızlandırıcısı (ERHIC) için elektron hızlandırıcısı ve bellek halkası dizaynını,
- ERHIC için polarize kaynak geliştirilmesi,
- SNO ve KATRIN'de nötrino fiziği için dedektör geliştirilmesini içerir.

Bates merkezinin özelliklerinden biri de, başka laboratuvarlar için Bates'dekine benzer sistemlere sözleşmeli olarak bilirkişi tarafından, proje ve yapım çalışmalarına katkı sağlamak, buna ilaveten MIT öğretim görevlileri kendileri dışındaki gruplar ile işbirliği içinde yapılan küçük hızlandırıcılara uygulamalarda yer ve teknik destek sağlamaktır [1].

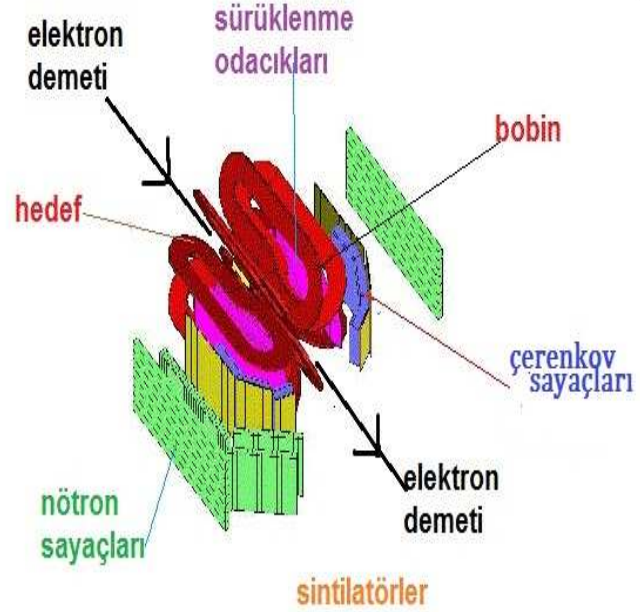
2.2. BATES HIZLANDIRICISI



Şekil 2.2. Bates Hızlandırıcı Sistemi [7]

Şekil 2.2’de BLAST Spektrometresi şematik olarak gösterilmektedir. Elektron demeti “Polarize Source” bölümünde polarize edildikten sonra radyofrekans dalgalarıyla doğrusal olarak hızlandırılır. Üzerine uygun frekansta elektromanyetik dalga gönderilen elektron demetine, dalganın elektrik alan bileşeni tarafından itme kuvveti uygulanır. Dalganın tepesine ya da dibine rastlayanlara büyük kuvvet, orta kısmına rastlayanlara ise küçük kuvvet uygulanır. Sonuç olarak elektronlar bu kuvvetlere bağlı olarak bir veya diğer yöne süpürülürler. Süpürme işlemi boyunca hızlandırılan elektronlar kuzey veya güney hol halkasına yönlendirilirler. Güney Hol Halkası (SHR) BLAST Deneyi boyunca depolama mekanizması olarak çalışır ve istenildiği anda buradan elektron demeti alınarak yeterli sayıya ulaşınca hedefe enjekte edilir. Hızlandırılan elektronların kazanmış olduğu enerji 850 MeV civarındadır. Bu enerjiye sahip elektronlar, durgun hedefle çarpıştırılır ve elektron saçılma olayı gerçekleşir.

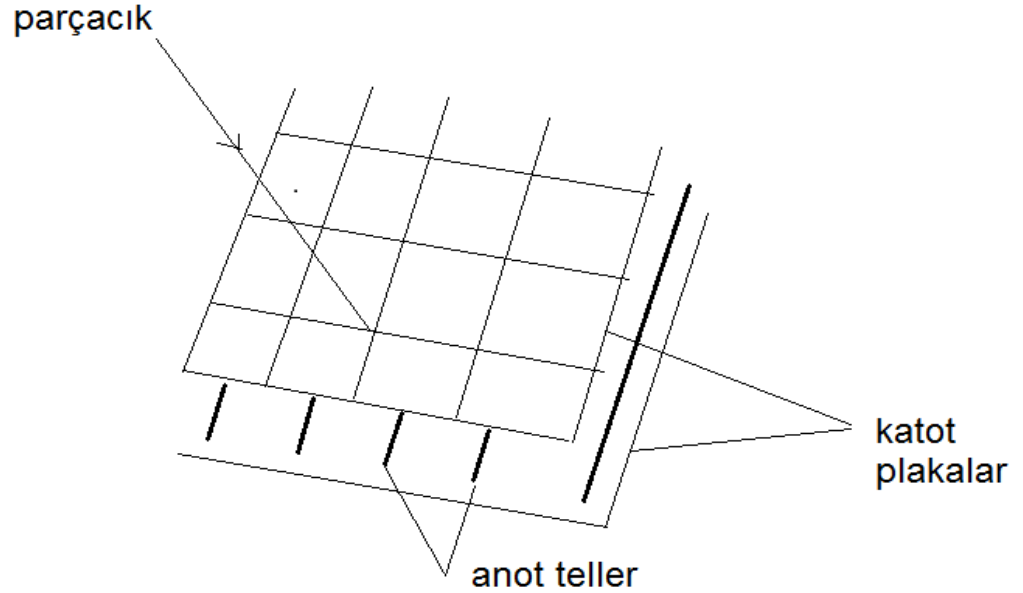
2.3. BLAST SPEKTROMETRESİ



Şekil 2.3. Blast Spektrometresi bileşenleri [2]

BLAST Spektrometresi sağ ve sol simetriye sahip olup birçok bileşenden oluşmaktadır. Şekil 2.3'de belirtildiği gibi bu bileşenler, çerenkov sayaçları, nötron sayaçları, TOF sintilatörleri, sürüklenme odacıkları, bobin ve hedef olup her bileşen spektrometredeki renkleri ile uyumlu olarak isimlendirilmiştir. Bu bileşenlerin her birinin özellikleri alt bölümlerde detaylı olarak anlatılmıştır.

2.3.1. Sürüklenme odacıkları



Şekil. 2.4. Sürüklenme odacıklarının iç yapısı[3]

Sürüklenme odacıkları, içi gaz dolu bir bölmeden oluşur. Bölmenin içinde birbirine paralel iletken tellerden oluşan anot düzlemleri ile bu düzlemler arasında katot görevi gören, (anota göre iletkenliği az olan) bir plaka bulunur. Sürüklenme odacıklarının altıgen, sekizgen, dörtgen gibi farklı tipleri olmakla beraber çalışma prensipleri aynıdır. Şekil 2.4’de ise dörtgen bir sürüklenme odacığı örnek olarak verilmiştir. Katot plaka arasındaki uzaklık 2 cm ve aynı anot düzleminde yatay tellerin birbirinden uzaklığı ise 2 mm olmakla birlikte birbirini izleyen anot düzlemleri birbirine dik olacak şekilde yerleştirilmektedir. Bir parçacık bölmeye girdiğinde yolu üzerinde gaz atomlarını iyonlaştırmaktadır. İyonlaşmanın etkisi ile serbest kalan elektronlar birbirlerini tetikleyerek bir çığ etkisi oluşturur bu etkiden dolayı elektronlar en yakın anot tele yönelir ve sistemde bir akım oluşur. Parçacık yol boyunca ilerledikçe, hangi yatay ve dikey tellerden geçtiğine bakılır ve geçen süre hesaba katılırsa parçacığın izi büyük bir duyarlılıkla saptanmış olur. Böylelikle parçacığın yükü, konumu ve momentumu hakkında bilgiler elde edilmiş oluyor. Bu bilgiler, 3 – boyutlu halkasal manyetik alan içersinde yüklü parçacıkların izlerinin hedefe kadar yeniden yapılandırılması ile edinilmektedir. Sürüklenme odacıkları,

geniş kabul bölgesine sahiptir. Yatay düzleme göre θ açısı (polar açısal bölge) 20° - 80° ve ϕ açısı (azimutsal açısal bölge) -15° ile $+15^\circ$ derece aralığında saçılan parçacıkları tespit edecek şekilde yerleştirilmiştir [5].

2.3.2. Çerenkov sayaçları

Bir parçacığın, özel rölativite teorisine göre vakum (havasız) ortamda ışık hızını geçmesi mümkün değildir. Ama bulunduğu ortamdaki ışıktan hızlı gidebilir. Böyle ortamlarda hareket eden parçacıklar, fazla enerjilerini Çerenkov ışınması yaparak yayarlar. Yayıdıkları bu ışınmaları tespit eden dedektöre Çerenkov dedektörü denir. BLAST sistemindeki Çerenkov dedektörü üç bölüme oluşur. Bu bölümler arojel madde, yansıtıcı yüzey ve fotoçoğaltıcıdır. (Son olarak ışık hızının geçildiği tartışmaları güncelliğini korumakla beraber bu konuda bir belirsizlik söz konusudur) [22].

Arojel maddenin özelliği, yüklü parçacığın içinden geçtiği zaman ışınma yaptığı saydam maddenin olduğu kısımdır. Bu maddenin kırılma indisi, elektron-pion ayırımını yapabilmek için pionun belli eşik momentumuna kadar ışınma yapmasını engellemek için özel olarak seçilir [6].

Yansıtıcı yüzey, arojelden ışınma yapan fotonları yansıtarak fotonların fototüplere ulaşmasını sağlar.

Fotoçoğaltıcı tüpler ise ışınma sonrasında katoda gelen fotonların, fotoelektron sökmesi sonucunda oluşan fotonları çoğaltıp bunların sinyale (akıma) dönüşmesini sağlar [18].

2.3.3. Sintilatörler

Sintilatör, bir yüklü parçacık uyarılmasında ışık yayan kristal veya benzeri maddelere denir. Deneyde kullanılan bicon plastik sintilatörlü madde hızlı tepki verdiği ve sönümlenme uzunluğu “attenuation length” fazlalığından dolayı seçilmiştir. Sintilatörün görevi ise, saçılma sonucu elde edilen parçacığın etkileşim noktasından sintilatöre gelme süresi olan uçuş süresi (TOF) bilgisini verir.

Her sektörde 16 düşey sintilatör çubuğu TOF dedektörü görevini görmektedir. TOF dedektörü, saçılan parçacığın hedeften sintilatör çubuğuna kadar hareketinde geçen süreyi vermesi ve hızlı ve kararlı bir zamanlama sinyali elde etmek için tasarlanmıştır. Bu sinyal, bütün diğer bileşenler için okumayı ve data aktarım sistemini tetiklemek üzere özellikle de sürüklenme odacıkları için ortak bir “dur” sinyali vermektedir. Bu, bütün ölçülen bileşenler boyunca bağıl zamanlamalara izin verir. Ayrıca TOF dedektörü parçacık belirlemeye katkı sağlayarak yardımcı bir enerji aktarım ölçüsünü sağlar. Aynı zamanda yaklaşık yüksek pozisyon bilgisi, dedektördeki üst ve alt fotoçoğaltıcı tüpler arasındaki zamanlama farklılığını teyit etme imkânını verir [7].

2.3.4. Nötron sayaçları

Nötron sayaçları nötronların tespitinde kullanılır. Bu sayaçlarda sağ ve sol simetriye gerek duyulmamaktadır.

2.3.5. Bobin

Bobinin görevi, saçılan parçacığın geçtiği bölgede manyetik alan oluşturmaktır. Parçacık eğer yüklü ise manyetik alanın etkisiyle eğri bir yörünge izler. Manyetik

alana bağı olarak izledikleri yörünge sürüklenme odacıklarında kayıt altına alınarak parçacığın momentumu tespit edilir. Buna ek olarak, izlerin iç ve dış bükey olma durumuna göre yükün cinsi hakkında bilgi sahibi olunur.

2.3.6. Hedef

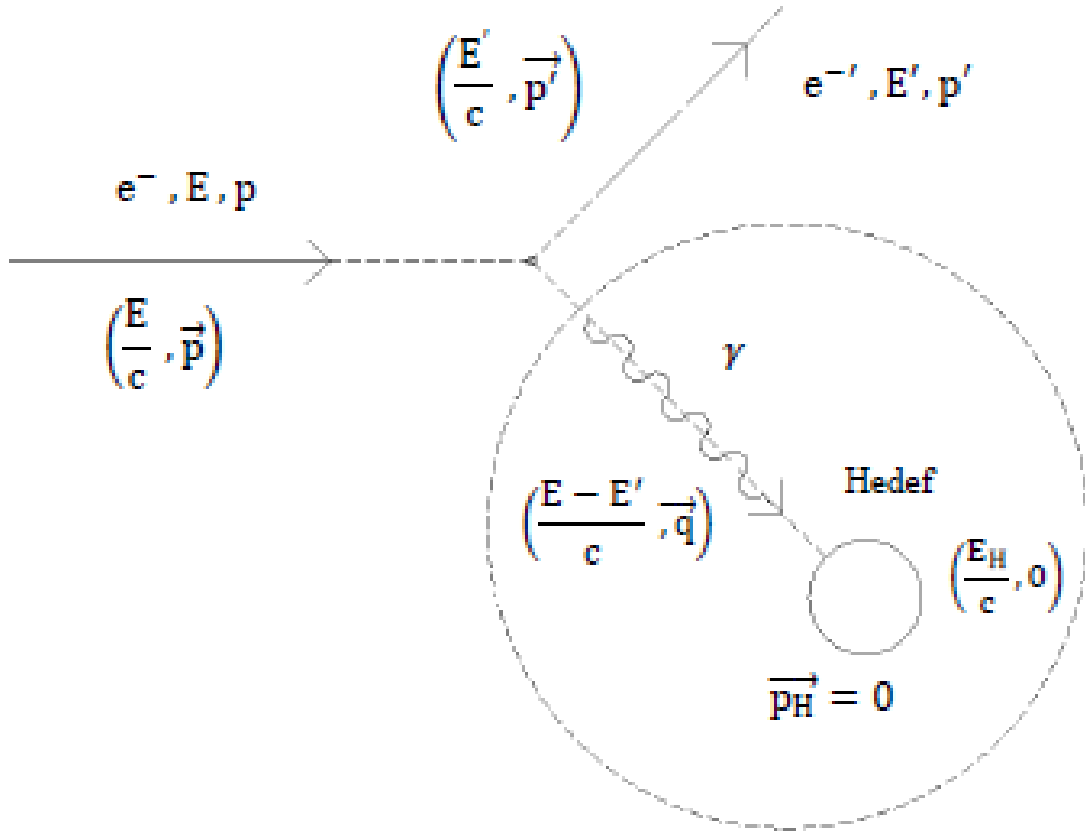
Deneyde kullanılan hedef madde hidrojenidir. Yunancada “su doğuran“ manasına gelen hidrojen ismi, 1788 yılında, ünlü Fransız bilim adamı Antroine Lavoisieve tarafından verilmiştir. (Amerikan New York Enerji Araştırma ve Geliştirme Merkezi, 2005) [8].

Hidrojen kokusuz renksiz tatsızdır. Standart sıcaklık ve basınç altında 0,08376kg/m olup havanın yoğunluğundan 14 kat küçüktür. Hidrojen 2,016 g/mol molekül ağırlığı ile cisimlerin en hafifidir. Hidrojen, 120.1 MJ/kg alt ve 141.9 MJ/kg üst ısıl enerji değerleri ile birim kütle başına yüksek bir yoğunluğa sahiptir. Hidrojen evrende en çok bulunan element görünümündedir. Evrende büyük oranda olmasına rağmen, yeryüzünde az miktarda bulunur. Fakat; çok çeşitli kaynaklardan üretilebilir. Bunlardan en yaygın olanları ise hidrokarbonlardan Carbon’un buharlaştırılması ile olanı ve suyun elektrolizinden elde edilenidir [9].

Hidrojenin yukarıda belirttiğimiz özelliklerine ek olarak sadece bir protona sahip olmasından dolayı, protonun Δ^+ ‘ya uyarılması sonucu oluşan bozunum kanallarının incelenmesinde kolaylık sağladığından tercih edilmiştir. H atomu ve onun izotopu olan Döteron atomunun elektronla etkileşimlerinin incelenmesi deneyleri MIT Bates Laboratuvarları’nda aynı sistemler kullanılarak yapılmıştır. Bunların arasındaki benzerlikler ve farklılıkların tayin edilebilmesi için veriler üzerinden analizler yapılmıştır.

BÖLÜM 3. TEORİ

Elektron – Hidrojen saçılmasında sanal foton tarafından hedefe aktarılan momentum transferlerinin belirlenmesi ve kayıp kütlein elde edilmesi için belirli parametreler kullanılmıştır. Parametrelerden elde edilen bilgilerden faydalanılarak ve aşağıda gösterilen saçılma olayının genel tasvir şeması göz önüne alınarak kinematik niceliklere ulaşılmıştır. Bunlar üç vektör momentum transferi, dört vektör momentum transferi, değişmez kütle, kayıp momentum, kayıp enerji ve kayıp kütle olup bu bölümün alt başlıklarında ayrıntılı olarak bahsedilecektir.



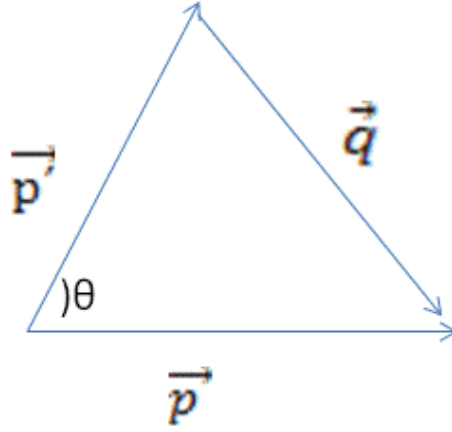
Şekil 3.1. Saçılma olayının genel şeması

3.1.1. Üç vektör momentum transferi

Elektron – Hidrojen saçılması olayında hedefe aktarılan üç vektör momentum transferi \vec{q} :

$$\vec{q} = \vec{p} - \vec{p}' \quad (3.1)$$

ile ifade edilmektedir. Burada \vec{p} hedefe gönderilen elektronun momentumu ve \vec{p}' ise saçılan elektronun momentumunu göstermektedir.



Şekil 3.2. Gönderilen elektron ile saçılan elektron momentumları ve sanal foton arasındaki vektör[19]

q^2 ifadesi için \vec{q} yu kendisi ile skaler çarparsak ,

$$q^2 = \vec{q} \cdot \vec{q}$$

$$q^2 = (\vec{p} - \vec{p}') \cdot (\vec{p} - \vec{p}')$$

$$q^2 = p^2 + p'^2 - 2pp' \cos \theta \quad (3.2)$$

Üç vektör momentum transferinin karesi elde edilmektedir. θ açısı gelen elektron ile saçılan elektron arasındaki açıdır.

3.1.2. Dört Vektör momentum transferi

Elektron hidrojen saçılmasında aktarılan dört vektör momentumunun transferinin hesaplanması için elektron demetinin momentumu (P_T) ve saçılan elektronun dört vektör momentumu olan (P'_T) enerji ve üç vektör momentum cinsinden ifade edilirse,

$$P = \left(\frac{E}{c}, \vec{p} \right) \quad P' = \left(\frac{E'}{c}, \vec{p}' \right) \quad (3.3)$$

Buradan yararlanılarak aktarılan dört vektör momentumu Q :

$$Q = P - P' \quad (3.4)$$

olarak yazılır. Açık olarak,

$$Q = \left(\frac{E-E'}{c}, \vec{p} - \vec{p}' \right) \text{ ya da } Q = \left(\frac{E-E'}{c}, \vec{q} \right) \quad (3.5)$$

dir. Eşitlik 3.5 deki ifadeler skaler olarak çarpılır.

$$Q \cdot Q = Q^2 = \left(\frac{E-E'}{c}, q \right)^2 = \left(\frac{E-E'}{c} \right)^2 - (q)^2 \quad (3.6)$$

şeklinde skaler hale getirdikten sonra rölativistik bölgede elektronun toplam enerjisi $E \cong pc$ ve $E' \cong p'c$ denkleminde yerine yazılır ve dört işlem yapılırsa,

$$Q^2 = \frac{E^2 - 2.E.E' + E'^2}{c^2} - q^2$$

veya

$$Q^2 = p^2 - 2pp' + p'^2 - q^2 \quad (3.7)$$

olarak elde edilmektedir. (3.7) ifadesinde daha önce (3.2) elde ettiğimiz q^2 değerini yerine yazarsak,

$$Q^2 = 2pp'(\cos \theta - 1) \quad (3.8)$$

ile dört vektör momentumu ifadesi elde edilir.

$$\cos \theta = 1 - 2\sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (3.9)$$

yarım açı formülünden de istifade edersek denklemin son hali,

$$Q^2 = -4p'p\sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (3.10)$$

olarak elde edilir.

3.1.3. Değişmez kütle

Saçılma olayının genel şeması baz alınarak (Şekil 3.1) parçacık fiziğinde değişmez kütle, $\gamma + p$ sisteminin toplam kütesine karşılık gelen kütleli vermektedir.

$$(mc^2)^2 = E^2 - p^2c^2 \quad (3.11)$$

$c = 1$ olan tabii birimler sisteminde,

$$m^2 = E^2 - p^2$$

halini alır. Bu denklem değişmez kütle için uzay – zaman boyutunun farklı bir şekli olarak matematikteki iki kare farkının rölativistik yönden hesaplanarak (E, \vec{p}) dört vektörünün rölativistik uzunluğunu ortaya koyar ki; bu uzunluk Lorentz invaryanttır, yani değişmezdir.

Elimizdeki saçılma şemasından (Şekil 3.1) yararlanarak değişmez kütle ifadesini elde edebiliriz.

Sanal fotonun ve durağan hedefteki hidrojen atomunun sahip olduğu protonun dört vektör ifadeleri,

$$P_\gamma = Q = \left(\frac{E-E'}{c}, \vec{q} \right) \quad \text{ve} \quad P_p = (m_p c, 0) \quad (3.12)$$

olur. Bunlar ile sistemin dört vektör ifadesi şöyle yazılabilir:

$$P_T = P_\gamma + P_p \quad (3.13)$$

(3.13) ifadeleri (3.14) ifadesinde yerine yazılarak,

$$P_T = \left(\frac{E-E'}{c}, \vec{q} \right) + (m_p c) = \left(\frac{E-E'}{c} + m_p c, \vec{q} \right) \quad (3.14)$$

elde edilir. Elde edilen ifade eşleniği ile skaler çarpılarak,

$$P_T \cdot P_T = \left(\frac{E-E'}{c} + m_p c \right)^2 - \vec{q}^2 \quad (3.15)$$

$$E \cong pc \quad \text{ve} \quad E' \cong p'c \quad (3.16)$$

yaklaşıklıkları kullanılarak,

$$P_T^2 = p^2 - 2pp' \cos \theta + p'^2 + 2(p-p') m_p c + (m_p c)^2 - q^2 \quad (3.17)$$

sonucuna ulaşılır.

$$P_T^2 = 2pp'(\cos \theta - 1) + 2(p-p')m_p c + (m_p c)^2 = W^2 c^2 \quad (3.18)$$

$c=1$ olan birim sisteminde değişmez kütle ifadesi,

$$W^2 = 2pp'(\cos \theta - 1) + 2(p-p') m_p c + (m_p c)^2 \quad (3.19)$$

ifadesinin karekökü alınırsa,

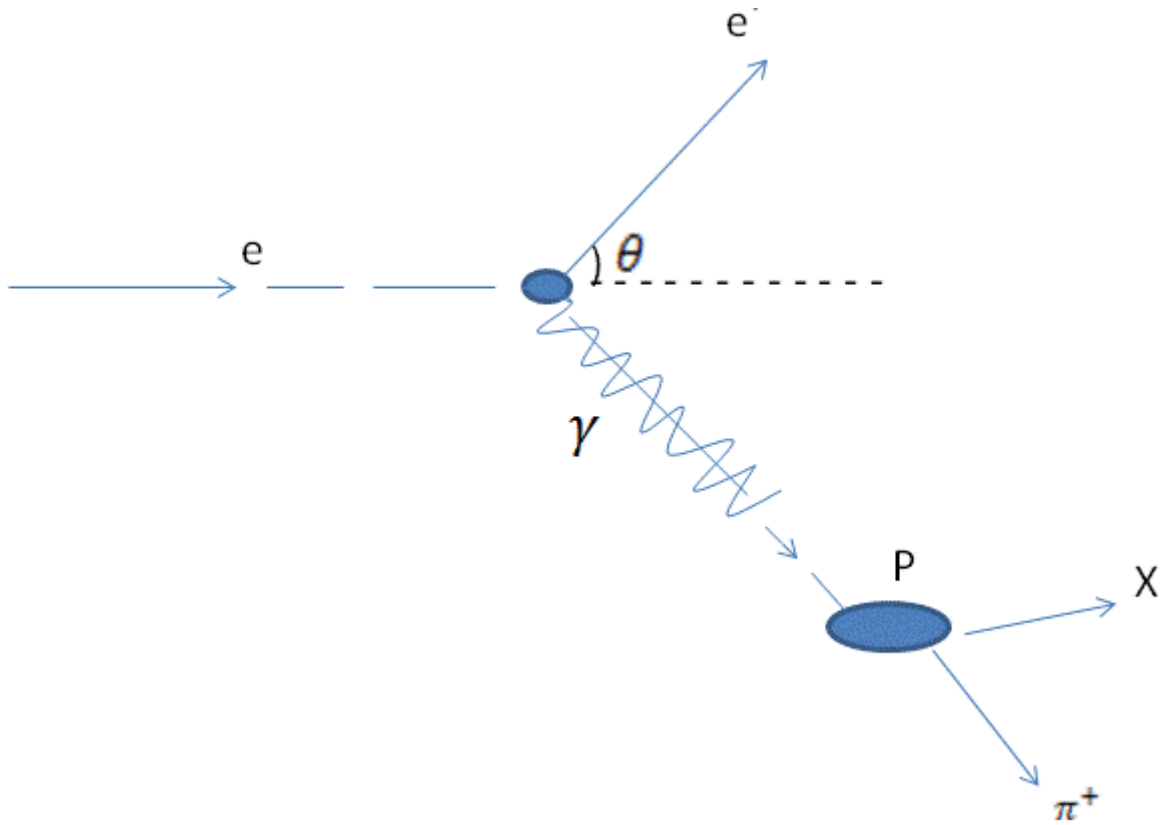
$$W = \sqrt{(2pp'(\cos \theta - 1) + 2(p - p') m_p c + (m_p c)^2)}$$

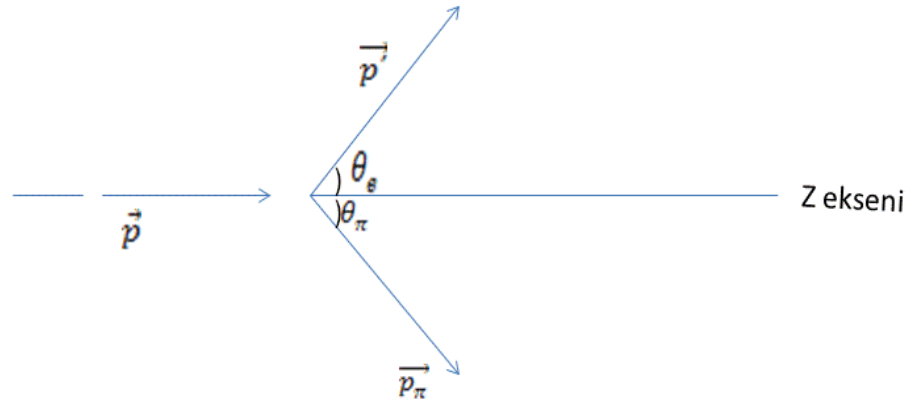
(3.20)

değişmez kütleinin son şekli elde edilir.

3.1.4 Kayıp enerji

Elektron – hidrojen saçılmasında Δ bozunumundan kaynaklanan elastik olmayan saçılma (Şekil.3.2) bölgesi için kayıp momentum ve kayıp enerjiden yararlanarak kayıp kütleye ulaşılabilir. Esnek olmayan elektron – hidrojen saçılmasında kayıp momentum dört vektör cinsinden yazılırsa,





Şekil 3.3. Δ bozunumundan kaynaklanan elastik olmayan saçılma (üstte). Saçılmada elektron ve piona ait momentum ve kutup açıları (alta).

$$P_X = Q + P_p - P_\pi \quad (3.21)$$

elde edilir. Burada her bir 4 vektör açıkça yerine yazılırsa,

$$\left(\frac{E_x}{c}, \vec{p}_x\right) = \left(\frac{E-E'}{c}, \vec{q}\right) + \left(\frac{m_p \cdot c^2}{c}, 0\right) - \left(\frac{E_\pi}{c}, \vec{p}_\pi\right)$$

ya da

$$\left(\frac{E_x}{c}, \vec{p}_x\right) = \left(\frac{E-E'}{c} + \frac{m_p \cdot c^2}{c} - \frac{E_\pi}{c}, \vec{q} - \vec{p}_\pi\right) \quad (3.22)$$

olur. Burada parantez içleri taraf tarafa eşitlenirse; parantezlerdeki sıfırıncı bileşenler eşitlenir,

$$\frac{E_x}{c} = \frac{E-E'}{c} + \frac{m_p \cdot c^2}{c} - \frac{E_\pi}{c}$$

ve $E=pc$ ile $E'=p'c$ ifadeleri yerinde yazılırsa kayıp enerji ifadesi,

$$E_x = pc + p'c + m_p c^2 - \sqrt{p_\pi^2 c^2 + m_\pi^2 c^2} \quad (3.23)$$

olarak elde edilir.

3.1.5. Kayıp momentum

(3.23) ifadesindeki eşitlikten görüldüğü üzere parantezin her iki tarafındaki vektörel bileşenler momentum boyutunda olduğu görülür. Buradan, doğrudan kayıp momentum belirgin olarak görülür. Kayıp momentumun vektörel ifadesi kendisi ile skaler çarpılırsa kayıp momentumun karesi bulunur.

$$(\vec{q} - \vec{p}_\pi) \cdot (\vec{q} - \vec{p}_\pi) = q^2 - 2\vec{q} \cdot \vec{p}_\pi + p_\pi^2$$

q^2 ifadesi ve \vec{q} vektörünün değerleri yerine yazılırsa,

$$q^2 - 2(\vec{p} - \vec{p}') \cdot \vec{p}_\pi + p_\pi^2$$

veya

$$q^2 - 2(\vec{p} \cdot \vec{p}_\pi - \vec{p}' \cdot \vec{p}_\pi) + p_\pi^2$$

olur. Burada,

$$\vec{p} \cdot \vec{p}_\pi = pp_\pi \cos \theta_\pi \text{ ve } \vec{p}' \cdot \vec{p}_\pi = p'p_\pi \cos(\theta_\pi + \theta_e) \text{ yerine yazılırsa,}$$

kayıp momentum ifadesi,

$$p_x^2 = p^2 + p'^2 + p_\pi^2 + p'p_\pi \cos(\theta_\pi + \theta_e) - 2pp_\pi \cos \theta_\pi - 2p'p_\pi \cos \theta_e \quad (3.24)$$

olarak bulunur.

3.1.6 Kayıp kütle

Rölativistik enerji genel eşitliğinden yararlanarak m (kütle ifadesi) çekilirse,

$$M_x^2 = \frac{E_x^2}{c^4} - \frac{p_x^2}{c^2}$$

ve eşitliğin her iki tarafının karekökü alınır,

$$M_x = \frac{1}{c} \cdot \sqrt{\frac{E_x^2}{c^2} - p_x^2}$$

kütlenin enerji ve momentum cinsinden karşılığına ulaşılır.

Ulaşılan ifadede E_x ve p_x ifadeleri yukarıda bulduğumuz şekilleriyle yerine yazıldığında kayıp kütle,

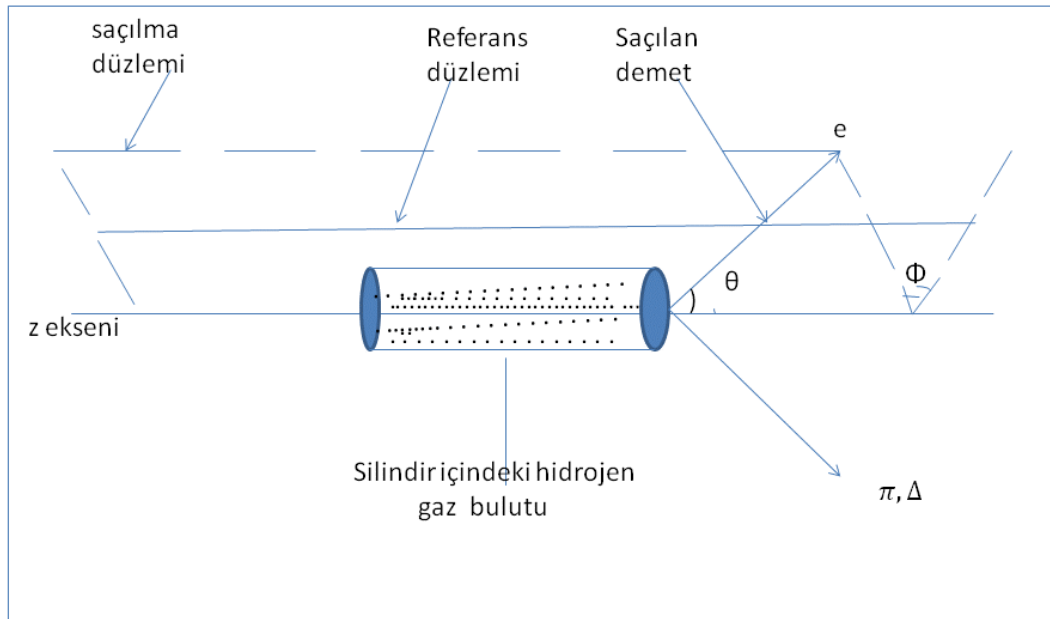
$$M_x = \frac{1}{c} \left[\frac{(pc + p'c + m_p c^2 - \sqrt{P_\pi^2 c^2 + m_\pi^2 c^2})^2}{c^2} - (p^2 + p'^2 + p_\pi^2 + p' p_\pi \cos(\theta_\pi \theta_e) - 2p(p_\pi \cos\theta_\pi + p' \cos\theta_e)) \right]^{1/2}$$

olarak elde edilir.

BÖLÜM 4. ANALİZ

MIT Bates Laboratuvarında 2003 – 2005 yılları arasında yapılan deneyde polarize elektronların polarize protonlardan saçılma bilgisi kullanılarak, proton ve uyarılmış durumu Δ^+ baryonunun elektrik ve manyetik özelliklerine yönelik düşük Q^2 bölgesi için özgün sonuçlar elde edilmeye çalışılmıştır. BLAST spektrometresi, saçılan parçacıkların kimlikleri ve bu parçacıklara ait konum, zaman, momentum gibi bilgilerin elde edilmesini ve bunların veri olarak depolanmasını sağlamaktadır. Depolanan verinin analizi ile önceki kesimde bahsedilen fiziksel niceliklerin dağılımına ulaşılmaya çalışılmaktadır.

Bu çalışmada, deneyin 2004 yılının Ekim – Kasım aylarında oluşturulan veri havuzundan hidrojene ait olan her biri yaklaşık 4 -5 MB arasındaki boyuta sahip 70 dosyadan oluşan toplam 304 MB'lik veri, ROOT programı ile analiz edilmiştir. Bu bilgiler ışığında ulaşılan sonuçlar, teorik ve deneysel kıyaslamalara tabi tutulmuştur [10].



Şekil 4.1. z eksenine boyunca saçılmanın resmi

Bu kapsamda parçacıkların dedektörde bıraktığı izlerden yararlanmamız gerekmektedir. Bunun için 0.85 GeV'e kadar hızlandırılan elektronlar, 1,5 cm genişliğinde 60 cm uzunluğundaki z eksenine boyunca konumlandırılmış durgun yapıdaki silindir içinde muhafaza edilen ve merkezi orjin kabul edilen gaz haldeki hidrojen hedefe gönderilerek saçılma olayı irdelenmiştir (Şekil.4.1). BLAST Spektrometersi aracılığıyla saçılan yüklü parçacıklar belirlenmiştir. Teorik ve deneysel kıyaslama için bu bölümde MIT Bates Laboratuvarlarında 0.85 GeV'e kadar hızlandırılan elektronların durgun hidrojenle çarpıştırılması sonucunda oluşan ürünlerin dahili ve harici analizleri ele alınacaktır [5].

4.1.1 DAHİLİ VE HARİCİ ANALİZ

Polarize protonlarla polarize elektronların etkileşim reaksiyonunda, yalnızca saçılan elektronların tespit edilmesi ile yapılan analize "dahili analiz" denir. Bu analizde tüm reaksiyon kanalları analize dahil edilmektedir. Diğer taraftan belirli bir reaksiyon kanalının diğerlerinden ayırt edilmesi için elektronun yanında başka bir veya daha fazla parçacığın eşzamanlı olarak tespit edilmesi gerekmektedir. Bu tür analizlere de

“harici analiz” denir. Örneğin sağ sektörde elektronlar tespit edilirken sol sektörde pionların tespit edilmesi ya da bunun tam tersi sol sektörde elektronlar tespit edilirken sağ sektörde pion tespit edilmesinin elastik olmayan saçılma reaksiyonlarından birinin çalışmasına olanak sağlamaktadır [11].

4.2. OLAYLARIN YAPILANDIRILMASI

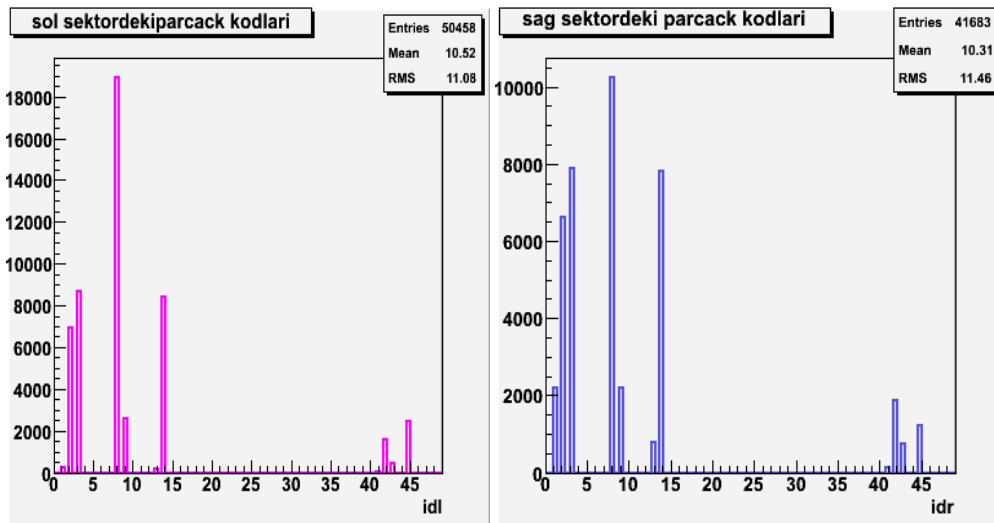
Bir hızlandırıcıda parçacıklara yeteri kadar enerji kazandırıldıktan sonra bu parçacıklar birbirleriyle veya sabit bir hedefle çarpıştırılır. Bu çarpıştırmaların her biri, olay olarak adlandırılır. Buradaki amaç; her bir olayı ayıklayıp her olaya ait olan verileri toplayıp olaydaki parçacık sürecinin teori ile uyuşup uyuşmadığını incelemektir.

Deney esnasında çok sayıda parçacık çıkışı olduğundan çok karmaşık süreçler ortaya çıkar bu karmaşıklığın giderilmesi için her parçacığa ait özel bilgiye sahip olunması gerekmektedir. Bu bilgiler sürüklenme odacıklarından gelen parçacık bilgisine; yük, azimut açısı (ϕ) ve polar açısı (θ) nicelikleri de eklenerek analiz yapılır. Böylece reaksiyondaki fiziksel nicelikler belirlendikten sonra her bir olayın ayrı ayrı ele alınması bir sonraki işlemdir. Bundan dolayı BLAST dedektör sistemine gelen her bir parçacık türü için bir sayı atanmıştır. Bunlara parçacığın kimlik bilgisi anlamına gelen “id” adı verilmektedir. Parçacıkların kimlik bilgilerinin kesin tayini için sürüklenme odacıklarından gelen her parçacığa ait olan kütle ve yük bilgisinden yararlanılmaktadır. Örneğin, elektron için kütle $0,511 \text{ MeV}/c^2$ ve yük (-1) alındığında parçacık talep edilirse “id” numarasının 3 olarak atandığı görülebilir. Diğer bazı parçacıklara atanan “id” numaraları aşağıdaki tabloda ayrıntılı olarak verilmiştir.

Parçacığın adı	Parçacığın Sembolü	Parçacığa ait kimlik numarası ("id" kodu)	Parçacığın kütlesi	Parçacığın yükü
Elektron	e^-	3	$0,511\text{Mev}/c^2$	(-1)
Pozitron	e^+	2	$0,511\text{Mev}/c^2$	(+1)
Pion(eksi)	π^-	9	$0,140\text{Gev}/c^2$	(-1)
Pion(artı)	π^+	8	$0,140\text{Gev}/c^2$	(+1)
Proton	P	14	$0,938\text{Gev}/c^2$	(+1)

Tablo 4.2. Parçacıklar ve atanan "id" numaraları[12]

Parçacıkların "id" numarasına göre dağılımları Şekil 4.2.a ve Şekil 4.2.b'de verilmektedir.



Şekil 4.2a .Sağ sektördeki parçacık "id" dağılımı

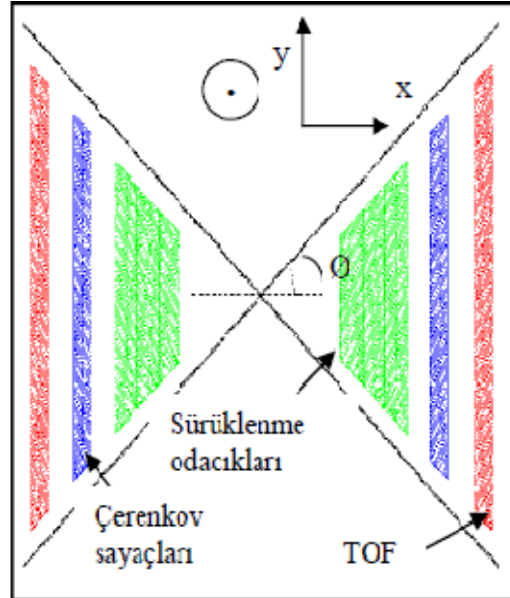
Şekil 4.2b. Sol sektördeki parçacık "id" dağılımı

Veri analizinde raslantısal sonuçları bertaraf etmek için " id " numaralarına ek olarak parçacık belirleyicisi olan kesmeler (cut) kullanılmaktadır. Analiz yapılırken saçılma düzlemindeki parçacıkların z eksenini üzerindeki konumlarını belirlemek ve hedefin etkinlik alanını netleştirmek için hedefe gelme şartının veriye uygulanması "zw "

kesmeleri ile kullanılmaktadır. “zw” parametresi saçılan parçacığın z (demet) eksenini üzerinden çıkış konumunu verir. Bu parametre aynı zamanda etkileşim noktasını da belirttiğinden verteks konumu adını da alır.



Şekil 4.3. BLAST dedektörü simetrisi ile sol sektörde (θ) açısının görünümü



Şekil 4.4. BLAST dedektörünün kesit görünümünden (Φ) açısının düzlemsel görüntüsü

Saçılan elektronların demet eksenini yani z ile yaptığı açı θ (Şekil 4.3) ve saçılan elektronların (x,y) düzlemindeki iz düşümünün x eksenini ile yaptığı açı Φ olarak tanımlanmıştır(Şekil 4.4). θ ve Φ açıları için BLAST dedektörü sağ ve sol simetriye sahip olmakla birlikte her sektörde yalnızca bir parçacık tespiti yapılabilmektedir. Sektörlerde aynı anda parçacıkların tespitine olanak sağlaması amacıyla sağ ve sol sektörler için ayrı ayrı standart kesmeler uygulanmıştır.

-Sağ sektöre uygulanan standart kesmeler;

θ açısı için $20 < \theta < 70$ derece aralığındaki değerler

Φ açısı için $165 < \Phi < 195$ derece aralığındaki değerler

z hedefi için $-30 < z < 30$ cm aralığındaki değerler

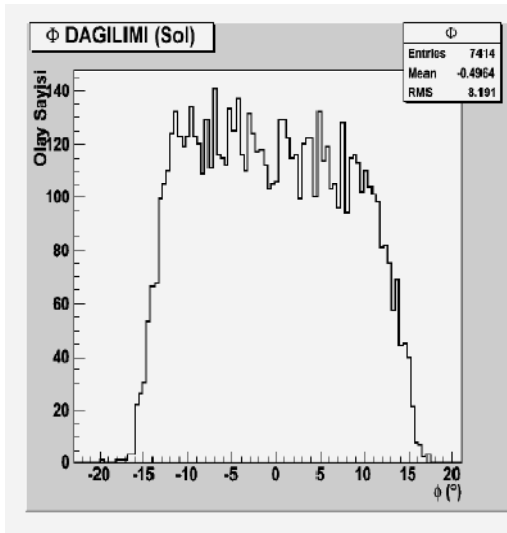
-Sol sektöre uygulanan standart kesmeler;

θ açısı için $20 < \theta < 70$ derece aralığındaki değerler

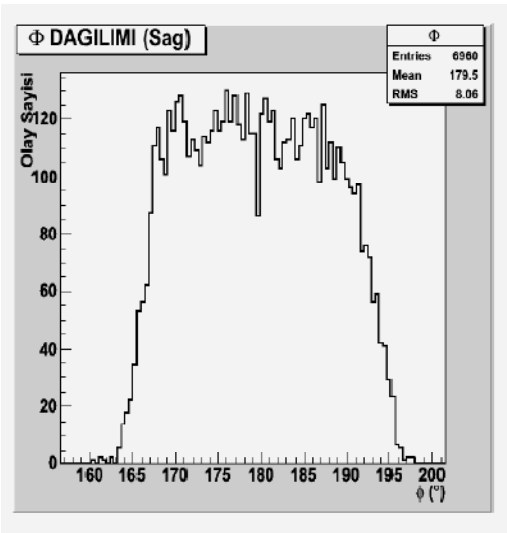
\emptyset açısı için $-15 < \emptyset < +15$ derece aralığındaki değerler

z hedefi için $-30 < z < 30$ cm aralığındaki değerler

Saçılan elektronların momentum (p') aralığı için $0.25 < p' < 0.85$ GeV/c aralığı kullanılmıştır. Saçılan elektronların tespitinde bu elektronların alt sınır değeri 0.25 GeV/c olarak alınmıştır. Bunun nedeni ise, dedektör sistemine gelen elektronların hedef dışındaki kaynaklardan gelen arka fon elektronlarının, bunlara nazaran daha yüksek enerjiye sahip olan saçılmaya ait elektronlardan ayırt edilmesi içindir [3]. Yukarıda belirtilen standart kesmeler bütün verilere uygulanmaktadır.



Şekil 4.5. Dedektörün sol sektörüne gelen elektronların \emptyset açısına göre dağılımları



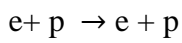
Şekil 4.6. Dedektörün sağ sektörüne gelen elektronların \emptyset açısına göre dağılımları

4.3. SAÇILMALAR

Her bir $p=0,85\text{GeV}/c$ değerine sahip elektronlardan meydana gelen elektron demetinin z eksenine boyunca konumlandırılmış durgun hidrojen hedef üzerine gönderilmesiyle gerçekleşen saçılmaları incelenmiştir. Burada esnek ve esnek olmayan olmak üzere iki tür saçılma ortaya çıkmaktadır.

4.3.1. Elastik Saçılma

Çarpışmaya maruz bırakılan sistemlerin fiziksel bileşenlerinin ve toplam kinetik enerjilerinin korunduğu saçılmalara elastik (esnek) saçılma denir. Bizim çalışmamızda ise 850 MeV enerjiye sahip elektronların hidrojene ait olan protonla etkileşmesi sonucunda protonun yapısında değişiklik olmadığı durumlar, elastik (esnek) saçılma bölgesi durumlarıdır. Bu tür saçılmada

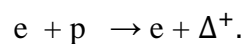


reaksiyonunda görüleceği üzere giriş ve çıkış ürünleri aynı kalmaktadır [13].

4.3.2. İnelastik Saçılma

Çarpışmaya uğrayan parçacıkların ve toplam kinetik enerjilerinin korunmadığı saçılmalara inelastik (esnek olmayan) saçılma denir.

İnelastik elektron-hidrojen saçılmasında elektromanyetik etkileşmelerden kaynaklanan foton değiş tokuşu hedefteki hidrojenin protonunun uyarılmasına neden olmaktadır. Uyarılma olayı gerçekleştiğinden reaksiyondaki kinetik enerji korunumu bozulur. Bu nedenle saçılma sonucu açığa çıkan kinetik enerji fazlalığı reaksiyondaki giriş ve çıkış ürünlerini farklılaştırmakta ve yeni parçacıklar ortaya çıkmaktadır. Yeni parçacıkların bir bölümü o kadar hızlı bozunur ki sürüklenme odacıklarında iz bırakmadan yok olurlar. Çalışmamızda ele alınan ve protonun uyarılmasıyla oluşan kısa ömürlü yarı bağlı bir baryon olan Δ^+ parçacığı bu türden bir parçacıktır. Bu parçacık şöyle bir reaksiyonda ortaya çıkar:



Δ^+ parçacığının ömrü 6×10^{-24} sn olup bu sürede parçacık ışık hızıyla hareket etse dahi sadece birkaç fermi yol alabilir ve bu yüzdende birkaç metre uzaklıktaki dedektörlerde izi gözlenemez.

Δ^+ parçacığı %99 olasılıkla,

$$\Delta^+ \rightarrow \pi^+ + n \quad (\text{birbirlerine kıyasla } \%36 \text{ olasılıkla})$$

ile

$$\Delta^+ \rightarrow \pi^0 + p \quad (\text{birbirlerine kıyasla } \%64 \text{ olasılıkla})$$

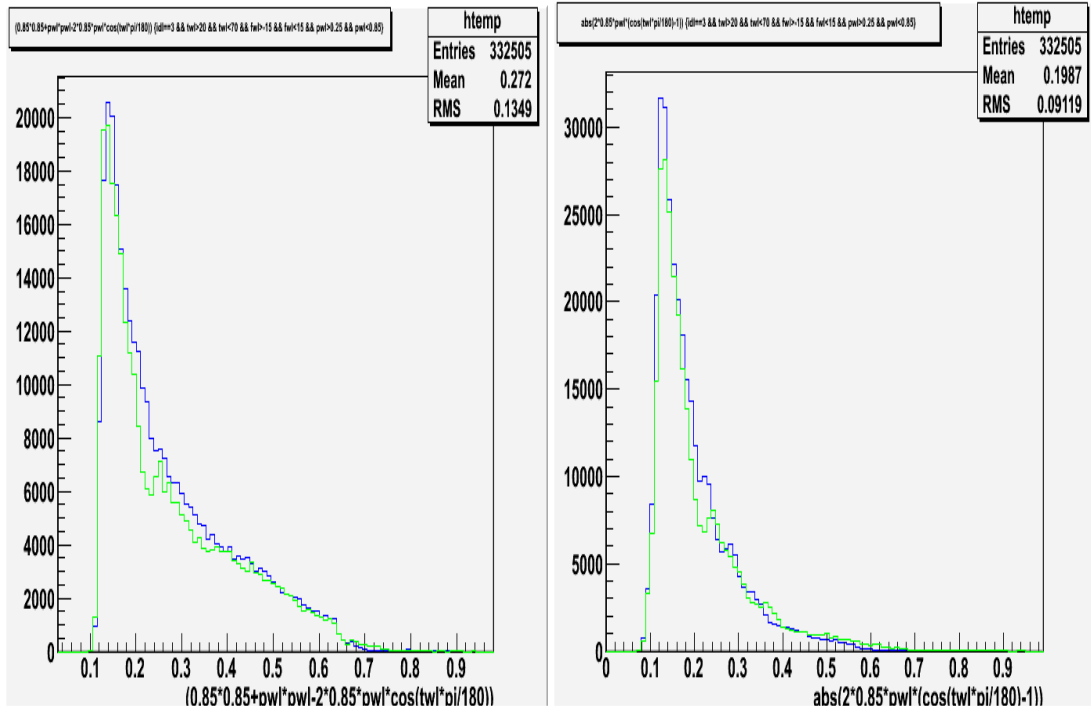
bozunum kanallarından birine bozunur [15]. Bu tez çalışmasında ise protonun Δ^+ parçacığına uyarılması sonucu $\Delta^{+'}$ nın bozunması ile meydana gelen X parçacığının

$$ep \rightarrow e \Delta^+ \rightarrow e \pi^+ X$$

reaksiyonu yardımıyla kütlesi tayin edilebilmektedir. Bu kütleyle kayıp kütle (M_x) adı verilmektedir. Bu çalışmada kayıp kütlelerin dağılımı elde edilmiştir.

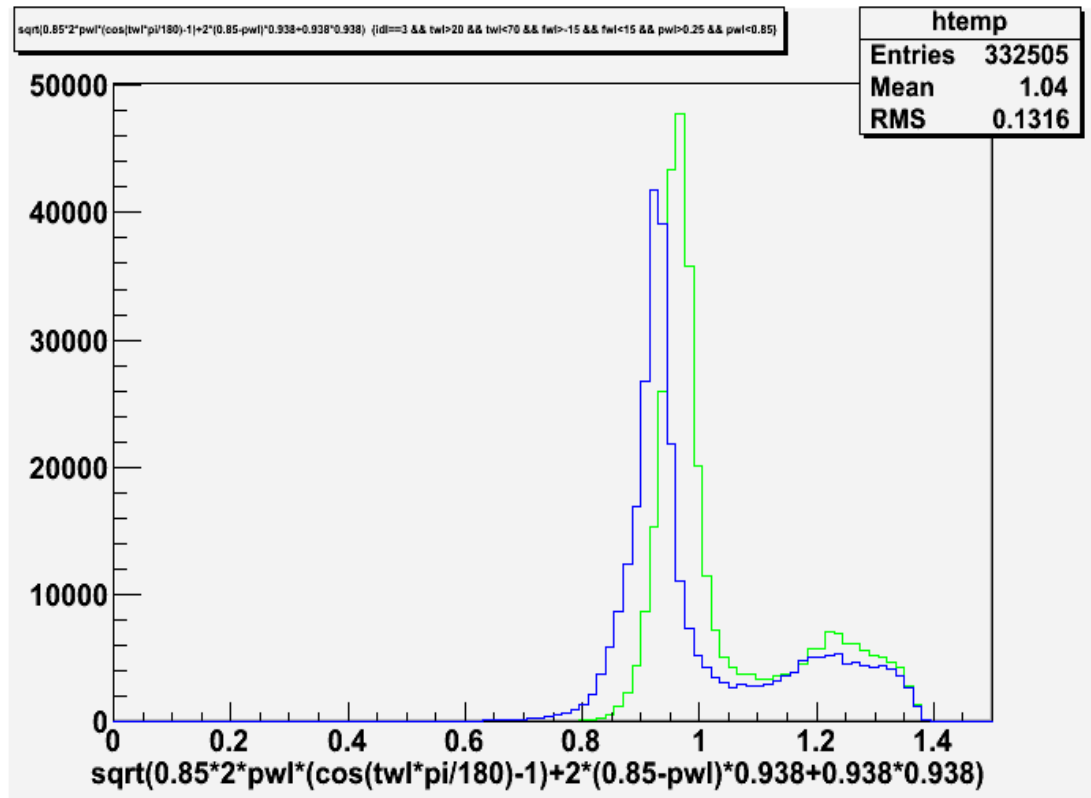
4.4. KİNEMATİK NİCELİKLERİN DAĞILIMI

Kinematik nicelikler daha önce Bölüm 3'de belirtilmişti. Bulunan sonuçlar baz alınarak üç vektör momentum transfer karesi q^2 (Eşitlik 3.2), dört vektör momentum transfer karesi Q^2 (Eşitlik 3.8) ve değişmez kütle W (Eşitlik 3.21) için dağılımlar dahili analiz ile elde edildi. Mavi renk sağ sektörden yeşil renk ise sol sektörden elektronların tespiti ile elde edilen dağılımları göstermektedir.



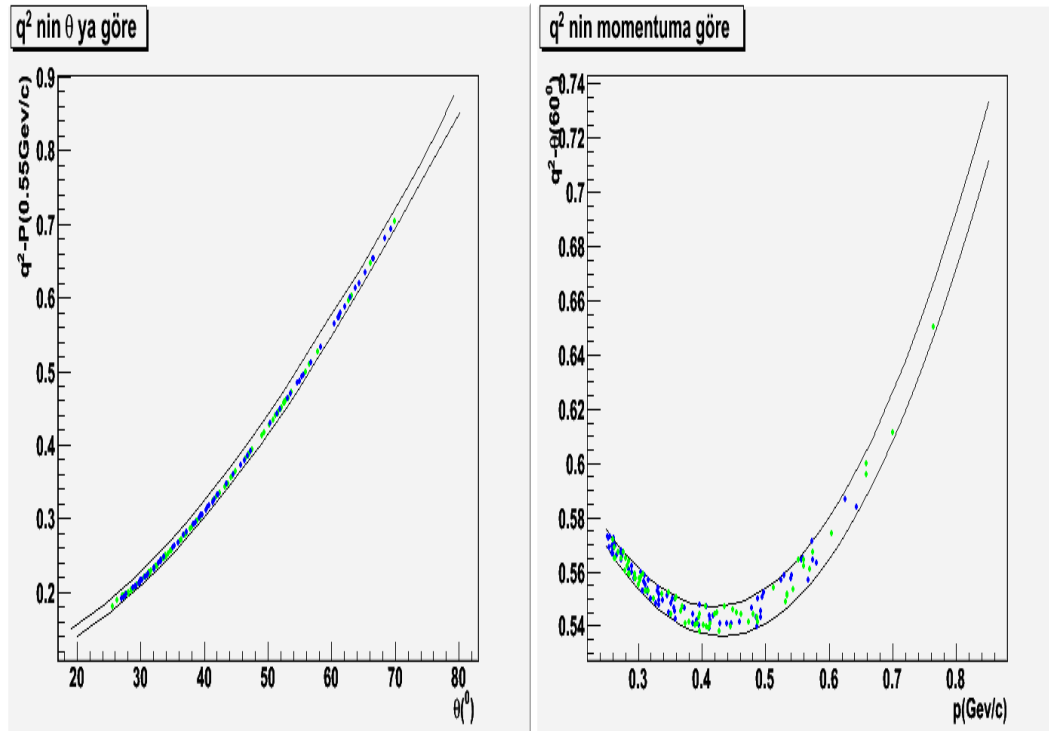
Şekil 4.7. Sağ ve sol sektörler için q^2 dağılımının gösterimi

Şekil 4.8. Sağ ve sol sektörler için Q^2 dağılımının gösterimi



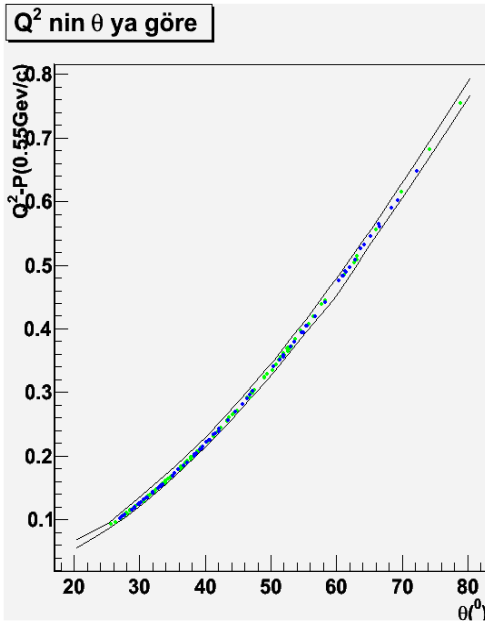
Şekil 4.9. Sağ ve sol sektörler için W dağılımının gösterimi

Bu üç niceliğe bakıldığında üç değişkene bağlı oldukları görülür. Bu değişkenlerden biri $p=0.85\text{GeV}/c$ değerinde sabit olup bunun tersine θ ve p' ise değişkenlerdir. θ ve p' değişkenlerinden biri sabit tutulursa diğeri için q^2 , Q^2 , W ifadeleri hesaplanarak birinin diğere göre değişim incelenebilir. Hesaplamalar p' değeri için $0.25 - 0.85$ GeV/c aralığındaki bütün momentum değerleri için ve $20^\circ - 80^\circ$ derece aralığındaki bütün açı değerleri için yapıldı (Ek A). Hesaplanan bütün açı değerleri bir nominal momentum için ve hesaplanan bütün momentum değerleri de bir nominal açı değeri için yapılmıştır. Bu yapılırken ise matematikte kullanılan limitte süreklilik hesaplamalarına benzer bir teknik kullanılmıştır. Belirlenen nominal değere sağdan ve soldan çok yaklaşık bir değer için teorik hesaplamalar yapılmıştır. Sağ ve sol için iki farklı değer kümesi elde edilmiştir. Bu iki değer arasındaki bölge için deneysel sonuçlar da eklenmiştir. Son olarak ise teorik ve deneysel kıyaslamaların net ortaya çıkması için grafikler çizdirilmiştir.

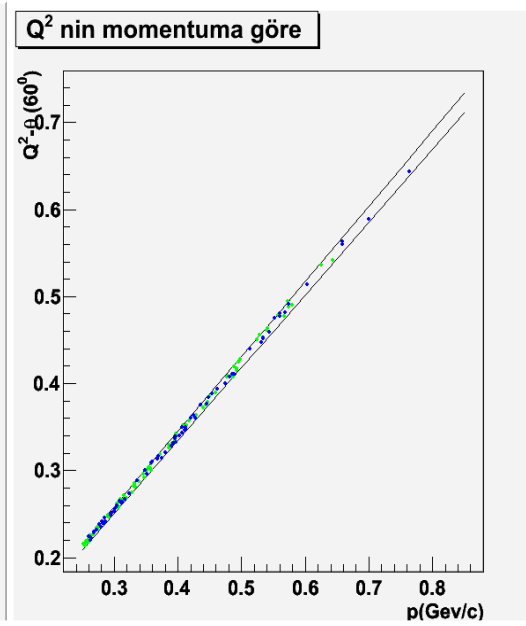


Şekil 4.10a Ortalama $p' = 0.550$ GeV/c olacak şekilde q^2 için $p_{alt} = 0.545$ GeV/c , $p_{üst} = 0.555$ GeV/c değerlerinde teorik ve bu iki teorik değer aralığında yeralan deneysel verilerin saçılma grafiği

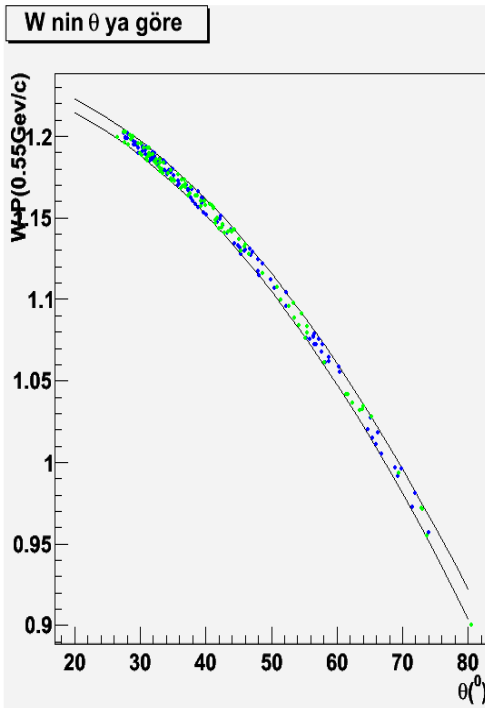
Şekil 4.10b. Ortalama $\theta = 60^\circ$ olacak şekilde q^2 için $\theta_{alt} = 59.5^\circ$, $\theta_{üst} = 60.5^\circ$ değerlerinde teorik ve bu iki teorik değer aralığında yeralan deneysel verilerin saçılma grafiği



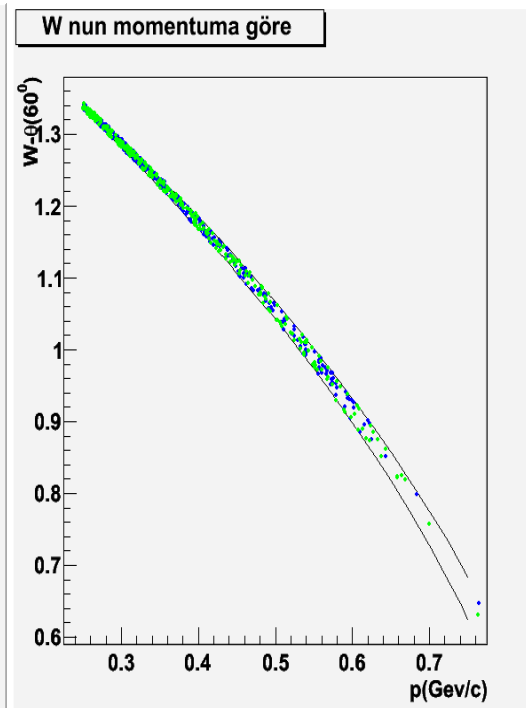
Şekil 4.11a Ortalama $p' = 0.550$ GeV/c olacak şekilde Q^2 için $p_{alt} = 0.545$ GeV/c, $p_{üst} = 0.555$ GeV/c değerlerinde teorik ve bu iki teorik değer aralığında yeralan deneysel verilerin saçılma grafiği



Şekil 4.11b. Ortalama $\theta = 60^\circ$ olacak şekilde Q^2 için $\theta_{alt} = 59.5^\circ$, $\theta_{üst} = 60.5^\circ$ değerlerinde teorik ve bu iki teorik değer aralığında yeralan deneysel verilerin saçılma grafiği



Şekil 4.12a Ortalama $p' = 0.550$ GeV/c olacak şekilde W için $p_{alt} = 0.545$ GeV/c, $p_{üst} = 0.555$ GeV/c değerlerinde teorik ve bu iki teorik değer aralığında yeralan deneysel verilerin saçılma grafiği



Şekil 4.12b. Ortalama $\theta = 60^\circ$ olacak şekilde W için $\theta_{alt} = 59.5^\circ$, $\theta_{üst} = 60.5^\circ$ değerlerinde teorik ve bu iki teorik değer aralığında yeralan deneysel verilerin saçılma grafiği

$\theta=60^\circ$ ve $p'=0,55$ GeV/c nominal deęerleri kullanılarak elde edilen grafikler Őekil 4.10a- 4.12b'de verilmiŐtir. Grafikteki dűz çizgiler teorik hesaplamalardan gelirken, mavi renkli noktalar saę sektöre yeŐil renkli noktalar ise sol sektöre ait deneysel verileri kullanılarak elde edilen saçılma grafikleridir. Grűldűęi űzere noktalar çizgilerin arasında ve çizgilerin dıŐına taŐmayacak Őekilde daęıldıęından teorik hesaplamalar ile deneysel hesaplamaların uyuŐtuęu saptanmıŐtır.

4.5. REZONANS BÖLGESİNİN İNCELENMESİ

Δ^+ parçacığının menzilinun birkaç fermi ve ortalama mrűnűn oldukça kısa olduğu kesim 4.3.2' de belirtilmiŐti. Bu sebepten tűrű Δ^+ parçacığı hızlı bir Őekilde π^+ parçacığına bozunmaktadır. Δ^+ parçacığının bozunumu dikkate alındığında son durumda sol(saę) sektörde inelastik saçılma yapan elektronun, saę(sol) sektörde π^+ parçacığının eŐ zamanlı olarak tespit edilmesi gereklidir. Bununla beraber Blűm 3'de ifade edilen kesmelere ek olarak verteks farkının 5 cm'nin altında kalmasını temin eden,

$$|zwl - zwr| < 5\text{cm},$$

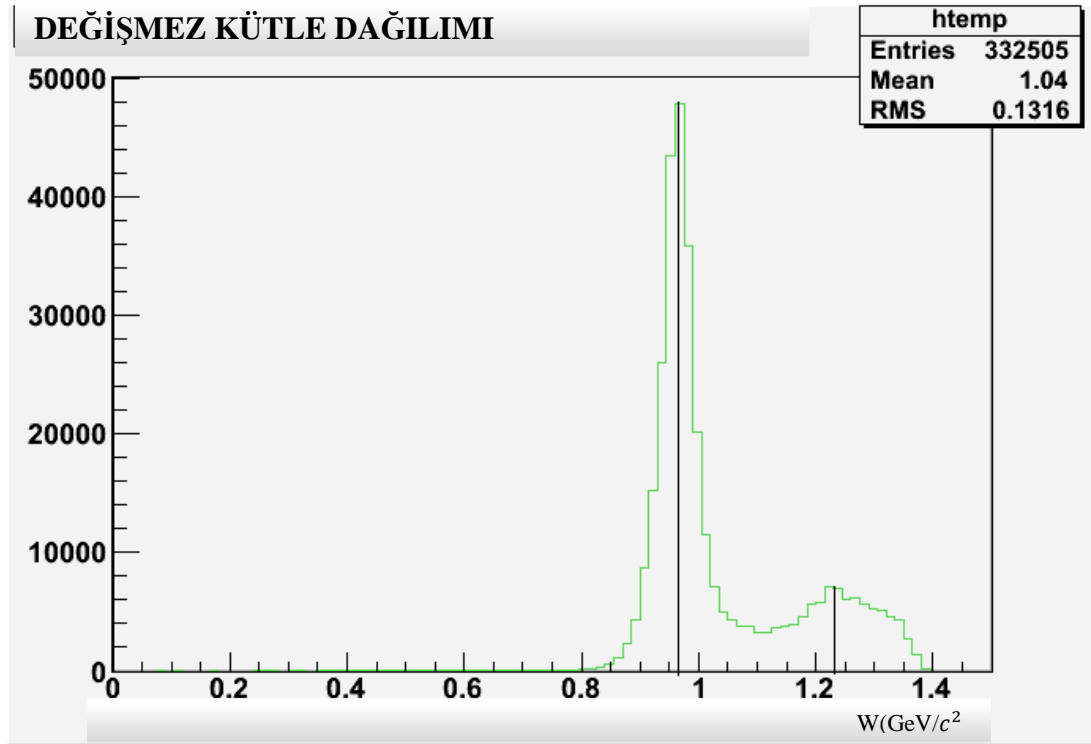
kesmesi analize dahil edilmektedir. űnkű, hedeften saçılan elektronun verteks konumu ile Δ^+ 'nın bozunması sonucu oluŐan π^+ 'ın verteks konumları arasındaki fark birbirine yakın olmalıdır.

Sonuç olarak elektron - hidrojen saçılmasında veri analizi için kullanılan,

$$ep \rightarrow e \pi^+ X$$

bozunum kanalı inelastik saçılmadan kaynaklanmaktadır. Elektromanyetik etkileŐim nedeniyle sanal foton tarafından hedefe aktarılan dört momentumdan dolayı nűkleonda oluŐan bir enerji fazlalıęı nűkleonun rezonans durumuna geçmesini saęlamaktadır. Bu enerji farkı minimum , Δ^+ ve p kűtlelerinin farkına eŐittir [14].

Parçacıkların rezonansa geçtiği değer bölgesi tespit edilirse son durum parçacıkları hakkında sağlıklı bilgilere ulaşılabilmektedir. Bu ise elastik ve inelastik değer bölgelerinin belirlenmesi ile mümkündür. Değişmez kütle W bünyesinde Q^2, p', θ, p niceliklerini barındırdığından dolayı, elastik ve inelastik saçılmaların ayırt edilmesi işleminde kilit rol oynamaktadır.



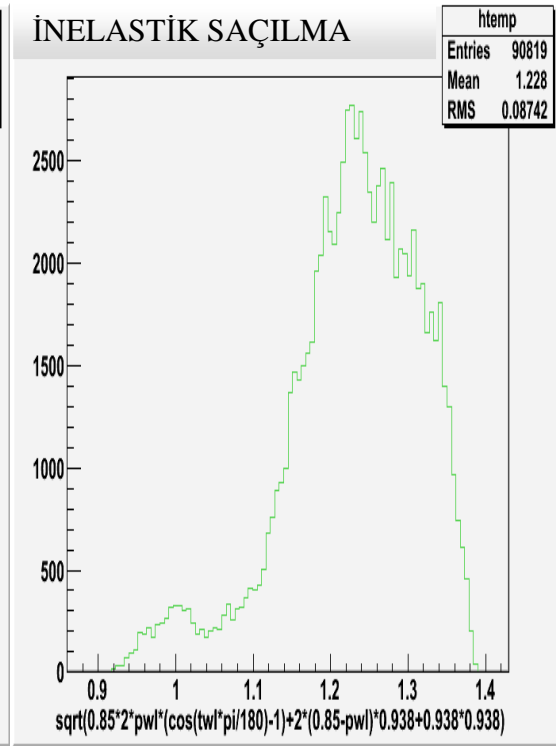
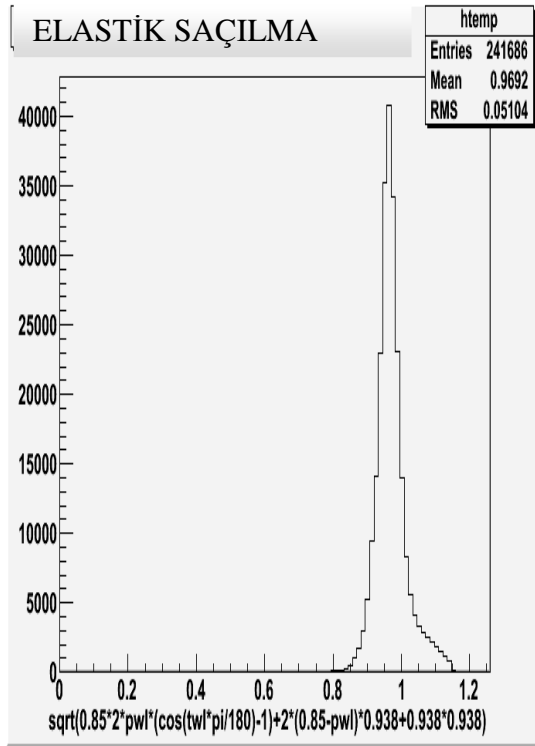
Şekil 4.13. W dağılımında faydalanılarak proton ve delta piklerinin gösterimi

Mevcut veriler göz önüne alındığında deneysel olarak belirlenmiş olan bu dağılım grafiğinde iki değer aralığının var olduğu gözlenmektedir:

- 0.94 GeV/c^2 protona karşılık gelen pik
- 1.232 GeV/c^2 de Δ^+ ya karşılık gelen pik

Bu iki pik dikkate alınırsa $W > 1.08 \text{ GeV}/c^2$ koşulunu sağlayan ikinci bölgede $W = 1.232 \text{ GeV}/c^2$ değerinde proton Δ^+ ya uyarılır ve çok kısa sürede Δ^+ parçacığı pion ve protona bozunmakta ve böylelikle inelastik saçılma meydana gelmektedir. Buna bağlı olarak inelastik saçılmanın bir alt enerji değeri saptanmıştır.

Elastik ve inelastik saçılma dağılımlarını ayrı ayrı elde etmek için, yukarıda belirttiğimiz gibi $0.294 \text{ GeV}/c^2$ değeri Δ^+ parçacığının kütlesi ile protonun kütlesi arasındaki farktan elde edilen bir değerdir. Bu değer sanal fotonun taşıması gereken asgari değer olarak düşünülüp, bir kesme oluşturularak W dağılımına uygulanırsa elastik ve inelastik dağılımlar birbirinden ayrılabilir (Şekil 4.14 – Şekil 4.15).



Şekil 4.14. Elastik bölge dağılımının gösterimi

Şekil 4.15 İnelastik bölge dağılımının gösterimi

BÖLÜM 5. SONUÇLAR

Teori kısmında p_x (kayıp momentum) ve E_x (kayıp enerji) ifadeleri elde edilmişti. Bu bölümde aynı ifadelerin veri ile nasıl bir dağılıma denk düştüğünü irdelenecektir. Kesim 4.5’de elde edilen inelastik bölge W dağılımında belirli bir alt değer seçilerek elastik bölgeden ayrılmıştı. E_x ve p_x ifadeleri ise inelastik saçılma bölgesine ait olduklarından ($W > 1.08 \text{ GeV}/c^2$) alt enerji değer kesmesi kullanılmıştı. Bunun yanı sıra elektronların solda ve pionların sağda eşzamanlı olarak tespit edilmesi için, saçılmadaki elektron ve pionun parçacık id sayıları, saçılma açıları ile momentumları, hedeften gelme koşulunu sağlayan kesmeler ile son olarak ta verteks farkı kesmesi kullanılarak E_x ve p_x ifadelerine ait olan grafikler elde edilmiştir.

Elektronun sol sektörde, pozitif yüklü pionun sağ sektörde tespiti için kullanılan parametreler ve kesmeler aşağıda belirtilmiştir:

Sol sektör için;

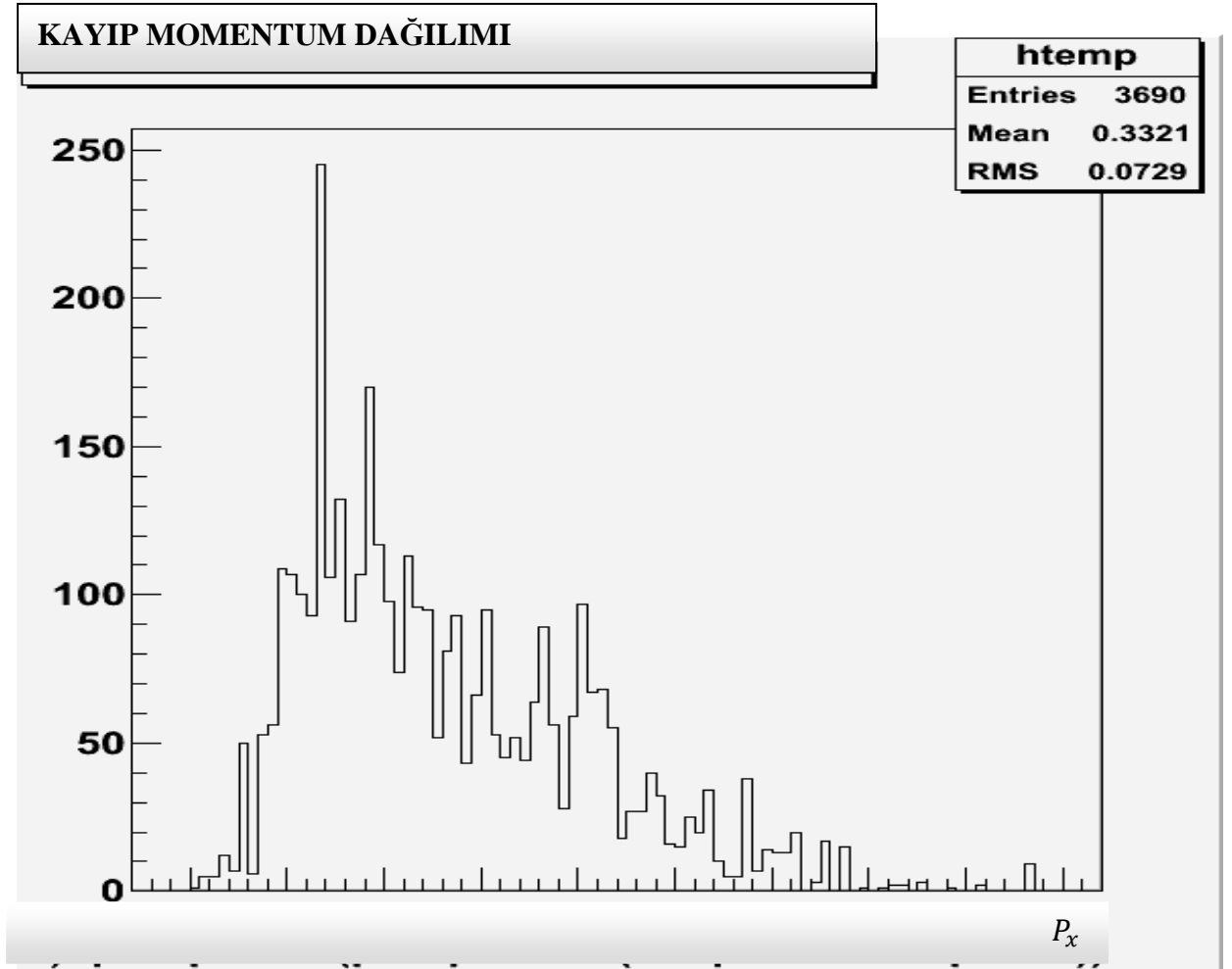
- id=3 (solda elektron id numarası)
- $20^\circ < \theta < 70^\circ$ (solda θ kesmesi)
- $-15^\circ < \phi < 15^\circ$ (solda ϕ kesmesi)
- $-30 < z < 30 \text{ cm}$ (solda hedef kesmesi)
- $W > 1.08 \text{ GeV}/c^2$ (alt enerji değer kesmesi)

Sağ sektör için;

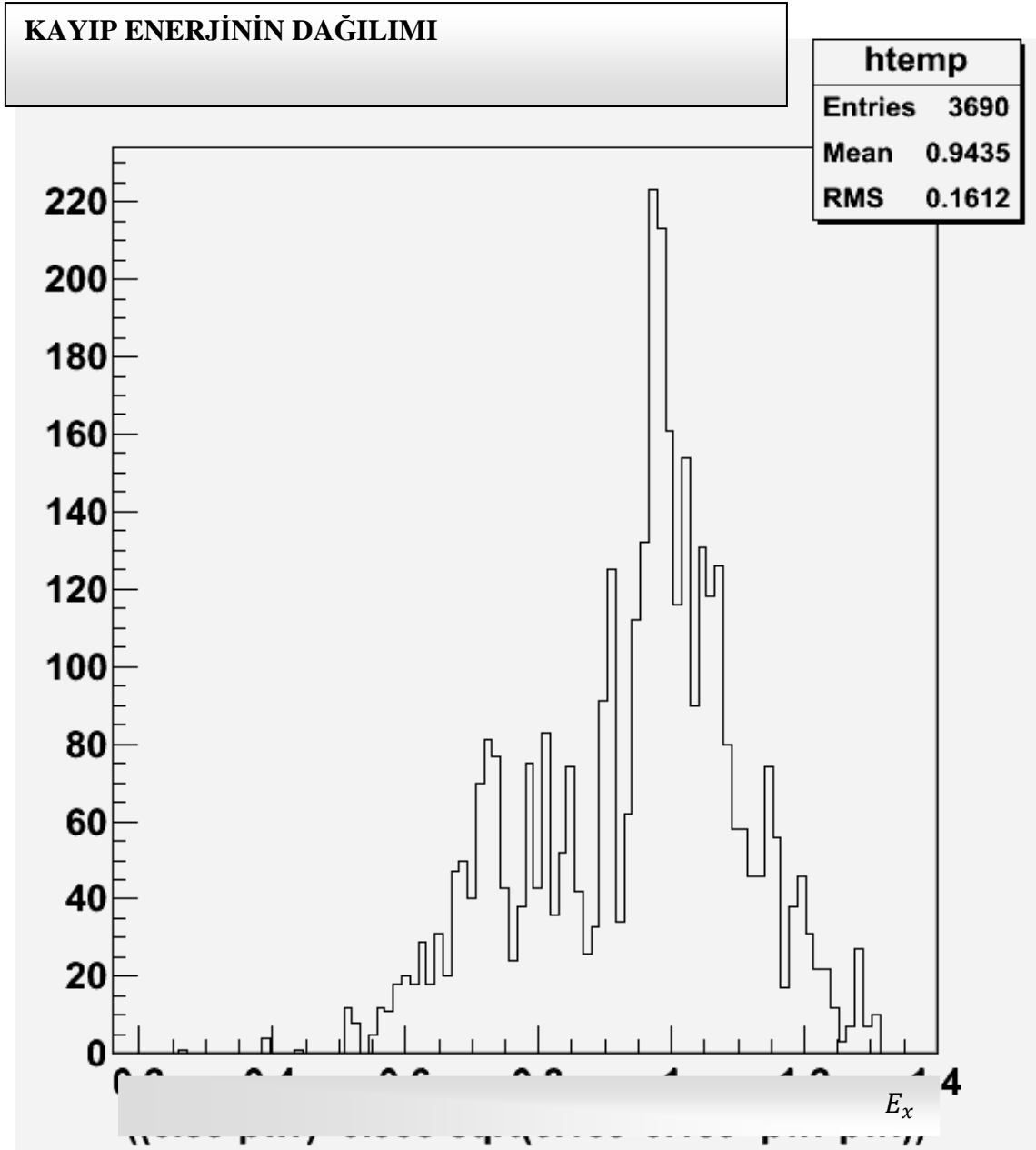
- id=8 (sağda pion id numarası)
- $20^\circ < \theta < 70^\circ$ (sağda θ kesmesi)
- $165 < \phi < 195$ (sağda ϕ kesmesi)

Sağ ve sol sektör bilgilerinin ortak kullanıldığı

- $|z(\text{sağ}) - z(\text{sol})| < 5 \text{ cm}$ verteks kesmesi

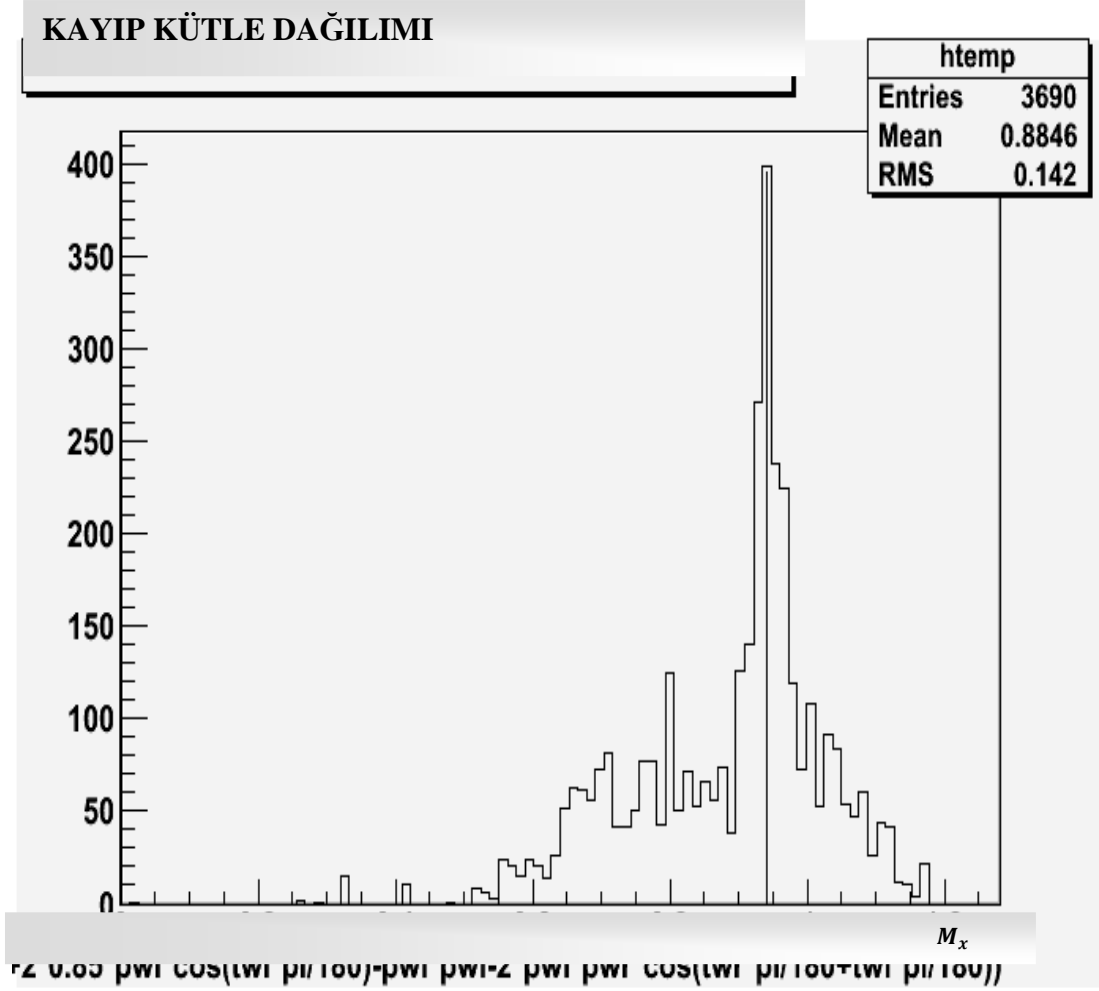


Şekil 5.1. Kayıp momentumun dağılımı



Şekil 5.2. Kayıp enerjinin dağılımı

Kayıp kütle ve kayıp momentumun fiziksel ifadelerinden yola çıkarak kayıp kütle (M_x) ifadesine teori bölümünde ulaşılmıştı. Benzer kesmeler kullanılarak kayıp kütle dağılımı elde edilmektedir.



Şekil 5.3. Kayıp kütle dağılımı

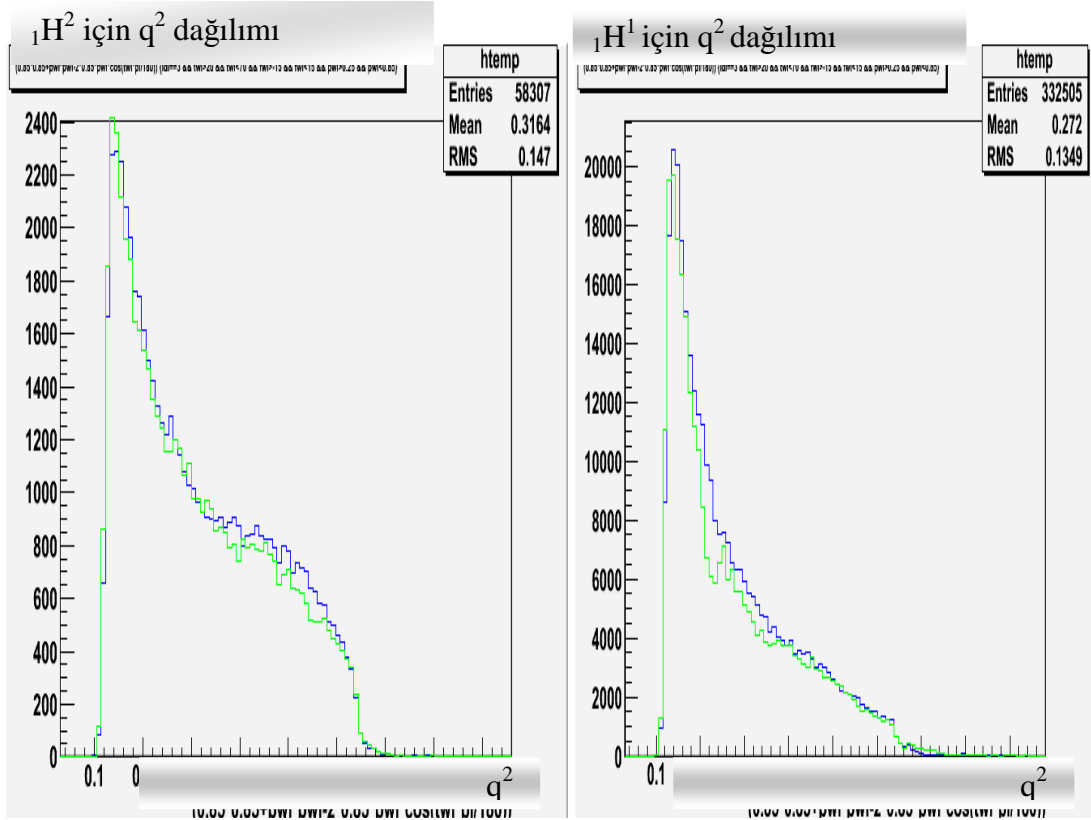
Kayıp kütle dağılımına bakıldığında $0.939 \text{ GeV}/c^2$ civarında bir pikin olduğu görülmektedir. Bunun temel dayanağı olarak Δ^+ parçacığına ait olan bozunum kanalları gösterilebilir. Δ^+ parçacığının bozunum kanalları incelendiğinde analizde dedektör sisteminin hedeften saçılan parçacıklar arasından bir sektörde elektronun, diğer sektörde π^+ 'ın eşzamanlı olarak tespit edildiği olayların kullanılmasından dolayı bu piki oluşturan olayların nötrona karşılık gelen olaylar olduğu görülebilir.

BÖLÜM 6. KARŞILAŞTIRMA

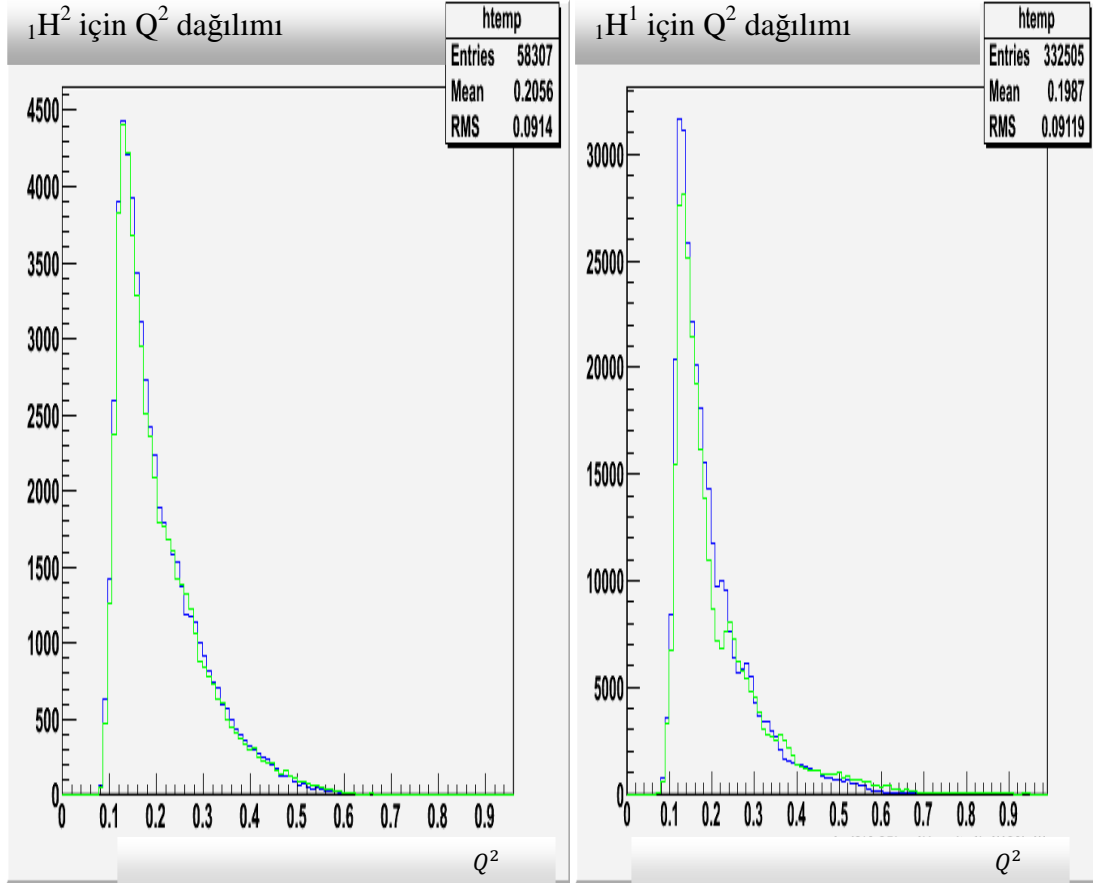
Bu bölümde ${}^1_1\text{H}^1$ ve onun izotopu olan ${}^2_1\text{H}^2$ nin elektronla etkileşimlerinin incelenmesi ve karşılaştırılması yapılmıştır. ${}^1_1\text{H}^1$ ve ${}^2_1\text{H}^2$ nin elektronla etkileşim deneyleri MIT Bates Laboratuvarları'nda aynı sistemler kullanılarak yapılmış olup bunların arasındaki benzerlik ve farklılıklara bakılmıştır. Her iki deneyde elde edilen veriler aynı miktarda tutulmuştur. Karşılaştırmaların objektif olması açısından bütün kriterler aynı kullanılmıştır. Tablo 6.1 de ${}^1_1\text{H}^1$ ve ${}^2_1\text{H}^2$ ye ait bozunum kanalları verilmiştir.

Neden olan etkileşme türü	${}^2_1\text{H}^2$ ye ait olan bozunum kanalları	${}^1_1\text{H}^1$ e ait olan bozunum kanalları
Elektron –Proton etkileşmesi	$e + p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p + \pi^0$	$e + p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p + \pi^0$
Elektron –Proton etkileşmesi	$e + p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow n + \pi^+$	$e + p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow n + \pi^+$
Elektron –Nötron etkileşmesi	$e + n \rightarrow \Delta^0 \rightarrow n + \pi^0$	bozunum yok (nötron olmadığından dolayı)
Elektron –Nötron etkileşmesi	$e + n \rightarrow \Delta^0 \rightarrow p + \pi^-$	bozunum yok (nötron olmadığından dolayı)

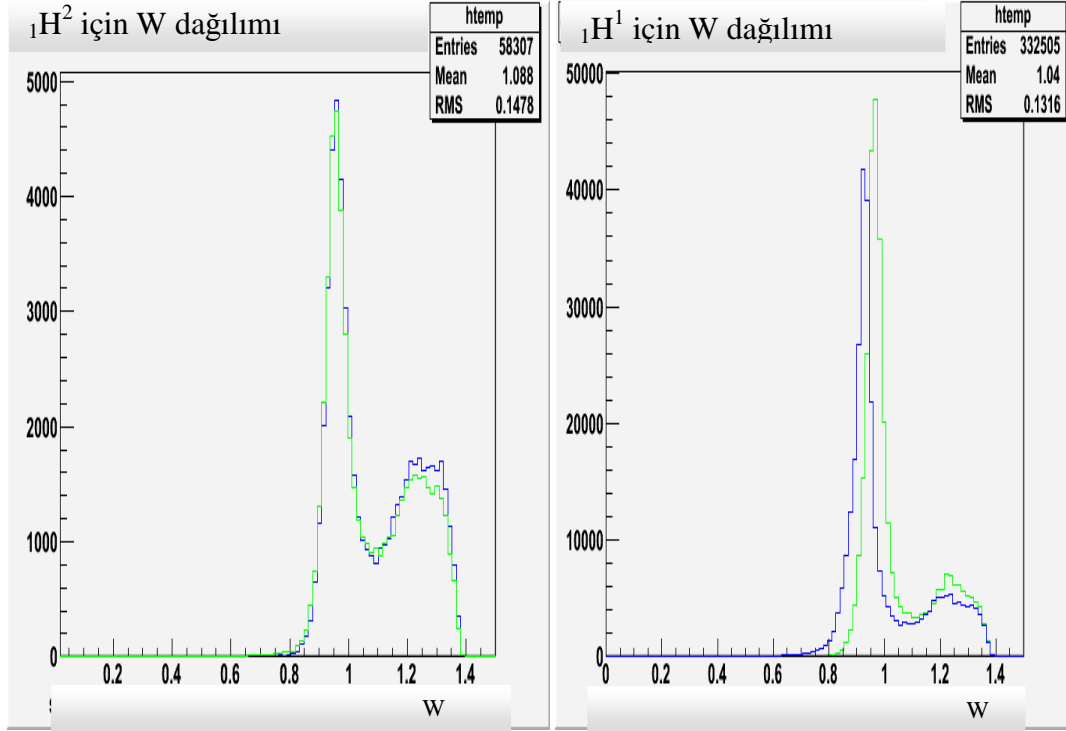
Tablo 6.1. ${}^1_1\text{H}^1$ ve ${}^2_1\text{H}^2$ ye ait bozunum kanalları

Şekil 6.1a. Döterona ait olan q^2 dağılımıŞekil 6.1b. Hidrojene ait olan q^2 dağılımı

Elastik saçılma bölgesine ait olan Şekil 6.1a ve Şekil 6.1b grafiklerinde saçılmaya maruz kalan sistemin giriş ve çıkış ürünleri değişim olmadığından dolayı her iki grafikte de elde edilen pikler benzerlik göstermektedir. Her iki grafiğin 0.1 – 0.7 GeV/c değerlerine sahip olduğu gözlenmektedir.

Şekil 6.2a. Döterona ait olan Q^2 dağılımıŞekil 6.2b. Hidrojene ait olan Q^2 dağılımı

Elastik saçılma bölgesine ait olan Şekil 6.2a ve Şekil 6.2b grafiklerinde her iki grafikte de elde edilen pikler benzerlik göstermektedir. Her iki grafiğin değer aralıkları da (0.1 – 0.6 GeV/c) değerlerine sahip olduğu gözlenmektedir.

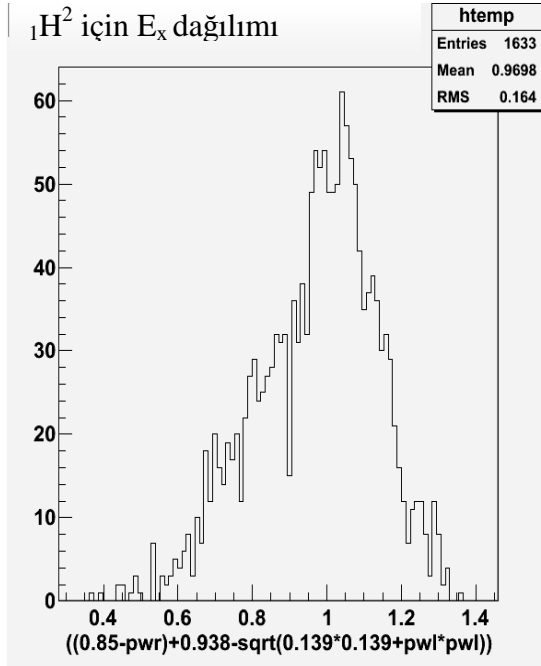
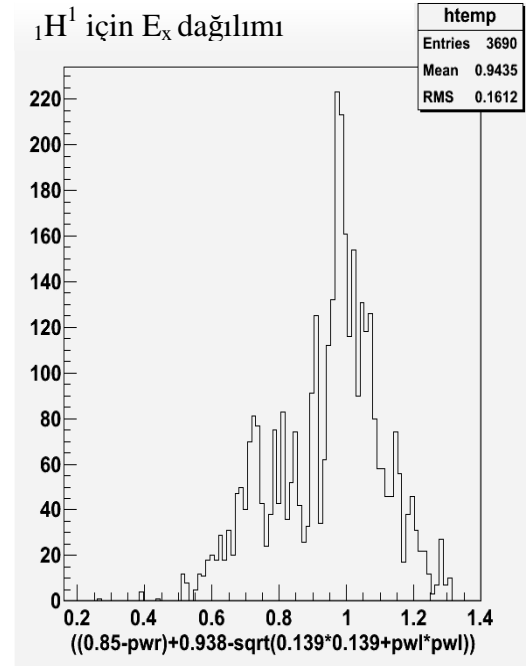
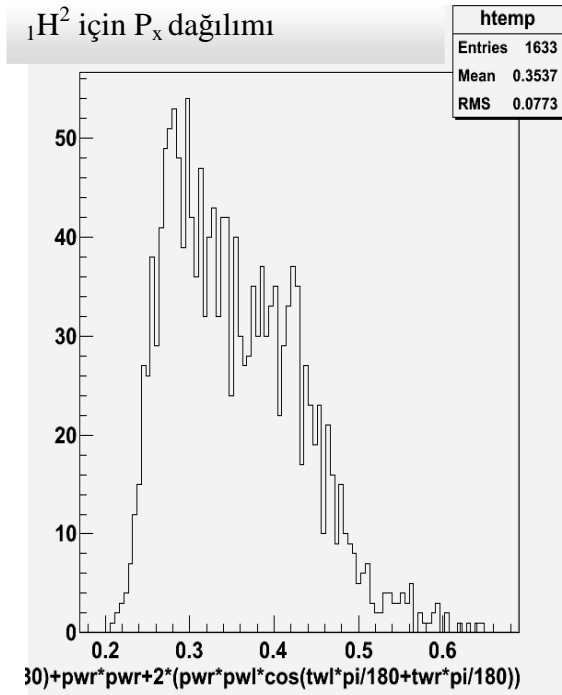
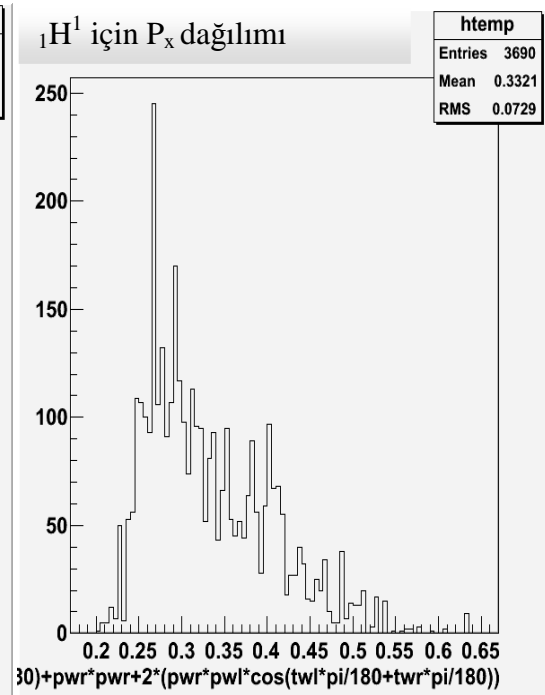


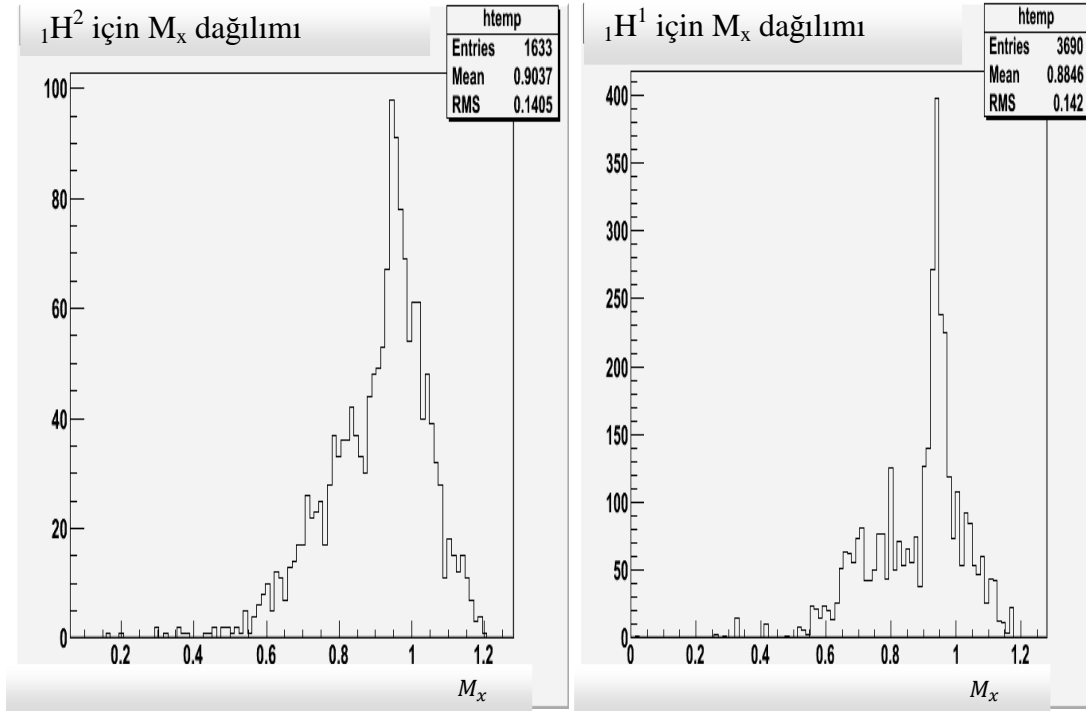
Şekil 6.3a Döterona ait her iki sektör için W dağılımları (mavi sağ sektör, yeşil sol sektör)

Şekil 6.3b Hidrojene ait her iki sektör için W dağılımları (mavi sağ sektör, yeşil sol sektör)

Değişmez kütle, bünyesinde hem elastik saçılmaya hem de elastik olmayan saçılmaya ait olan olayları barındırmaktadır. Bundan ötürü iki pike sahiptir. Piklerden bir tanesi nükleona ait iken, diğeri Δ 'ya aittir. Her iki grafikte de sol sektöre ait pikler aynı değeri verirken sağ sektöre ait olan piklerde bir farklılaşma gözlenmektedir. Bu farklılık sağ sektörde donanım problemine işaret edebilir ve bu yüzden belirli niceliklere düzeltme “correction” uygulanmasını gerektirebilir.

Her iki hedef için E_x , P_x ve M_x dağılımları Şekil(6.4a - 6.6b'de) verilmiştir. Genel olarak Hidrojene ait dağılımların daha keskin ve belirgin olduğu söylenebilir.

Şekil 6.4a. Döterona ait E_x olan dağılımıŞekil 6.4b. Hidrojene ait olan E_x dağılımıŞekil 6.5a. Döterona ait olan P_x dağılımıŞekil 6.5b. Hidrojene ait olan P_x dağılımı

Şekil 6.6a. Döterona ait olan M_x dağılımıŞekil 6.6b. Hidrojene ait olan M_x dağılımı

Hidrojene ait kayıp kütle piki döterona ait olana göre daha keskin ve belirgindir. Hidrojende olayların çoğu pik bölgesi civarında yoğunlaşırken döteronda diğer bölgelere de dağılmıştır. Hidrojende pik aralığı $938.875 - 939.134 \text{ MeV}/c^2$ arasında ve bu aralığın dışındaki bölgelerde belirgin pikler yokken döteronda pik aralığı daha geniş olmakla birlikte pik bölgesi dışındaki bölgelerde de bazı piklere rastlanmıştır. Bu da değeri $939 \text{ MeV}/c^2$ olan nötron parçacığının hidrojen datasında daha net olarak çıkarılabileceğine bir göstergesidir.

TARTIŞMA

Elde edilen kayıp kütle dağılımı, hem elektronun hem de hedefin polarize olmasından $\Delta^+(1232)$ rezonans bölgesinde çeşitli demet hedef polarizasyonları için tesir kesitlerinin elde edilmesine olanak sağlamaktadır. Bunlardan yararlanarak Asimetri elde edilebilir. Asimetri baryonun iç yapısı hakkında dolaylı bilgiler içeren bir niceliktir [20].

KAYNAKLAR

- [1] TONGUÇ , Barış , T., MIT Bates Experiment Nucl, Instr and Methods in Physics Research A 603, 2009; 247 - 262
- [2] ÇİTÇİ, Ş. , MIT Bates Laboratuvarındaki Çerenkov Dedektörünün Esnek e-p Saçılması Deneyinde Elde Edilen ADC Spektrumunun Analizi, Yüksek Lisans Tezi, Sakarya Üniversitesi Fen bilimleri Enstitüsü, 2008,
- [3] Tübitak Bilim ve Teknik Dergisi sayfa 9, 10, 11, 12, 13, 12 Ekim 2004
- [4] <http://www.evreninzerafeti.com/deneyler/30-cms-dedektoru.html?start=15>
- [5] İR, N. , Elektron – Döteron Saçılmasında Değişmez Kütlenin Eldesi, Yüksek Lisans Tezi, Sakarya Üniversitesi Fen bilimleri Enstitüsü, 2010, 13-14
- [6] SANCAR, S., CMS Deneyinde Kullanılan VFCAL'ın Lineerliği, Yüksek Lisans Tezi, Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, 2000.
- [7] DEMİRAĞ, A. , Elektron – Döteron Saçılmasında Kayıp Kütlenin Eldesi, Yüksek Lisans Tezi, Sakarya Üniversitesi Fen bilimleri Enstitüsü, 2010, 9-11
- [8] Amerikan New York Enerji Araştırma ve Geliştirme Merkezi, 2005.
- [9] DERE, K., Gürültüden Hidrojen Enerjisi Üretilmesinin Araştırılması, Yüksek lisans Tezi, Eskişehir Osmangazi Üniversitesi Fen bilimleri Enstitüsü, 2006, 39-41
- [10] <http://blast.lns.mit.edu/elog/>
- [11] FİLOTİ, O.F. ,Inclusive Scattering of Polarized Elektrons From Polarized Protons in the Δ Excitation Region with Blast, Doktora Tezi, University of Bucharest, 2007
- [12] GRIFFITHS, D., Introduction to Elementary Particles, 2008.
- [13] ÇAKIR, T. İ., TAEK Sarayköy Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi Ar – Ge Bölümü, Eylül 2007.
- [14] HOFT , G., Maddenin Yapı Taşları, 2000
- [15] COTTINGHAM, N, W., GREENWOOD, A, D., Çevirenler: AÇIKGÖZ , İ. , YILDIRIM, S., Çağdaş Fiziğe Giriş , Literatür Yayınları, İstanbul, 2001.
- [16] <http://www20.uludag.edu.tr/~epilicer/detektor.html>
- [17] <http://mitbates.lns.mit.edu/bates/control/main>

[18] MANCIK, MIT Bates Laboratuvarındaki Elektron Proton Saçılması Deneyinin Analizi İle Çerenkov Dedektörünün Veriminin Tespiti, Yüksek Lisans Tezi, Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, 2008,

[19] <http://80.251.40.59/science.ankara.edu.tr/isahin/duyurular/compton.pdf>

[20] ÇİTÇİ, Ş . , Polarize Döterondan π^+ Elektro_üretiminde Çifte Spin Asimetrisinin Ölçümü, Tez Öneri, Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü,Sakarya 2010.

[21] <http://education.web.cern.ch/education>

[22] Adam, T. et al., Measurement of the neutrino velocity with the OPERA dedector in the CNGS beam, Journal of High Energy Physics, 2011.

EKLER

Ek A . Teorik Değerler

A.1. q^2 İçin Teorik Değerler

Tablo A1.1. $\theta=59.5^\circ$ ve $\theta= 60.5^\circ$ için q^2 'nin momentuma bağlı teorik değerleri

P	θ	P'	$q^2 - \theta (59,5)$	$q^2 - \theta (60,5)$
0,85	60	0,25	0.569296196	0.575719987
0,85	60	0,30	0.553655435	0.561363984
0,85	60	0,35	0.543014674	0.552007982
0,85	60	0,40	0.537373913	0.547651979
0,85	60	0,45	0.536733152	0.548295977
0,85	60	0,50	0.541092391	0.553939974
0,85	60	0,55	0.550451631	0.564583971
0,85	60	0,60	0.564810870	0.580227969
0,85	60	0,65	0.584170109	0.600871966
0,85	60	0,70	0.608529348	0.626515963
0,85	60	0,75	0.637888587	0.657159961
0,85	60	0,80	0.672247826	0.692803958
0,85	60	0,85	0.711607066	0.733447956

Tablo A1.2. $p'=0.545\text{GeV}/c$ ve $p'= 0.555\text{GeV}/c$ için q^2 'nin açığa bağlı teorik değerler

P	θ	P'	$q^2 - P(0,545)$	$q^2 - P(0,555)$
0,85	20	0,55	0.143925012	0.148899787
0,85	25	0,55	0.175423603	0.179830835
0,85	30	0,55	0.213430032	0.217152463
0,85	35	0,55	0.257655046	0.260580631
0,85	40	0,55	0.307762068	0.309784823
0,85	45	0,55	0.363369752	0.364390567
0,85	50	0,55	0.424054890	0.423982280
0,85	55	0,55	0.489355632	0.488106432
0,85	60	0,55	0.558775000	0.556275000
0,85	65	0,55	0.631784670	0.627969180
0,85	70	0,55	0.707828995	0.702643337
0,85	75	0,55	0.786329231	0.779729155
0,85	80	0,55	0.866687944	0.858639963

A.2. Q^2 İçin Teorik Değerler

Tablo A2.1. $\theta=59.5^\circ$ ve $\theta= 60.5^\circ$ için Q^2 'nin momentuma bağlı teorik değerleri

P	θ	P'	$Q^2 - \theta (59,5)$	$Q^2 - \theta (60,5)$
0,85	60	0,25	0.209296196	0.215719987
0,85	60	0,30	0.251155435	0.258863984
0,85	60	0,35	0.293014674	0.302007982
0,85	60	0,40	0.334873913	0.345151979
0,85	60	0,45	0.376733152	0.388295977
0,85	60	0,50	0.418592391	0.431439974
0,85	60	0,55	0.460451631	0.474583971
0,85	60	0,60	0.502310870	0.517727969
0,85	60	0,65	0.544170109	0.560871966
0,85	60	0,70	0.586029348	0.604015963
0,85	60	0,75	0.627888587	0.647159961
0,85	60	0,80	0.669747826	0.690303958
0,85	60	0,85	0.711607066	0.733447956

Tablo A2.2. $p'=0.545\text{GeV}/c$ ve $p'= 0.555\text{GeV}/c$ için Q^2 'nin açıya bağlı teorik değerleri

P	θ	P'	$Q^2 - P(0,545)$	$Q^2 - P(0,555)$
0,85	20	0,55	0.055874787	0.056900012
0,85	25	0,55	0.086805835	0.088398603
0,85	30	0,55	0.124127463	0.126405032
0,85	35	0,55	0.167555631	0.170630046
0,85	40	0,55	0.216759823	0.220737068
0,85	45	0,55	0.271365567	0.276344754
0,85	50	0,55	0.330957280	0.337029890
0,85	55	0,55	0.395081432	0.402330632
0,85	60	0,55	0.463250000	0.471750000
0,85	65	0,55	0.534944180	0.544759670
0,85	70	0,55	0.609618337	0.620803995

A.3. W İçin Teorik Değerler

Tablo A3. $\theta=59.5^\circ$ ve $\theta=60.5^\circ$ için W 'nin momentuma bağlı teorik değerleri

P	P'	θ	W- θ (59,5)	W- θ (60,5)
0,85	0,25	60	1.343748372	1.334154944
0,85	0,30	60	1.293020814	1.281044299
0,85	0,35	60	1.240220127	1.225634358
0,85	0,40	60	1.185069238	1.167597817
0,85	0,45	60	1.127223242	1.106521462
0,85	0,50	60	1.066243581	1.041870831
0,85	0,55	60	1.001558042	0.972933662
0,85	0,60	60	0.932395651	0.898724092
0,85	0,65	60	0.857674056	0.817808093
0,85	0,70	60	0.775788582	0.727952718
0,85	0,75	60	0.684171807	0.621653114
0,85	0,80	60	0.564567843	0.515685713
0,85	0,85	60	0.434171807	0.394171835

Tablo A2. $p'=0.545\text{GeV}/c$ ve $p'=0.555\text{GeV}/c$ için W 'nin açığa bağlı teorik değerleri

P	P'	θ	W- P(0,545)	W- P(0,555)
0,85	0,55	20	1.222732735	1.214615213
0,85	0,55	25	1.211190325	1.202759010
0,85	0,55	30	1.197115023	1.188295758
0,85	0,55	35	1.180525495	1.171241235
0,85	0,55	40	1.161443240	1.151613283
0,85	0,55	45	1.139892256	1.129431349
0,85	0,55	50	1.115898639	1.104715874
0,85	0,55	55	1.089490051	1.077487527
0,85	0,55	60	1.060695055	1.047766195
0,85	0,55	65	1.029542261	1.015569681
0,85	0,55	70	0.996059210	0.980911970
0,85	0,55	75	0.960270913	0.943800906
0,85	0,55	80	0.922197886	0.904235014

ÖZGEÇMİŞ

Murat Ayhan, 15.08.1984 de Malatya da doğdu. Orta öğretimini ve liseyi Malatya İ.H.L'de tamamladı. 2004 yılında başladığı İstanbul Üniversitesi Fizik bölümünü 2008 yılında bitirdi. 2008 yılında İstanbul Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Öğretmenliği Bölümüne girdi ve 2009 yılında mezun oldu. 2009 yılında Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümünde yüksek lisansa başladı. Halen aynı üniversitede eğitimine devam etmektedir.