İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

YÜKSEK REZOLÜSYONLU (^{3}He,t) REAKSİYONUNDA GÖZLENEN GAMOW-TELLER SEVİYELERİNİN PARÇACIK BOZUNUM GENİŞLİKLERİ

Bengü BİLGİER
Fizik Anabilim Dalı
Nükleer Fizik Programı

Danışman
Prof.Dr. Baki AKKUŞ
İkinci Danışman
Prof.Dr. Yoshitaka FUJITA

Haziran, 2012

İSTANBUL

İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

YÜKSEK REZOLÜSYONLU (^{3}He,t) REAKSİYONUNDA GÖZLENEN GAMOW-TELLER SEVİYELERİNİN PARÇACIK BOZUNUM GENİŞLİKLERİ

Bengü BİLGİER
Fizik Anabilim Dalı
Nükleer Fizik Programı

Danışman
Prof.Dr. Baki AKKUŞ
İkinci Danışman
Prof.Dr. Yoshitaka FUJITA

Haziran, 2012

İSTANBUL

Bu çalışma 07/06/2012 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Nükleer Fizik programında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi

Prof. Dr. Baki AKKUŞ (Danışman)
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Doç. Dr. Yeşim ÖKTEM
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Prof. Dr. Metin ARIK
Boğaziçi Üniversitesi
Fen-Edebiyat Fakültesi

Doç. Dr. Latife ŞAHİN YALÇIN
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Doç. Dr. Bayram DEMİR
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Bu çalışma İstanbul Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Yürütücü Sekreterliğinin 13132 numaralı projesi ile desteklenmiştir.

ÖNSÖZ

Bana fiziği sevdiren ve bu yolda ilerleyebilmeme olanak sağlayan, önceden görmeyi hayal bile edemeyeceğim araştırma merkezlerinde bulunmamı sağlayan, yüksek lisans çalışmam boyunca tez danışmanlığımı yapan ve öğrencisi olmaktan onur duyduğum sevgili hocam Prof. Dr. Baki AKKUŞ'a sonsuz teşekkürlerimi iletmek isterim.

Yüksek lisans çalışmalarım sırasında karşıma çıkan zorlukları aşmama yardım eden, bana her konuda yardımcı olan, yaptığım işte emek harcamanın önemini anlamamı sağlayan ve benden hiçbir zaman emeğini esirgemeyen değerli hocam Doç. Dr. Yeşim ÖKTEM'e teşekkürü bir borç bilirim.

Yüksek lisans çalışmam sırasında beni Osaka Üniversitesi RCNP Araştırma Merkezi'ne davet ederek ufkumun genişlemesini sağlayan ikinci tez danışmanım Prof. Yoshitaka FUJITA'ya çok teşekkür ederim.

Bu tez çalışmasını yapabilme yolunu bana açan, tezimde bahsettiğim deney ortamını görmemi, orada çalışmamı sağlayan ve beni cesaretlendiren, sorduğum soruları hiçbir zaman geri çevirmeyen, birlikte çalışmaktan mutluluk duyduğum değerli Yrd. Doç. Dr. Ela GANİOĞLU'na sonsuz teşekkür ederim.

Bu tezi yazarken her türlü soruma sonsuz bir sabırla karşılık veren, emeğini benden esirgemeyen, bana çalışma arzusu ve umut veren ve bu tezin her satırında emeği olan, beraber çalışma şansı bulabildiğim için kendimi çok şanslı hissettiğim sevgili hocam Yrd. Doç. Dr. R. Burcu ÇAKIRLI'ya teşekkürlerimin en büyüğünü iletmek isterim.

Çalışmalarım sırasında benden yardımlarını esirgemeyen Dr. Hirohiko FUJITA'ya ve Dr. Atsushi TAMII'ye, çalışmalarım sırasında sorduğum her soruya güler yüzle karşılık veren değerli hocam Yrd. Doç. Dr. Lidya SUSAM'a, birlikte çalışmaktan mutluluk duyduğum hocalarım Prof. Dr. Ergun GÜLTEKİN'e, Doç. Dr. Bayram DEMİR'e, O. Azmi BARUT'a ve değerli çalışma arkadaşlarım Araş. Gör. Gülfem SÜSOY'a, Araş. Araş. Gör. İffet ÇAVDAR'a, Araş. Gör. F. Çağla ÖZTÜRK'e, Araş. Gör. Levent KÜÇÜK'e, Enes AKYÜZ'e ve Çağıl ÇINAR'a katkılarından dolayı teşekkür ederim.

Ayrıca yüksek lisansım boyunca benden maddi manevi hiçbir desteği esirgemeyen, bana yol gösteren ve bana olan güvenlerini asla kaybetmeyen Prof. Dr. Savaş KOÇAK'a, Prof. Dr. Ülker KOÇAK'a, herşeyimi borçlu olduğum sevgili annem Sevil AŞKIN'a, ablam Banu BİLGİER'e, Teoman GÖSKÜN'e, bedenen yanımda olamasada manevi olarak yanımda hissettiğim sevgili babam Ali BİLGİER'e ve her zorluğun karşısında benimle birlikte duran Birkan NASUHOĞLU'na sonsuz teşekkür ederim.

Mayıs, 2012 **Bengü BİLGİER**

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ ..... **i**

İÇİNDEKİLER ..... **iii**

ŞEKİL LİSTESİ ..... **vi**

TABLO LİSTESİ ..... **viii**

SEMBOL LİSTESİ ..... **ix**

ÖZET ..... **xi**

SUMMARY ..... **xii**

1. GİRİŞ **1**

2. GENEL KISIMLAR **4**

2.1. TEMEL KAVRAMLAR **4**

2.2. ÇEKİRDEĞİN ÖZELLİKLERİ **5**

2.2.1. Çekirdeğin Yarıçapı **7**

2.2.2. Çekirdeğin Bağlanma Enerjisi **8**

2.2.2.1. Proton ve Nötron Ayrılma Enerjisi 11

2.2.3. Nükleer Açısal Momentum ve Parite **12**

2.2.4. Nükleer Uyarılmış Durumlar **14**

2.3. NÜKLEONLAR ARASINDAKİ KUVVETLER **14**

2.3.1. Nükleer Kuvvetin Özellikleri **15**

2.4. NÜKLEER KABUK MODELİ **16**

2.4.1. Kabuk Model Potansiyeli **17**

2.4.2. Spin Yörünge Potansiyeli **19**

2.5. BETA BOZUNUMU **20**

2.5.1. Beta Bozunumunda Açığa Çıkan Enerji **21**

2.5.2. Fermi Teorisi **22**

2.5.3. Açısal Momentum ve Parite Seçim Kuralları 23
2.5.4. İzinsiz Geçişler 24
2.6. NÜKLEER REAKSİYONLAR 25
2.6.1. Reaksiyon Türleri ve Korunum Yasaları 25
2.6.2. Nükleer Reaksiyon Enerjisi 27
2.6.3. İzospin 27
2.6.4. Reaksiyon Tesir Kesitleri 29
2.6.5. Reaksiyon Zamanı 30
2.6.6. Dallanma Oranı 30
2.7. YÜK DEĞİŞİM REAKSİYONLARI VE GAMOW-TELLER (GT) GEÇİŞLERİ 31
2.8. B(GT) GEÇİŞ ŞİDDETLERİNİN BELİRLENMESİ 38
2.8.1. Aynı Kütleye Sahip Çekirdeklerin İzospin Simetri Yapısı ve Analog Geçişler 40
2.9. A=13 OLAN SİSTEMLERİN SPİN-İZOSPİN UYARILMIŞ SEVİYELERİN NÜKLEER YAPILARI VE PARÇACIK BOZUNUM GENİŞLİKLERİ 42

3. MALZEME VE YÖNTEM 45

3.1. HIZLANDIRICILAR 45
3.1.1. AVF Siklotron Parçacık Hızlandırıcısı 46
3.1.2. Halka Siklotron Parçacık Hızlandırıcısı 47
3.2. RCNP ARAŞTIRMA MERKEZİNDE KULLANILAN İYON KAYNAKLARI 49
3.3. HÜZME TAŞINIMI 49
3.3.1. Akromatik Hüzme Taşınımı 51
3.3.2. Dispersiv Hüzme Taşınımı 53
3.4. HEDEF 54
3.5. MANYETİK SPETROMETRELER 54
3.5.1. LAS Spektrometresi 54
3.5.2. Grand Raiden Spektrometresi 56
3.6. ODAK DÜZLEMİ (FOCAL PLANE) DETEKTÖRLERİ 58
3.7. TRIGGER SİSTEMİ 60

3.8. EŞLEŞTİRME TEKNİKLERİ 60
3.9. ZAYIFLATILMIŞ HÜZME (FAINT BEAM) METODU 64
3.10. DÜŞEY YÖNDE ODAKLAMA DIŞI (0FF-FOCUS) MODU 66

4. BULGULAR 68

4.1. DATA ANALİZİ 68
4.1.1. Açı Kalibrasyonu 68
4.1.2. Odak Düzleminde Yüksek Dereceden Bozuklukların Düzeltilmesi 70
4.1.3. Enerji Kalibrasyonu 74
4.1.4. Piklerin Tespit Edilmesi 75
4.2. B(GT$^-$) DEĞERLERİNİN ÇIKARILMASI 79
4.2.1. DWBA (Distorted Wave Born Approximation) Hesaplaması 79
4.2.2. Birim Tesir Kesitinin Elde Edilmesi 80
4.2.3. Elde Edilen B(GT) Değerleri ve Parçacık Bozunum Genişlikleri 81

5. TARTIŞMA VE SONUÇ 83

KAYNAKLAR 86

ÖZGEÇMİŞ 89

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1 :Nükleer tablodaki bilinen çekirdeklerin nükleon başına bağlanma enerjileri **9**

Şekil 2.2 : Ardışık izotonların iki proton ayrılma, ardışık izotopların ayrılma enerjilerinden yola çıkarak sihirli sayıların ortaya çıkması **18**

Şekil 2.3 : Kabuk model potansiyeli **19**

Şekil 2.4 : Spin-yörünge etkileşmesinin olduğu ve olmadığı durumlar **20**

Şekil 2.5 : Gelen hüzme, hedef ve çıkan hüzmenin reaksiyon geometrisi **29**

Şekil 2.6 : Fermi ve Gamow-Teller geçişlerinin şematik gösterimi **34**

Şekil 2.7 : $^{90}Zr(^{3}He,t)^{90}Nb$ reaksiyonundan elde edilen enerji spektrumunun saçılma açısı karşısındaki değişimi. **36**

Şekil 2.8 **:** $V_{\sigma\tau}$'nun açısal momentum transferinin fonksiyonu olarak değişimi… **37**

Şekil 2.9 : Efektif etkileşmenin her bir bileşeninin enerji ile değişimi..... **37**

Şekil 2.10 : IUCF'de, RCNP'de 1990'larda ve daha sonra WS huzme hattı kullanılarak elde edilen deneylerde elde edilen $^{58}Ni(p,n)^{58}Cu$ spektrumunun karşılaştırılması **40**

Şekil 2.11 : Aynı kütleye sahip çekirdeklerin T_z=0, ±1 ve ±2 olan çekirdeklerin izospin simetri yapısı..... **41**

Şekil 2.12 : ^{13}C ve ^{13}N çekirdeklerinin (p,n) ve (^{3}He,t) reaksiyonları ile uyarılabilecek enerji seviyelerine sahip çekirdek konfigürasyonlar…… **43**

Şekil 3.1 : RCNP siklotron birimi..... **46**

Şekil 3.2 : AVF siklotron parçacık hızlandırıcısı **47**

Şekil 3.3 : AVF siklotron parçacık hızlandırıcısı **47**

Şekil 3.4 : Halka siklotron parçacık hızlandırıcısı. **48**

Şekil 3.5 : Hızlandırıcıdan çıkan hüzmenin Grand-Raiden spektrometresine giderken WS hüzme hattında ilerlediği yol..... **51**

Şekil 3.6 : Akromatik hüzme taşıma modunun şematik gösterilişi **52**

Şekil 3.7 : Dispersiv hüzme taşınım tekniği **53**

Şekil 3.8 : LAS spektrometresinin yukarıdan görünüşü **55**

Şekil 3.9 : RCNP'deki iki koldan oluşan spektrometre sisteminin sıfır derece ölçümlerinde kullanılan kurulumunun şematik gösterilişi **57**

Şekil 3.10 : Yüksek rezolüsyonlu Grand Raiden Spektrometresinin şematik gösterilişi **57**

Şekil 3.11 : Odak düzlemi detektör sisteminin konumlandırılışının genel bir görünümü **58**

Şekil 3.12 : MWDC'nin bir X düzleminin yapısı..... **59**

Şekil 3.13 : Trigger (tetikleme) sisteminin devresi **60**

Şekil 3.14 : Gelen parçacığın pozisyonu x_1 ile saçılan parçacık x_2 arasındaki ilişki ve gelen parçacığın açısı θ_1 ile saçılan parçacığın açısı θ_2'nin referans ışınının açısı olan α ile ilişkisi **62**

Şekil 3.15 :Farklı eşleştirme tekniklerinin uygulandığı durumlar için parçacıkların izledikleri yollar. **64**
Şekil 3.16 : Farklı eşleştirme tekniklerinin uygulandığı durumlarda θ_{fp}-x_{fp} düzleminde oluşan görüntüler. **65**
Şekil 3.17 :Normal focus modu, over focus modu, under focus modu görülmektedir **67**
Şekil 4.1 : Çok Delikli Süzgeç **69**
Şekil 4.2 : Açı kalibrasyonu sırasında X_{fp}-Th_{tgt} düzleminde analiz programı ile düzeltme yapılmadan önceki durum. **70**
Şekil 4.3 : Açı kalibrasyonu sırasında analiz programı ile bazı düzeltmeler yapıldıktan sonra elde edilen X_{fp}-Th_{tgt} histogram **70**
Şekil 4.4 : $^{13}C(^{3}He,t)^{13}N$ reaksiyonu sonucunda gerçekleşen X_{fp}-Th_{tgt} histogramı. **71**
Şekil 4.5 : ^{13}N çekirdeğinden elde edilen X_{fp}-Th_{tgt} histogramında düzeltmeler yapıldıktan sonraki durum. **72**
Şekil 4.6 : ^{13}N çekirdeğinden elde edilen X_{fp}-Ph_{tgt} histogramı için düzeltme yapılmadan önceki durum **73**
Şekil 4.7 : ^{13}N çekirdeğinden elde edilen X_{fp}-Ph_{tgt} histogramı için düzeltme yapıldıktan sonraki durum. **73**
Şekil 4.8 : ^{13}N çekirdeğinin $^{13}C(^{3}He,t)^{13}N$ reaksiyonu sonucunda ulaşılan uyarılma enerjisi-sayım grafiği. **75**
Şekil 4.9 : Kanal sayısı 1000-1800 arasında değişen birinci bölgenin sfit sonucunda elde edilmiş sayım sayısına karşılık kanal sayısı spektrumu. **77**
Şekil 4.10 : Kanal sayısı 1800-2600 arasında değişen ikinci bölgenin sfit sonucunda elde edilmiş sayım sayısına karşılık kanal sayısı spektrumu. **78**
Şekil 4.11 : Kanal sayısı 2600-3500 arasında değişen üçüncü bölgenin sfit sonucunda elde edilmiş sayım sayısına karşılık kanal sayısı spektrumu. **78**
Şekil 4.12 :Nükleer tablodaki bilinen çekirdeklerin nükleon başına bağlanma enerjileri **80**
Şekil 4.13 : T_z= ±3/2 ve ±1/2 çekirdeklerinin izospin simetri geçişleri. **81**

TABLO LİSTESİ

Tablo 3.1 : RCNP'de bulunan halka siklotron kullanılarak elde edilen hüzmelerin bazı parametreleri. ..... …**48**

Tablo 3.2 **:** RCNP de kullanılan iyon kaynakları ve enerjileri **49**

Tablo 3.3 **:** WS hüzme hattında bulunan dipol magnetlerin bazı özellikleri **50**

Tablo 3.4 **:** WS hüzme hattında bulunan kuadrupol magnetlerin bazı özellikleri.**50**

Tablo 3.5 **:** Grand Raiden ve LAS spektrometrelerinin bazı özelliklerinin karşılaştırılması..... **55**

Tablo 3.6 **:** Grand-Raiden spektrometresinin özellikleri **56**

Tablo 3.7 **:** MWDC'lerin bazı özellikleri **59**

Tablo 4.1 **:** $^{13}C(^{3}He,t)^{13}N$ reaksiyonunda belirlenen B(GT) değerleri..... **82**

Tablo 4.2 **:** ^{13}N çekirdeğinin enerji spektrumunda görülen pik genişlikleri **82**

Tablo 5.1 **:** Deneysel ve NCSM hesaplamaları ile elde edilmiş B(GT) değerlerinin karşılaştırılması **84**

SEMBOL LİSTESİ

B(GT) : Gamow-Teller geçiş şiddeti
α : alfa parçacığı
β : beta parçacığı
γ : gama ışını
Z : Proton sayısı
N : Nötron sayısı
e : elektron yükü
A : Kütle numarası
$\mathbf{m_v}$: protonun kütlesi
$\mathbf{m_n}$: nötronun kütlesi
$\mathbf{m_e}$: elektronun kütlesi
R : çekirdek yarıçapı
$\mathbf{r_o}$: iki nükleon arasındaki mesafe
t : yüzey kalınlığı
B : çekirdeğin toplam bağlanma enerjisi
B/A : nükleon başına bağlanma enerjisi
c : ışık hızı
$\mathbf{a_h}$: hacim terimi
$\mathbf{a_y}$: yüzey terimi
$\mathbf{a_c}$: coulomb terimi
$\mathbf{a_{asim}}$: asimetri terimi
$\mathbf{a_ç}$: çiftlenim terimi
$\mathbf{S_p}$: bir proton ayrılma enerjisi
$\mathbf{S_n}$: bir nötron ayrılma enerjisi
$\boldsymbol{l}$: yörüngesel açısal momentum kuantum sayısı
$\boldsymbol{s}$: spin kuantum sayısı
$\boldsymbol{j}$: toplam açısal momentum kuantum sayısı
I : nükleer spin
π : parite
i : akım
μ : manyetik dipol momenti
v : protonun hızı
r : nükleonun yarı çapı
$\boldsymbol{Q}$: elektrik kuadrupol moment
n : baş kuantum sayısı
V(r) : kabuk modeli potansiyeli
$\mathbf{V_o}$: kuyu potansiyeli
$\mathbf{V_{so}(r)}$: spin yörünge potansiyeli
ν : nötrino
$\bar{\nu}$: antinötrino
Q : reaksiyon enerjisi

E_0 : uç nokta enerjisi
f : fermi integrali
T : izospin kuantum sayısı
T_z : izospin kuantum sayısının z eksenindeki izdüşümü
σ_t : toplam tesir kesiti
I_a : gelen parçacığın birim zamandaki akımı
R_b : reaksiyona giren parçacıkların çıkan parçacıklara oranı
N : reaksiyonda hedefte bulunan çekirdek sayısı
Ω : katı açı
GT : Gamow Teller geçişi
ΔL : açısal momentum değişimi
ΔS : spin-flip değişimi
$\sigma\tau$: spin-flip operatörü
τ : izospin-flip operatörü
C_{GT} : Clebsh-Gordan bileşeni
$V_{\sigma\tau}$: efektif etkileşme
$J_{\sigma\tau}$: efektif etkileşmenin hacim integrali
K^{CE} : kinematik etkileşme
$N_{\sigma\tau}{}^{CE}$: bozulma faktörü
E_x : uyarılma enerjisi
CE : yük değişim reaksiyonu
$\Delta p/p$: momentum fraksiyonu
θ_1 : gelen parçacığın açısı
θ_2 : saçılan parçacığın açısı
x_1 : hüzme hattı koordinat sistemine göre gelen parçacığın pozisyonu
x_2 : hüzme hattı koordinat sistemine göre saçılan parçacığın pozisyonu
δ_1 : hüzme hattı koordinat sistemine göre gelen parçacığın momentumu
δ_2 : hüzme hattı koordinat sistemine göre saçılan parçacığın momentumu
C : dispersiyon eşleştirme faktörü
B : hüzme hattını tanımlayan matris
T : hedefi tanımlayan matris
S : spektrometreyi tanımlayan matris
Φ_T : hedefin eğilme açısı
Θ : efektif saçılma açısı
θ_{fp} : odak düzlemi açısı
b_{16} : lateral dispersiyon parametresi
b_{26} : açısal dispersiyon parametresi
R : eşleştirme tekniği uygulanmış sistemin gözücü güçü
M_{ov} : toplam magnifikasyon
$\Delta\Phi_{tgt}$: düşey rezolüsyon
y_{fp} : odak düzleminde düşey pozisyon
y_{tgt} : parçacığın düşey pozisyonu
Φ_{tgt} : parçacığın düşey saçılma açısı
x_{tgt} : parçacığın yatay pozisyonu
θ_{tgt} : parçacığın yatay saçılma açısı

ÖZET

YÜKSEK REZOLÜSYONLU (^{3}He,t) REAKSİYONUNDA GÖZLENEN GAMOW-TELLER SEVİYELERİNİN PARÇACIK BOZUNUM GENİŞLİKLERİ

Gamow Teller (GT) geçişleri, atom çekirdeği içerisinde en sık görülen spin izospin tipi zayıf etkileşme süreçleridir. Zayıf nükleer etki, özellikle GT geçişleri ile ilgili çalışmalar nükleer fiziğin ve nükleer astro fiziğin temel konularındandır. GT geçişleri β-bozunumları ve (p,n) ya da (^{3}He,t) reaksiyonları gibi yük değişim (CE) reaksiyonları ile incelenebilir. β-bozunumu çalışmalarında ulaşılabilir uyarılmış enerji bölgesi çekirdeğin bozunma Q-değeri tarafından sınırlıdır. CE reaksiyonlarında böyle bir Q-değeri sınırlaması olmadığı için ilgilenilen çekirdekte yüksek uyarılmış seviyelere ulaşılır.

Orta enerjilerde yapılan (p,n) reaksiyonu çalışmaları 1980'lerde başlamıştır. GT geçişlerinin ayrıntılı çalışmaları ise 300 keV'den daha yüksek enerjilerde, yetersiz enerji rezolüsyonu yüzünden sınırlanmıştır. Günümüzde bir spektrometre sistemi kullanılması ile uygulanabilen hüzme eşleştirme teknikleri ile Osaka, Japonya'da bulunan Research Center for Nuclear Physics (RCNP)'de daha yüksek enerji rezolüsyonları elde edilmiştir.

^{13}N çekirdeğindeki GT seviyelerini ve parçacık bozunum genişliklerini çalışabilmek için RCNP'de 0^o saçılma açısında ve nükleon başına 140 MeV enerjide ^{13}C(^{3}He,t)^{13}N deneyi gerçekleştirilmiştir ve 35 keV değerinde β-bozunumuna göre çok daha yüksek bir enerji rezolüsyonu elde edilmiştir. Bu deneysel şartlar altında tesir kesiti ve B(GT) değerlerinin orantılı olduğu bilinmektedir. 0^o'deki B(GT) değerlerinin tesir kesiti ile orantılılığı kullanılarak standart B(GT) değeri elde edilmiştir. Bu standart B(GT) değeri kullanılarak ^{13}C'un temel seviyesinden ^{13}N'e gerçekleşen GT geçişlerinin B(GT) değerleri hesaplanmıştır. Şiddetli şekilde uyarılmış seviyelerin yanı sıra birkaç tane zayıf olarak uyarılmış seviye de açıkça gözlenmiştir.

^{13}N çekirdeğinin proton ayrılma enejisinin düşük bir değerde (1.944 MeV) olmasından dolayı proton bozunumu izinlidir. Bunun sonucunda bazı uyarılmış enerji değerlerinin farkedilir genişliğe sahip olduğu gözlemlenmiştir. Bozunum genişlikleri uyarılmış seviyelerin ömürleri ile ilişkilidir. Bu çalışmada elde edilen yüksek rezolüsyon sonuçları ile uyarılmış enerjilerin genişlikleri hesaplanabilmiştir. Örneğin 8.9 MeV enerjideki seviyenin 185 keV değerinde büyük bir genişliğe sahip olduğu bulunmuştur.

SUMMARY

PARTICLE DECAY WIDTHS OF GAMOW-TELLER STATES OBSERVED IN HIGH RESOLUTION (^{3}He,t) REACTION

Gamow Teller (GT) transitions are the most common weak interaction processes of spin isospin type in atomic nuclei. Studying the weak nuclear response, especially GT transitions, is one of the key issues in nuclear physics and nuclear astro-physics. The GT transitions can be investigated by β-decay and also Charge Exchange (CE) reactions such as (p,n) or (^{3}He,t) reactions. In β-decay studies the accessible range of excitation energy is limited by the decay Q-value. Since CE reactions do not have such limitations highly excited states can be studied.

Pioneering (p,n) reactions at intermediate incoming energies started in 1980's. However, the detailed studies of GT transitions were limited by the insufficient energy resolution of more than 300 keV. By realising beam matching techniques, higher energy resolutions were achieved at the Research Center for Nuclear Physics (RCNP), Osaka, Japan by using a spectrometer system.

In order to study the GT states in ^{13}N nucleus and particle decay widths, ^{13}C(^{3}He,t)^{13}N CE reaction at 0^o scattering angle and 140 MeV/nucleon was performed at RCNP. A high energy resolution of 35 keV was achieved. Under this experimental condition, it is known that cross sections and B(GT) values are proportional. Using the proportionality between the cross sections and B(GT) values at 0^o, the standart B(GT) value is obtained. Via this standart B(GT) value, the B(GT) values for the GT transitions fromground state of ^{13}C to ^{13}N were determined. In addition to strongly excited states, a few very weakly excited states were clearly observed.

Due to the low value of the proton seperation energy of 1.944 MeV in ^{13}N nucleus, proton decay is allowed. As a result, it was found that some of the excited states have noticable width. Decay widths are related with life times of the excited states. Owing to the high energy resolution obtained in this study, widths of excited states were precisely determined. It was found that 8.9 MeV state has a large width of 185 keV.

1. GİRİŞ

Rutherford tarafından 1911 yılında atomların çekirdeklerinin olduğu fikrinin ortaya atılması ile nükleer fizik hakkındaki çalışmalar başlamıştır. Çekirdeğin keşfi ile atomun maddenin en küçük yapı taşı olduğu fikri çürütülmüş ve çekirdeğin yapısının incelenmesine yönelik çalışmalar başlamıştır.

Nükleer fiziğin temelinde çekirdeğin özelliklerinin, yapısının, kendisini bir arada tutan kuvvetlerin incelenmesi ve sınıflandırılması vardır. Çekirdeğin keşfinden sonraki yıllarda yapılan çalışmalar doğrultusunda çekirdeğin yapısını daha iyi anlamak için çeşitli çekirdek modelleri geliştirilmiştir.

Nükleer yapının incelenmesinde nükleer reaksiyonlar ve nükleer bozunumlar örnek olarak verilebilir. Bunlar gerçekleştikleri zaman aralığına ve etkisi altında bulundukları kuvvete göre kendi içlerinde gruplara ayrılabilmektedirler.

Nükleer yapının incelenmesinde kullanılan nükleer reaksiyonlardan bir tanesi yük değişim reaksiyonlarıdır (CE). Bu reaksiyonlar ile zayıf etkileşme altında gerçekleşen Gamow-Teller (GT) ve Fermi geçişleri incelenmektedir. Bu geçişleri incelemenin bir başka yolu ise beta bozunumlarıdır.

İzobar çekirdeklerde, izobarik analog seviyelerin (IAS) özellikleri göz önünde bulundurularak GT geçişlerinin incelenmesi, nükleer etkileşmelerin özelliklerine dair bilgiler elde edilir. Bu çalışmalar sırasında önemli olan bir diğer kavram ise izospin kuantum sayısı T'dir. Geçmişte nükleer yapı incelenirken protonlar ve nötronların nükleon adı verilen tek bir parçacığın iki ayrı durumu olduğu ve bu durumların özdeş parçacıklar gibi davrandığı, bu nedenle protonlar arasındaki kuvvetler ile nötronlar arasındaki kuvvetlerin aynı olduğu düşünülmüştür. Ancak bu iki temel parçacığı birbirinden ayıran en önemli kavram izospin kavramıdır. Bu nedenle izospin, nükleer yapının yük simetrisinin incelenmesinde büyük önem taşımaktadır [1].

Yük değişim reaksiyonları ve beta bozunumları ile incelenebilen GT geçişlerinin şiddetleri B(GT) ile ifade edilir ve nükleer yapının değişimini anlama açısından önem taşımaktadır [2]. İki çekirdeğin enerji seviyeleri arasında gerçekleşen GT geçişlerinin B(GT) değerleri hem beta bozunumu deneylerinden elde edilen parametrelerle, hem de CE reaksiyonu deneylerinden elde edilen parametrelerle hesaplanabilmektedir. Ancak beta bozunumu deneylerinde ulaşılabilinen enerji rezolüsyonu, CE reaksiyonu deneylerinde ulaşılabilinen enerji rezolüsyonuna göre daha yüksek olduğu için beta bozunumu yolu ile görülen GT geçişlerinin B(GT) değerleri, CE reaksiyonu yolu ile görülen GT geçişlerinin B(GT) değerlerine göre daha kesin (hata payı daha az) değerlerle hesaplanabilmektedir. Bu nedenle beta bozunumu çalışmaları ile ve CE reaksiyonları çalışmaları ile elde edilen B(GT) değerleri sırası ile mutlak ve rölatif B(GT) değerleri olarak adlandırılmışlardır. Beta bozunumlarıyla incelenebilen uyarılmış enerji seviyeleri Q değeri ile sınırlandırılmıştır. Bu sınırlamanın yük değişim reaksiyonlarında olmamasından dolayı daha yüksek uyarılmış seviyelerin incelenmesi için yük değişim reaksiyonları büyük önem taşımaktadır [3]. Bunun yanı sıra 0^o saçılma açılarında reaksiyon tesir kesiti ile B(GT) değeri arasındaki orantılılık ilişkisi yardımı ile GT geçişlerinin B(GT) değerleri hesaplanabilmektedir.

GT geçişlerinin incelenmesi için yapılan deneylerde enerji seviyelerinin birbirinden ayrı görülebilmesi için deney sırasındaki online analizlerde ve deneyden sonra verinin incelenmesi için yapılan off-line analizlerde yüksek rezolüsyon elde edilmesi büyük önem taşımaktadır. 1980'li yıllarda GT geçişlerinin incelenmesi için yapılan deneylerde yaklaşık olarak 300 keV değerinde enerji rezolüsyonuna ulaşılmıştır [3]. Daha sonraki yıllarda ilerleyen deneysel teknikler ve yenilenen deney setleri ile GT geçişleri daha az hata payı ile incelenmiştir. Bu tekniklerden en önemlisi olan hüzme eşleştirme teknikleri oldukça yüksek enerji rezolüsyonu elde edilmesini ve böylece uyarılmış enerji seviyelerini ayrı ayrı gözlenebilmesini sağlamaktadır.

Yüksek rezolüsyonun önem taşıdığı bir başka nokta ise incelenen çekirdeğin enerji spektrumunda gözlenen piklerin genişliklerinin (FWHM) gözlemlenmesi ve hesaplanmasıdır. ^{13}N çekirdeğinde 1.944 MeV olan proton ayrılma enerjisinden dolayı bu değerden daha büyük enerjiye sahip uyarılmış enerji seviyelerinde proton bozunumu

görülmektedir. Bu bozunum dolayısı ile enerji spektrumunda görülen piklerin belirgin bir genişliğe (çok geniş olmayan) sahip olması gerekir. Bu gözlemin yapılmasında ise yüksek enerji rezolüsyonuna ihtiyaç duyulmaktadır.

Japonya-Osaka'da bulunan RCNP (Research Center for Nuclear Physics) laboratuarlarında eşleştirme teknikleri uygulanarak 0^{o}'de (saçılan parçacıklar ile detektör sistemi arasındaki açı) orta enerjilerde yapılan (^{3}He,t) yük değişim reaksiyonları ile yaklaşık 30 keV'lik rezolüsyona ulaşılmaktadır [4].

Özellikle hafif çekirdeklerin nükleer yapılarının incelendiği çalışmalarda oldukça ilgi çekici olan bir kavram alfa topluluğu yapısıdır (alpha cluster structure). Bu yapının alfa parçacıklarının bazı özel şartlar altında aralarında bir bağ oluşturarak bir araya gelmesi ve yeni çekirdek oluşturması ile görüldüğü düşünülmektedir. ^{8}Be ve ^{12}C gibi çekirdekler alfa topluluğu yapısının incelendiği çekirdeklere örnektir. ^{8}Be çekirdeğinin oluşumunda iki alfa parçacığının bir araya geldiği ve Hoyle seviyesi adı verilen bir enerji seviyesi oluşturdukları öne sürülmüştür. Hoyle seviyesi alfa topluluğu yapısının görüldüğü çekirdeklerde bulunmakta ve alfa bozunumu eşik enerjisi civarında bulunmaktadır. Ancak bu seviye kabuk model (SM) hesaplamaları ile tam olarak hesaplanamamaktadır. Bu yapının ^{12}C çekirdeğinde üç alfa yapısında olduğu ve ^{13}C ile ^{13}N çekirdeklerindeki bir proton ve bir nötronun ^{12}C çekirdeğindeki Hoyle seviyesi ile etkileştiği düşünülmektedir [5].

Bu tez çalışmasında RCNP laboratuarlarında gerçekleştirilen ^{13}C(^{3}He,t)^{13}N reaksiyonunda gözlenen GT seviyelerinin ve bu seviyelerde parçacık bozunumlarından dolayı meydana gelen genişlemelerin incelenmesi amaçlanmıştır.

2. GENEL KISIMLAR

2.1 TEMEL KAVRAMLAR

Atomların varlıkları yüzyıllar önce bir varsayım olarak ortaya atılmış, ancak 19. yüzyılda deneysel metotlarla varlıkları hakkında deliller elde edilmiştir. Atomun varlığı ispatlandıktan sonra bunu, radyoaktifliğin keşfi (Becquerel-1896) ve Radyumun izolasyonu ile radyoaktif maddeler hakkında daha fazla bilgi edinilmesi izlemiştir (M.Curie-P.Curie 1898) [6].

Maddenin temel yapısı araştırılmaya başlandığı zamanlarda ve daha sonra atomun keşfi ile beraber bu parçacıkların maddenin görülemeyen ve daha küçük parçalara ayrılamayan en küçük birimi olduğu düşünülüyordu. Ancak atom ile ilgili çalışmaların başlaması ve bilimin bu yönde ilerlemesi ile 1911 yılında Rutherford tarafından atom çekirdeği fikri ortaya atılmıştır. Atom çekirdeğinin varlığının ispatı ile çekirdeği ve onun özelliklerini inceleyen yeni bir bilim dalı oluşmuştur. 1940'lı yıllardan itibaren çekirdeğin de daha temel parçacıklardan oluştuğunun görülmesi ise yüksek enerji fiziğinin başlangıcı olmuştur.

Nükleer fiziğin çalışma alanı temel olarak üç bölüme ayrılabilir. Bunlar:

- Maddenin yapıtaşını oluşturan ve kendinden daha basit alt yapıları bulunmayan temel parçacıkların (standart modele göre bu parçacıklar: kuarklar, leptonlar ve ayar bozonlarıdır) aralarındaki kuvvetlerin ve etkileşmelerin incelenmesi.
- Çekirdeğin özelliklerinin sınıflandırılması.
- Çekirdeklerin özelliklerinden faydalanılarak nükleer fiziğe ve fiziğin diğer dallarına fayda sağlayacak teknolojik gelişmeler yapılması ve bu teknolojik gelişmelerin bir kısmının tıp alanında kullanılması (kanser tedavisi, teşhis yöntemleri..vb.) [7].

Nükleer fizikte zaman ölçeği çalışılan çekirdekle ilgili olarak çok geniş bir aralığa sahiptir. Elektromanyetik bozunmalar 10^{-9} sn ile 10^{-12} sn arasında, nükleer reaksiyonlar 10^{-20} sn mertebesinde gerçekleşirken α ve β bozunumları çok daha uzun sürelerde gerçekleşebilir.

Bugüne kadar doğada kütle numarası birbirinden farklı olmak üzere 108 tane, toplamda 1000'den fazla çekirdek belirlenmiştir [6].

2.2 ÇEKİRDEĞİN ÖZELLİKLERİ

Çekirdek, pozitif yüklü protonlardan ve yüksüz nötronlardan oluşmaktadır. Proton 1919 yılında Ernest Rutherford tarafından, nötron ise 1932 yılında James Chadwick tarafından keşfedilmiştir. Proton sayısı Z, nötron sayısı ise N ile gösterilir. Çekirdek yapısını oluşturan bu iki parçacıktan sadece protonlar yüklü olduğu için çekirdeğin toplam yükü sadece bu parçacığın çekirdek içinde bulunan sayısına bağlıdır. Bu durumda çekirdeğin yükünün $+Ze$ kadar olacağını söylemek doğru olacaktır. Çekirdeği protonlar ve nötronlar oluşturduğu için çekirdeğin kütlesini hesaplarken bu parçacıkların kütlelerini ve çekirdek içindeki sayılarını bilmemiz gerekir. Proton ve nötronun kütleleri [7]:

$$\begin{aligned} m_p &= 1.672 \times 10^{-27} kg = 938.272 MeV/c^2 \\ m_n &= 1.674 \times 10^{-27} kg = 939.565 MeV/c^2 \end{aligned} \tag{2.1}$$

olarak belirlenmiştir.

Çekirdeğin sahip olduğu proton ve nötron sayısına göre değişen bir başka parametre ise çekirdeğin kütle numarasıdır. Kütle numarası A ile sembolize edilmiştir. Kütle numarasını denklem (2.2)'de gösterildiği gibi hesaplanır:

$$A = N + Z \tag{2.2}$$

Çekirdekler proton ve nötron sayılarıyla ve onların uyarılmış durumlarıyla ilgili olarak karakterize edilebilirler. Proton ve nötron sayıları ile ilişkili bu durumlar dört aşağıda açıklanmıştır:

- İzotop
- İzoton
- İzobar

İzotop kavramı 1913 yılında Frederick Soddy tarafından ortaya atılmıştır. Bu kavram yine 1913 yılında J.J. Thomson'ın bazı izotopları gözlemlemesi ile doğruluk kazanmıştır [7]. Bu kavram ilk olarak atom fiziği çerçevesinde incelenmiş ve belirli bir elementin farklı nötron sayısına sahip atomları olarak tanımlanmıştır. İzotop kavramının tanımını nükleer fizik çerçevesinde yaptığımızda ise proton sayısı aynı, nötron sayısı farklı çekirdekler olarak tanımlayabiliriz. Yani başka bir deyişle izotop çekirdeklerde proton sayısı aynı, fakat kütle numarası farklıdır. İzotoplar kendi içlerinde de kararlı (radyoaktif olmayan) ve kararsız (radyoaktif) izotoplar olarak da ikiye ayrılırlar. Bir çekirdeğin hem kararlı hem de kararsız izotopları bulunabilir. Örneğin ^{12}C ve ^{13}C kararlı karbon izotopları iken, ^{14}C kararsız bir karbon izotopudur. İzoton ise izotopların tersi, yani nötron sayısı aynı, proton sayısı farklı çekirdeklere verilen isimdir. Proton ve nötron sayılarının toplamı aynı olan çekirdekler ise izobar çekirdeklerdir. Bu çekirdeklerin atom ve nötron numaraları farklı olmakla birlikte kütle numaraları aynıdır (^{40}Ca, ^{40}Ar... gibi).

Çekirdeği anlayabilmemiz için çekirdeği karakterize eden özellikleri ve bu özelliklerin ne anlama geldiğini bilmemiz gerekir. Bir nükleer çekirdeği tanımlayabilmek için bilinmesi gereken temel özellikler şunlardır:

- Çekirdeğin yarıçapı
- Bağlanma enerjisi
- Açısal momentum
- Parite
- Manyetik dipol moment
- Elektrik kuadrupol moment
- Uyarılmış enerjiler

2.2.1 Çekirdeğin Yarıçapı

Çekirdeğin yarıçapını kesin olarak ölçmek mümkün değildir. Çünkü çerkirdek belirli sınırlara sahip katı bir küre değildir. Ancak kararlı çekirdekler için bazı varsayımlar yapılarak yarıçapın hesaplanmasını kolaylaştıracak yöntemler geliştirilmiştir. Kararlı çekirdeklerde yarıçap, $R\alpha A^{1/3}$ (A, kütle numarası). Bu orantı denklem (2.3)'de gösterilmiştir:

$$R = r_o A^{1/3} \tag{2.3}$$

Burada r_o yaklaşık olarak 1.2 fm dir. Bu mesafe, kararlı çekirdeği oluşturan nükleonların mümkün olan en düzgün küresel şekli oluştururken aralarında bulunan mesafedir ve elektron saçılma deneyleri ile elde edilmiştir.

Çekirdekteki nükleon yoğunluğu ve nükleer potansiyel kısa bir mesafe boyunca neredeyse sabit sayılacak bir büyüklüğe sahiptirler ancak belli bir mesafede aniden sıfıra düşerler. Bu iki büyüklüğün bu benzer değişiminden dolayı çekirdeğin şeklini iki parametre ile karakterize etmek mümkündür. Bu parametreler: nükleon yoğunluğunu merkezde yarıya düştüğü ortalama yarıçap ve yoğunluğun maksimum değerinden minimum değerine ani bir düşüş gösterdiği yüzey kalınlığıdır. Farklı çekirdeklerle yapılan deneylerle bu düşüşün çekirdek boyutundan bağımsız olduğu görülmüştür. Yüzey kalınlığı *t* ile gösterilir ve yük yoğunluğunun %90'dan %10'a düştüğü bölge olarak tanımlanır. *t* yaklaşık olarak 2.3 fm'dir [6]. Ölçülecek yarıçap, çekirdeğin şeklini belirleyebilmek için yapılacak deneylere göre değişkenlik gösterir. Yapılacak farklı deneylerle nükleer yük dağılımı ya da nükleer madde dağılımı bulunur. Yüksek enerjili elektron saçılması, ayna çekirdeklerin enerji farklılıklarının ölçülmesi gibi deneylerde çekirdekteki yüklü parçacıkların Coulomb etkileşmesi ölçülür. Bu nedenle bu tip deneylerde nükleer yük dağılımı ölçülür. Öte yandan Rutherford saçılması, α bozunumu gibi deneylerde nükleonlar arasındaki kuvvetli etkileşme ölçülür. Bu nedenle bu deneylerde nükleer madde dağılımı yani nükleonların dağılımı ölçülür [6]. Günümüzde LASER spektroskopi ile çekirdek yarıçapı (yük dağılımına bağlı olarak) rms (root mean square-ortalama kare değeri) ile ölçülmektedir. Bu değerler ile nükleer yapı hakkında fikir sahibi olunmaktadır. Bu konudaki en son çalışma Ref [8]'de görülebilir.

2.2.2 Çekirdeğin Bağlanma Enerjisi

Çekirdeğin proton ve nötronlardan yukarıda bahsedildi. Bu nedenle çekirdeğin kütlesi hesaplanırken öncelikle bilmemiz gereken büyüklükler proton ve nötronun kütleleridir. Proton ve nötronun kütlelerine bağlı olarak bir çekirdeğin kütlesi denklem (2.4)'de gösterildiği Şekilde hesaplanır:

$$m_{çek} = Zm_p + Nm_n - \frac{B(Z,N)}{c^2} \tag{2.4}$$

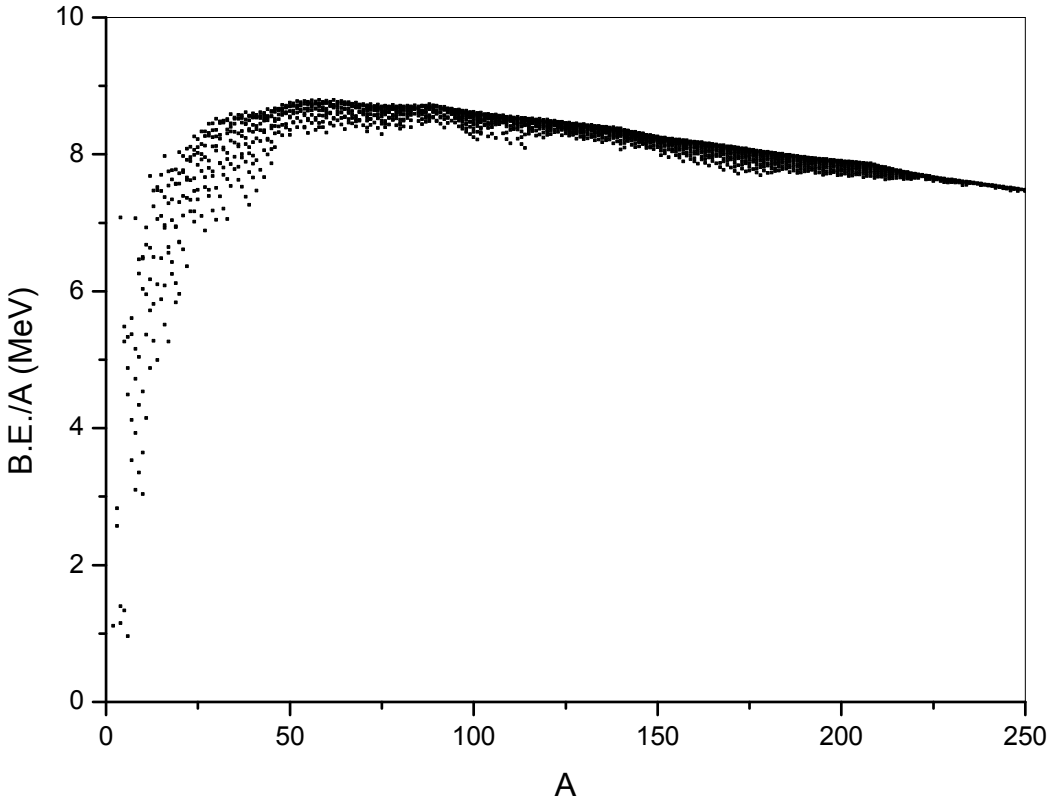
Burada B, çekirdeğin toplam bağlanma enerjisi ve c ışık hızıdır. Buradan yola çıkarsak, ${}^{A}_{Z}X_{N}$ şeklinde bir çekirdeğin bağlanma enerjisini hesaplamak için (2.5) formülü kullanılır:

$$B(Z,N) = \left\{Zm_p + Nm_n - \left[m(Z,N)\left({}^{A}X\right) - Zm_e\right]\right\}c^2 \tag{2.5}$$

Burada m_e elektronun kütlesidir.

Denklem (2.5)'de, kütleleri c^2 terimi ile çarpılmasının nedeni çekirdek kütlelerinin genellikle atomik kütle birimi olarak ifade edilmesindendir (mc^2, c^2=931.5 MeV) ve böylece bağlanma enerjisi MeV biriminde bulunabilir.

Çekirdeklerin bağlanma enerjisi kütle numarası A ile yaklaşık olarak lineer bir değişim gösterir. Bu değişime bağlı olarak nükleon sayısına karşılık B/A oranı Şekil 2.1'de gösterilmiştir.



Şekil 2.1: Nükleer tablodaki bilinen çekirdeklerin nükleon başına bağlanma enerjileri.

Şekil 2.1'de görüldüğü gibi nükleon sayısı ile *B/A* oranı hafif çekirdekler dışında neredeyse sabittir. Bunun nedeni nükleon başına bağlanma enerjisinin belli bir değerden sonra doyuma ulaşmasıdır. Şekil 2.1'de görüldüğü gibi bu değer yaklaşık olarak 8 MeV'dir. Yani çekirdeklerin nükleon başına ortalama bağlanma enerjisi yaklaşık olarak 8 MeV'dir. Nükleon başına bağlanma enerjisinin belli bir değerden sonra doyuma ulaşması her bir nükleonun çekirdek içinde bulunan diğer bütün nükleonlarla değil, sadece ona komşu olan nükleonlarla etkileşmesinin bir sonucudur. Bu durum ağır çekirdeklerde daha belirgindir.

Bağlanma enerjisini hesaplayabileceğimiz bir diğer yol ise yarı deneysel kütle formülünü kullanmaktır. Bu formüle, çekirdeğin bağlanma enerjisine etki eden parametrelerinin, bağlanma enerjisine ne kadar katkıda bulunduklarının hesaplanmasıyla ulaşılır. Formülü belirleyen bu parametreler; hacim, yüzey, Coulomb itmesi, asimetri ve çiftlenim terimleridir. Hacim teriminin bağlanma enerjisine katkısı $B=a_bA$ kadardır. Çünkü bağlanma enerjisi, A ile orantılılık gösterir.

Yukarıda bahsedildiği gibi ağır çekirdeklerde çekirdek içerisindeki nükleonlar sadece kendilerine komşu olan nükleonlarla etkileşmektedirler. Ancak çekirdek yüzeyindeki nükleonlar, iç kısımlarda bulunan nükleonlara kıyasla daha az nükleonla komşudurlar. Yani yüzeydeki nükleonlar daha az nükleonla etkileşirler. Bu nedenle çekirdeğin yüzeyinde yer alan nükleonların bağlanma enerjisine katkısı iç kısımlardaki nükleonlara göre daha azdır. Kürenin yüzeyi ise R^2 ile orantılı olduğu için çekirdeğin yüzeyindeki nükleonların bağlanma enerjisine katkısının $A^{2/3}$ ile orantılı olacağını söylemek doğru olacaktır çünkü R değeri $A^{1/3}$ ile orantılıdır. Bu durumda bağlanma enerjisine yüzey teriminden gelen katkı $-a_y A^{2/3}$'dür.

Nötronlar yüksüz olmasına karşın, protonlar $+e$ değerinde pozitif yüke sahip oldukları için protonlar arasında Coulomb itmesi görülür. Coulomb kuvveti, protonların birbirini itmesine neden olduğu için çekirdeğin daha zayıf bağlanmasına neden olur. Çekirdek içerisindeki her bir proton, diğer tüm protonları iteceği için Coulomb kuvvetinin bağlanma enerjisi üzerindeki etkisi $Z(Z-1)$ ile orantılıdır. Bu nedenle bu terimin bağlanma enerjisine katkısı $-a_c Z(Z-1)A^{-1/3}$'dür.

Pauli dışarlama ilkesine göre, iki tane fermiyon aynı kuantum seviyesini işgal edemezler. Bunun yanı sıra, çekirdek içinde bulunan enerji seviyelerinde, parçacıkların işgal edebileceği sınırlı sayıda kuantum seviyesi bulunmaktadır. Bu nedenle çekirdek içerisinde ne kadar fazla parçacık bulunursa bu parçacıklar daha yüksek enerji seviyelerine doğru dizilirler. Bu durum çekirdeğin toplam enerjisini yükseltirken bağlanma enerjisini düşürür. Bu durum tamamen Pauli dışarlama ilkesinin bir sonucudur. Protonlar ve nötronlar çekirdek içerisinde karışık olarak seviyeleri doldurmazlar. Farklı parçacıklar oldukları için farklı kuantum seviyelerine yerleşirler. Bu gruplaşma nedeni ile proton ve nötron sayıları arasındaki farkın büyük olduğu çekirdeklerde, örneğin proton sayısı nötron sayısına göre oldukça fazla olan bir çekirdekte, protonların enerji seviyesi nötronların enerji seviyesine göre çok daha yüksek olacaktır. Ancak, nötronlara kıyasla çok daha fazla olan protonların nötronlarla aynı grupta dizilmesi sağlanırsa, (protonların nötrona dönüşmesi gerekir) enerji oldukça düşer. Proton ve nötron sayıları arasındaki farkın çok olması, çekirdeğin sahip olduğu nükleon sayısına göre fazla enerjik olması sonucunu doğurur. Bu durum bağlanma

enerjisine asimetri terimi etkisinin temelini oluşturmaktadır. Bağlanma enerjisine asimetri teriminin katkısı $-a_{asim}(A-2Z)^2/A$ şeklindedir.

Bağlanma enerjisine son katkı çiftlenim teriminden gelir. Bu terim, çekirdek içerisindeki nükleonların ikişer ikişer çiftlenme eğiliminden gelir. Bu nedenle nükleon sayıları tek olan çekirdeklerde bağlanma enerjisine bu terimden katkı gelmez. Çiftlenim teriminin katkısı, proton ve nötron sayılarından ikisinin de tek olduğu durumda negatif, çift olduğu durumda ise pozitif olur. Dolayısı ile bu terim $\pm a_{ç}A^{-3/4}$ şeklinde yazılır.

Yukarıda anlatılan beş terimin birleşmesi ile oluşan bağlanma enerjisi şu şekilde yazılır:

$$B = a_h A - a_y A^{2/3} - a_c Z(Z-1)A^{-1/3} - a_{asim}\frac{(A-2Z)^2}{A} \pm a_ç A^{-3/4} \qquad (2.6)$$

Bağlanma enerjisinin bu ifadesi kullanılarak denklem (2.7)'de verilen yarı deneysel kütle formülü elde edilir:

$$m(Z,N) = Zm_p + Nm_n - B(Z,N)/c^2 \qquad (2.7)$$

2.2.2.1 *Proton ve Nötron Ayrılma Enerjisi*

Proton ve nötron ayrılma enerjileri, çekirdeğin en dışında bulunan değerlik nükleonları hakkında bilgi sahibi olmamızı sağlarlar. Bu enerjilerin çekirdek yapısı hakkındaki bilgilerimize bir başka katkısı ise çekirdeğin, atoma benzer bir kabuk yapısında olduğunu göstermesidir. Proton ayrılma enerjisi çekirdekten bir proton ayırmak için gereken enerjidir ve S_p ile gösterilir. Nötron ayrılma enerjisi de, proton ayrılma enerjisi ile aynı şekilde çekirdekten bir nötron ayırmak için gereken enerjidir ve S_n ile gösterilir.

${}^{A}_{Z}X_{N}$ şeklinde bir çekirdeğin proton ve nötron ayrılma enerjilerini hesaplamak için denklem (2.8) ve denklem (2.9) kullanılır:

$$S_n = B({}^{A}_{Z}X_N) - B({}^{A-1}_{Z}X_{N-1}) = \left[m({}^{A-1}_{Z}X_{N-1}) - m({}^{A}_{Z}X_N) + m_n\right]c^2 \qquad (2.8)$$

$$S_p = B({}^{A}_{Z}X_N) - B({}^{A-1}_{Z-1}X_N) = \left[m({}^{A-1}_{Z-1}X_N) - m({}^{A}_{Z}X_N) + m_p\right]c^2 \qquad (2.9)$$

Bağlanma enerjileri kullanılarak hesaplanan ayrılma enerjileri nükleer yapı hakkında fikir sahibi olmak için ilk bakılan en kolay niceliklerden biridir. Bağlanma enerjilerini

tayin etmek için günümüzde kütleler yüksek hassasiyetle Penning Trap'ler ile ölçülmektedir. Bu konular hakkında detaylı bilgiler Ref. [9,10,11]'den görülebilir.

2.2.3 Nükleer Açısal Momentum ve Parite

Çekirdek içerisinde her nükleonu *l, s* ve *j* ve kuantum sayıları ile tanımlayabiliriz. Bu kuantum sayılarından *l* yörüngesel açısal momentumu, *s* spini ve *j* toplam açısal momentumu belirtir. Bir çekirdeğin toplam açısal momentumu, çekirdeği oluşturan nükleonların toplam açısal momentumunun vektörel toplamı ile bulunur. Çekirdeğin toplam açısal momentumu nükleer spin adını alır ve *I* ile gösterilir. Çekirdeğin toplam açısal momentumunu nükleer açısal momentum olarak yeniden tanımlamamızın nedeni, bu büyüklük hesaplandıktan sonra çekirdeği *I* açısal momentuma sahip tek bir parçacık olarak kabul edebilmemize olanak sağlamasıdır. Atom söz konusu olduğunda yeterli büyüklükteki manyetik alan etkisi ile *l*'yi *2l+1*, *s*'yi *2l+1* bileşene ayırabilmemize rağmen, nükleonlar arasında yörüngesel açısal momentum ve spin eşlenimini manyetik alan etkisiyle kırmak mümkün olmadığı için çekirdek söz konusu olduğunda *I* tek bir parçacığın açısal momentumu olarak gözlenir. Kütle numarası tek sayı olan çekirdeklerde *I* buçuklu değerler alırken, kütle numarası çift olan çekirdeklerde *I* tam sayı değerleri alır.

Nükleer durumların belirlenmesinde kullanılan diğer bir kavram ise paritedir. Nükleer spin gibi parite de çekirdeğin tek bir parçacık olarak kabul edildiği bir özelliktir. π ile gösterilir. Çekirdeği oluşturan her bir nükleonun paritesini bilirsek, bu paritelerin çarpımı ile nükleer pariteyi hesaplayabiliriz. Parite pozitif ya da negatif değer alabilir. Parite parçacıkların dalga fonksiyonunun ayna yansıması olarak da tanımlanır. Bu tanıma göre dalga fonksiyonu ile ayna yansıması simetrikse parite + , antisimetrik ise parite –'dir. Parite π ile nükleer spin üzerine konulan indis ile I^{π} şeklinde ifade edilir.

Bir ortamda elektrik akımı ya da elektriksel bir yükün bulunması, akım ve yükün uzaklığına bağlı olarak o ortamda elektrik ve manyetik alan oluşmasına neden olur. Uzaklığa bağlı olarak değişen yük ve akım etkisi elektriksel multipol moment ile gösterilir. Elektromanyetik multipol momentleri sıfırıncı, birinci ve ikinci moment ve bu şekilde devam eden momentler olarak inceleyebiliriz. Bu momentler elektrik alanları oluştururlar. Sıfırıncı moment aynı zamanda monopol moment olarak da adlandırılır ve

$1/r^2$ elektrik alanını oluşturur. İkinci yani dipol moment $1/r^3$ elektrik alanını oluşturur, ikinci yani kuadrupol moment ise $1/r^4$ elektrik alanını oluşturur.

Yük dağılımları multipol alanları meydana getirir. Küresel yük dağılımı monopol (Coulomb) alanını, dairesel bir teldeki akım manyetik dipol alanını, basit yük ve akım dağılımları ise düşük mertebeli multipol alanları verir. Çekirdeğin yapısını incelemek için düşük mertebeli multipol alanların ölçülmesi gerekir. Multipol momentler ve parite arasında bir bağlantı vardır ve pariteyi momentin mertebesi belirler. Mertebe L ile gösterilir ve monopol için $L=0$, dipol için $L=1$, kuadropol için $L=2$ şeklindedir. Elektrik momentlerin mertebesi $(-1)^L$, manyetik momentlerin mertebesi $(-1)^{(L+1)}$ olarak hesaplanır.

Çekirdek içerisindeki protonların pozitif yükü monopol elektrik momenti oluşturur. Protonları yörüngesel hareketini ise dairesel bir akım halkası olarak düşünebiliriz. Bu akım halkasındaki i akımı μ manyetik dipol momentini oluşturur. Protonların sahip olduğu $+e$ yükünün υ hızı ile r yarıçaplı dairesel yörüngede hareket ettiğini düşünürsek manyetik momenti denklem (2.10)'daki gibi yazabiliriz:

$$|\mu| = \frac{e}{(2\pi / v)}\pi r^2 = \frac{evr}{2} = \frac{evr}{2} = \frac{e}{2m}|l| \qquad (2.10)$$

Burada $|l|$ klasik açısal momentumdur.

Çekirdeklerdeki nükleonların ikişer ikişer çiftlenme eğilimi göstermesi yani çiftlenim kuvveti nedeni ile çiftlenmiş nükleonlar manyetik momente katkıda bulunmazlar. Çünkü nükleonlar arasında gerçekleşen bu durum, çiftlenen nükleonları toplam yörüngesel açısal momentum ve spin açısal momentum değerleri sıfır olacak şekilde gerçekleşir. Dolayısı ile çekirdeklerde manyetik momentumu çiftlenmemiş değerlik nükleonları belirler.

Bir diğer moment elektrik kuadropol momenttir. Tek bir proton için elektrik kuadrupol moment değeri denklem (2.11)'de gösterildiği şekilde bulunur:

$$eQ = e\int \psi^*(3z^2 - r^2)\psi dv \qquad (2.11)$$

Yörüngesel bir nötronun elektrik kuadropol momenti Q=0'dır.

Çekirdeğin elektrik kuadropol momentinin hesaplanmasında da çiftlenim kuvvetinin etkisi vardır. Eğer çiftlenmiş nükleonlar küresel simetrik yörüngede bulunuyorlarsa bu nükleonlardan elektrik kuadropol momente katkı gelmez. Bu nedenle çekirdeklerin Q değerinin büyüklüğü de değerlik nükleonlarına bağlıdır.

Çekirdek içerisindeki nükleonların dizilişini ve davranışlarını nükleer etkileşme belirler. Ancak çekirdeğin yapısını araştırmak istediğimizde aracımız elektromanyetik etkileşme olur. Bunun nedeni nükleer etkileşmenin elektromanyetik etkiye göre çok daha güçlü olmasıdır. Böylece çekirdek yapılacak ölçümler için maruz kalacağı elektrik alanlar karşısında içyapısını korur.

2.2.4 Nükleer Uyarılmış Durumlar

Çekirdeğin yapısı hakkında bilgi sahibi olmak için çekirdeğin uyarılmış durumları incelenebilir. Çekirdeği uyarabilmemiz için ona enerji vermemiz gerekir. Verilen enerjinin büyüklüğü çekirdeğin titreşim ya da dönme hareketi yapmasına neden olabileceği gibi eğer yeterli enerji verilirse çekirdek içerisinde çiftlenmiş nükleonlar arasındaki bağlar koparılabilir ve böylece değerlik nükleonlarının sayısı arttırılabilir.

Bir çekirdeğin mümkün olan bütün uyarılmış enerji seviyelerini ölçmek nükleer spektroskopinin amaçlarından biridir. Bu enerji seviyelerinin incelenmesi ile her bir seviyenin spin, parite, bozunma modu (ya da modları) gibi özelliklerini belirleyip çekirdeğin yapısı hakkında bilgi sahibi olmak mümkündür.

2.3 NÜKLEONLAR ARASINDAKİ KUVVETLER

Atom yapısını göz önüne aldığımızda bu yapının basitçe pozitif yüklü çekirdek etrafında bulunan negatif yüklü elektronlardan oluştuğunu söyleyebiliriz. Atomu bir arada tutan, pozitif çekirdek ile negatif elektronlar arasındaki elektrostatik kuvvettir. Ancak çekirdeğin yapısını incelediğimizde, yapıtaşlarının pozitif yüklü protonlar ve yüksüz nötronlar olduğunu görürüz. Bu nedenle çekirdeği bir arada tutan kuvvetin

elektrostatik kuvvet olmasına imkan yoktur. Zira elektrostatik dengenin oluşması için birbirini çeken zıt yükler olması gerekir ve bu durum çekirdekte söz konusu değildir.

Parçacıkları yüklerine göre ayırt etmeksizin etki eden diğer bir temel kuvvet gravitasyondur. Ancak bu kuvvet oldukça zayıf, dolayısı ile çekirdeği bir arada tutmaya yetmeyecek bir kuvvettir.

Çekirdeğin var olabilmesinde elektrostatik kuvvet ve gravitasyon kuvvetinin yetersizliğinden dolayı yeni bir kuvvet tanımına ihtiyaç duyulmuştur.

Çekirdek yapısını oluşturan nükleonlar arasındaki bu kuvvet nükleer kuvvettir. Bu kuvvet doğadaki diğer kuvvetlere göre çok daha güçlüdür ve nükleonların birbirine bağlanmasını sağlar.

2.3.1 Nükleer Kuvvetin Özellikleri

Nükleer kuvvet doğadaki temel kuvvetlerin en güçlüsüdür. Ancak oldukça kısa menzilli bir kuvvettir. Menzilinin kısa olmasının sonucunda, nükleer kuvvet sadece çekirdek sınırlarında etkindir ve atomdaki diğer parçacıklar bu kuvvetten etkilenmezler. Nükleer kuvvetin diğer kuvvetlere göre daha güçlü olmasının bir örneği Coulomb kuvveti karşısındaki etkisidir. Coulomb kuvveti nedeni ile protonlar birbirlerini ittikleri halde, onları bir arada tutan nükleer kuvvetin Coulomb kuvveti karşısında daha baskın olmasından dolayı çekirdek parçalanmadan bir bütün olarak kalır. Ancak nükleer kuvvetin çekici etkisini dengeleyen yalnızca Coulomb kuvvetinin itici olması değildir. Zaten Coulomb itmesinin nötronlar üzerinde etkisi yoktur. Nükleer kuvvet nükleonların çarpışmasını önleyen itici bir terim içerir, bu terim kuvvetin kısa mesafelerde itici olmasına neden olur. Bu itici terim sayesinde çekirdeklerin nükleon yoğunlukları hemen hemen sabit kalır. Nükleer kuvvetin bir başka özelliği nükleonlar arasında proton-nötron şeklinde bir ayrım yapmayıp hepsine aynı parçacık olarak davranmasıdır. Bunun anlamı nükleer kuvvetin yükten bağımsız olmasıdır. Ancak nükleer kuvvet nükleonların spinlerinin paralel ya da anti paralel olmasına bağlıdır.

2.4 NÜKLEER KABUK MODELİ

Çekirdeğin yapısını belli kurallar doğrultusunda inceleriz. Bu kurallar çekirdeğin yapısını oluşturan parçacıkların, bu parçacıkları oluşturan daha temel parçacıkların ve çekirdeğin bir bütün olarak varlığını sürdürmesini sağlayan temel kuvvetlerin davranışlarına bağlıdır. Bu kurallar doğrultusunda çekirdeği tanımlamak için nükleer modeller geliştirilmiştir. Nükleer modellerin sağlaması gereken özellikleri vardır. Bunlar temel olarak yukarıda da bahsi geçen nükleer özellikleri karşılayabilmesi ve deneylerle bulunabilecek yeni özellikleri destekleyebilecek olmasıdır.

Çekirdek yapısını açıklamak için kullanılan kabuk model, atomu açıklamak için kullanılan kabuk modelden esinlenilerek oluşturulmuştur. Atomik kabuk modelinde elektronlar yörüngelere tabakalar halinde dizilirler. Bu kabukların enerjileri merkezden uzaklaştıkça artmaktadır. Her yörünge ancak belirli sayıda elektron alabilir ve elektronlar bu yörüngelerde Pauli prensibine göre dizilirler. Bunun yanı sıra atomik kabuk modeline göre atomun yapısı değerlik elektronlarınca belirlenir.

Nükleer kabuk modeli ilk olarak Dmitry Ivanenko tarafından 1932 yılında ortaya atılmıştır. Bu çalışma 1949 yılında başta Eugene Paul Wigner, Maria Goeppert-Mayer ve J. Hans D. Jensen olmak üzere pek çok fizikçinin ortak çalışması ile geliştirilerek bugün kullanılan nükleer kabuk modeli haline gelmiştir [7].

Nükleer kabuk modelinde de atomik kabuk modelinde geçerli olan temel kurallar geçerlidir. Kabuk modelinin dikkat çekici olan bir noktası yörüngelerden bahsediyor olmasıdır. Çekirdeğe nükleonlar eklendikçe bir sonraki nükleonun, kendinden bir önceki nükleona göre daha az bağlanma enerjisine sahip olduğu noktalar gözlemlenmiştir. Bu noktalar sihirli sayılar olarak adlandırılmıştır ve nükleer kabuk modelinin temelini oluşturmaktadırlar. Deneysel çalışmalar sonucunda elde edilen sihirli sayılar 2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126 olarak sıralanabilirler. Bu noktalardaki nükleonların bağlanma enerjisi oldukça yüksektir. Nükleer kabuk modelinde sihirli sayılar, kabukların tamamen dolduğu noktalardır. Yani iki sihirli sayı arasında bulunan nükleonlar bir kabuğu doldurur ve dolu kabuktaki son nükleon (yani 2. , 8. , 20. .. nükleonlar) ile ondan bir sonraki nükleon (yani bir sonraki kabuğun ilk nükleonu)

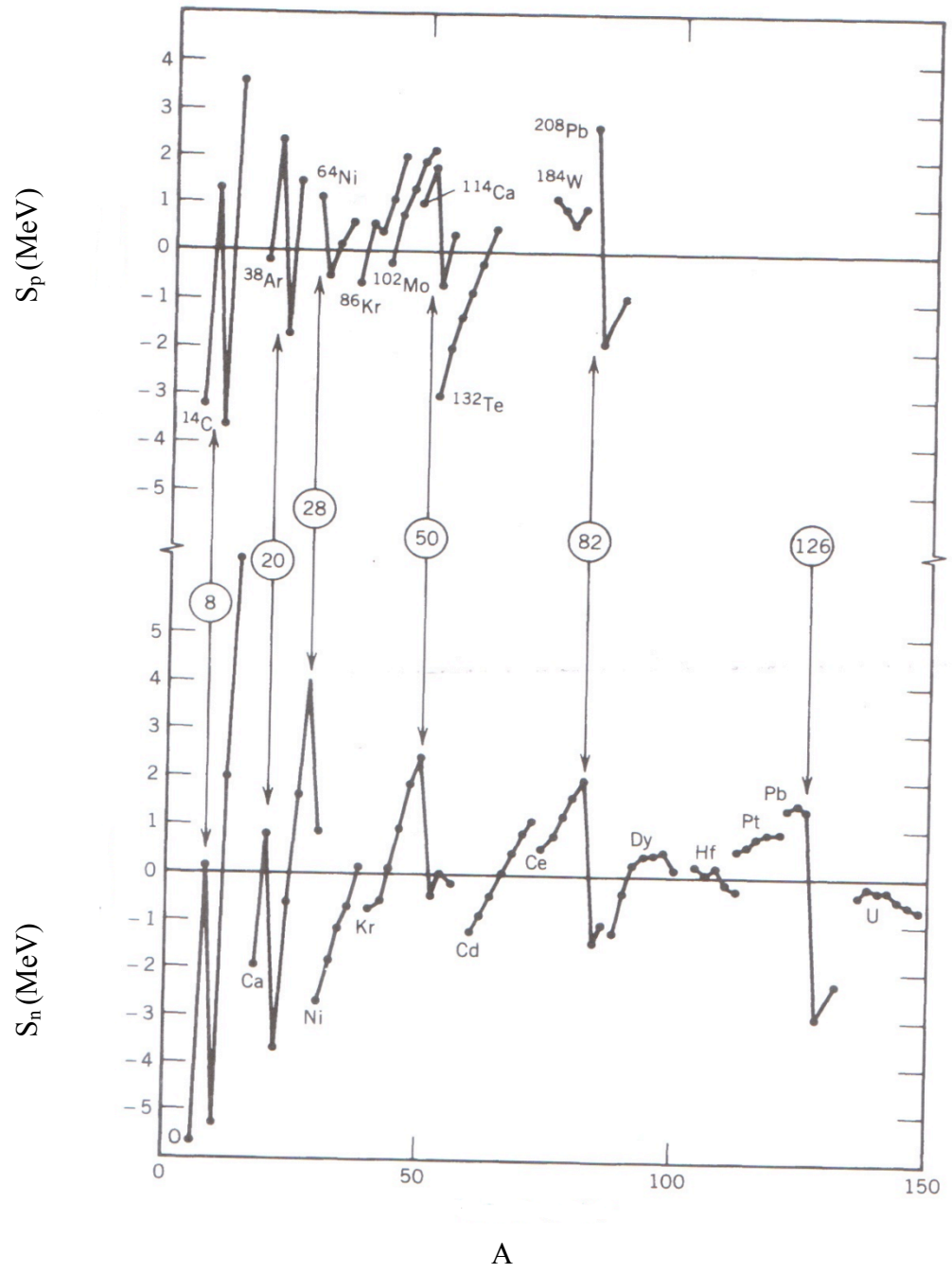
arasında büyük bir enerji farkı vardır. Bu durum ayrılma enerjilerinde açıkça görülmektedir [11].

Nükleer yörüngelerin varlığının deneysel olarak desteklenişi Şekil 2.2'de gösterilmiştir. Şekil 2.2'ye baktığımızda ayrılma enerjisindeki ani düşüşlerin proton veya nötron sayısının 2,8,20,50,82,126 olduğu noktalarda yani sihirli sayılarda gerçekleştiğini görürüz.

Kabuk modelinin temel varsayımlarından biri nükleer potansiyelin varlığıdır. Nükleonların hareketleri nükleer potansiyeli oluşturur ve bu potansiyel dolayısı ile bir nükleonun davranışını diğer nükleonların hareketleri belirler.

2.4.1 Kabuk Model Potansiyeli

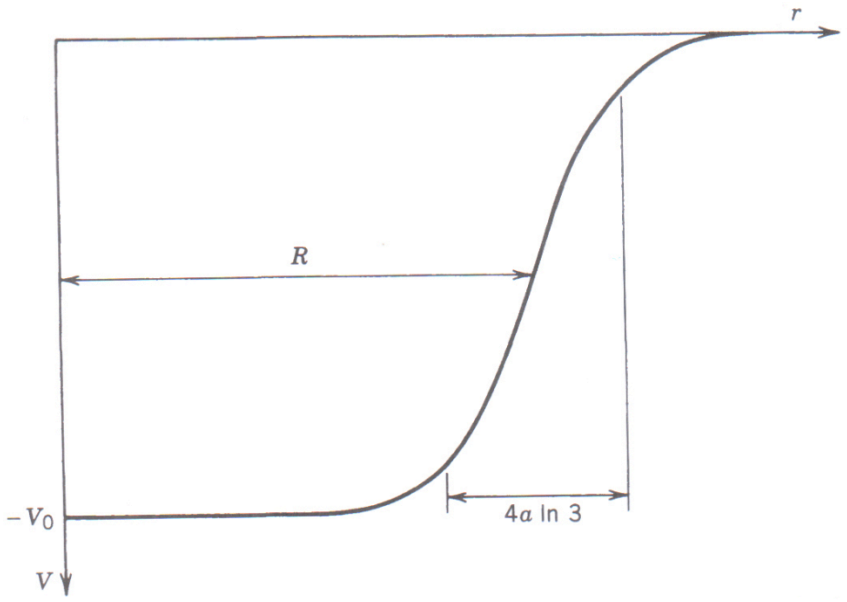
Nükleer kabuk modelinde, atomik kabuk modelinde olduğu gibi seviyelerin dejenereliği, o seviyenin alabileceği parçacık sayısına bağlıdır. Nükleer kabuk modelinde bu parçacıklar proton ve nötronlardır (nükleonlar). Dolayısı ile çekirdekte dejenereliği belirleyen nükleonlardır. Seviyelerin alabileceği maksimum nükleon sayısı *2(2l+1)*'dir. *2(2l+1)* çarpanı m_l'den, 2 çarpanı ise m_s'den gelmektedir. Nükleer kabuk modelinin oluşumunda atom kabuk modelinden esinlenildiği yukarıda belirtilmişti. Ancak bu iki model arasında bazı gösterim farklılıkları bulunmaktadır. Bu gösterim farklarından biri atomik kabuk modelinde baş kuantum sayısının *n* ile gösterilmesidir. Nükleer fizikte *n*, *l* sayılı enerji düzeylerinin sayısını verir.



Şekil 2.2: Üstte ardı ardına gelen izotonların (sabit N) iki proton ayrılma enerjisi görülmekte. Altta ise ardışık izotopların ayrılma enerjileri gösterilmiştir. Ani değişmelerde sihirli sayıların ortaya çıktığı görülmektedir.

Modelin gelişimi açısından potansiyelin doğru seçilmesi oldukça önemlidir. Kuantum fiziğinde nükleer potansiyeli tanımlamak için kullanılan tanımlamalardan biri sonsuz kuyu potansiyelidir. Ancak sonsuz kuyu potansiyeli gerçekçi bir nükleer model oluşturmak için doğru bir tercih değildir. Çünkü bu tanımlamaya göre bir protonu veya nötronu kuyudan çıkarmamız için sonsuz enerjiye ihtiyacımız vardır. Bunun yanı sıra

sonsuz kuyu potansiyelinin sınırları keskindir ancak nükleer potansiyelde böyle bir kesinlik söz konusu değildir. Ancak bu potansiyel nükleer yük ve madde dağılımına benzer şekilde R çekirdek yarıçapının ilerisinde hızla sıfıra yaklaşır. Harmonik osilatör potansiyeli ise keskin bir şekle sahip değildir ve sonsuz kuyu potansiyelinin gerektirdiği gibi nükleonları koparmak için sonsuz enerji gerekir. Bunun için Şekil 2.3'de gösterilen, yukarıda bahsedilen iki potansiyelin (harmonik osilatör potansiyeli ve kare kuyu potansiyeli) birleşimi şeklinde olan bir potansiyel seçilmiştir. Bu potansiyel:



Şekil 2.3: Kabuk model potansiyeli.

denklem (2.12)'de gösterildiği gibi ifade edilir:

$$V(r) = \frac{-V_o}{1+\exp\left[(r-R)/a\right]} \tag{2.12}$$

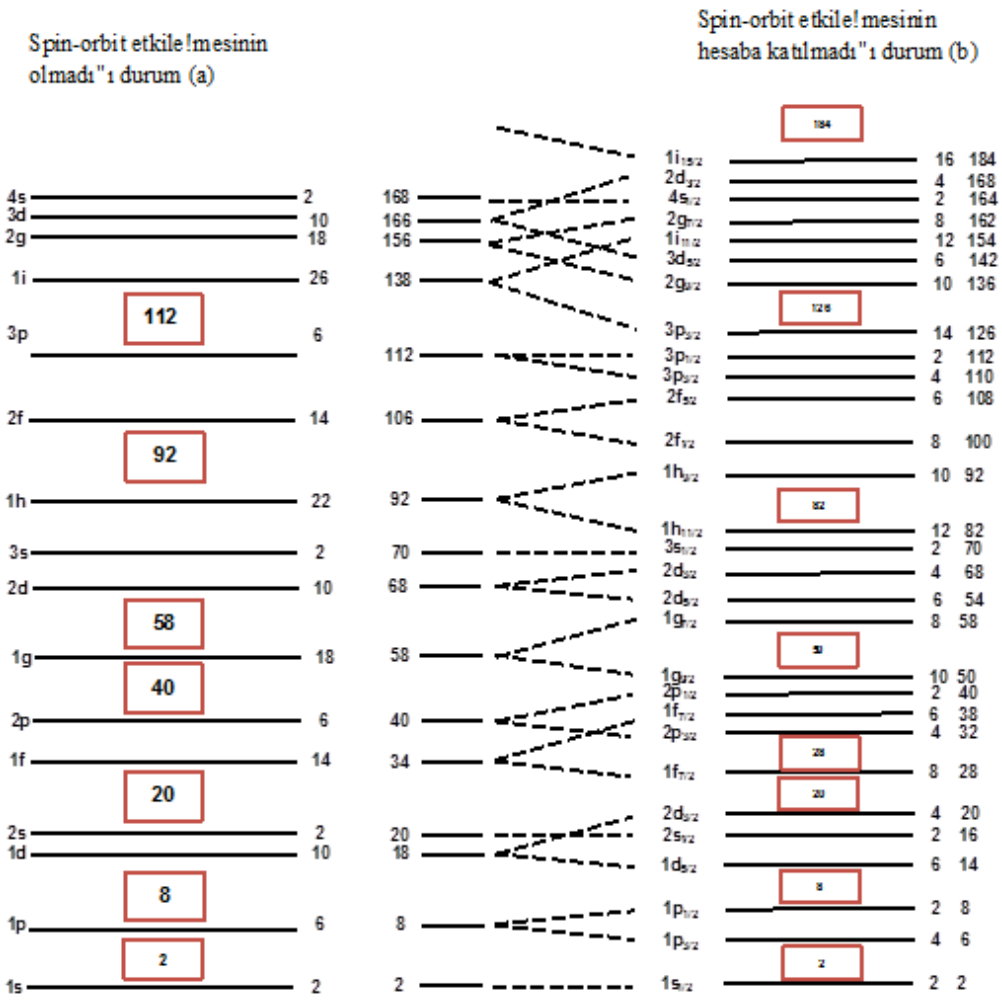
Denklem (2.12)'de R ortalama yarıçap, a yüzey kalınlığı, r ise çekirdeğin merkezinden olan uzaklıktır. V_o değeri kuyu derinliğine uygun ayrılma enerjisini verecek Şekilde ayarlanır.

2.4.2 Spin Yörünge Potansiyeli

Kabukların sırayla $2(2l+1)$ nükleonla doldurulmasıyla l=2,8 ve 20 sihirli sayıları elde edilebilmektedir. Ancak diğer sihirli sayılar bu hesaplama ile elde edilememektedir. Bunun için potansiyelin diğer sihirli sayıları da verecek şekilde değiştirilmesi

gerekmiştir. Bu değişim 1949 yılında Haxel, Suess ve Jansen'in potansiyele spin-yörünge potansiyelini eklemesi ile yapılmıştır.

Spin yörünge etkileşmesi $V_{so}(r)l.s$ şeklinde yazılır. Potansiyeldeki düzeltmeyi yapan kısım $l.s$'dir. l nin büyümesi ile enerji seviyelerindeki yarılmalar artar, $V_{so}(r)$'nin negatif seçilmesi ile de yarılan çiftlerin büyük j değerine sahip olanı aşağı doğru itilir. Burada j toplam açısal momentum, yani $j=l+s$'dir Şekil 2.4'de bu yarılmalar gösterilmektedir:



Şekil 2.4: (a) spin-yörünge etkileşmesinin olmadığı durum. (b) ise spin-yörünge etkileşmesinin etkisi görülmektedir.

2.5 BETA BOZUNUMU

1934 yılında Joliot-Curies radyoaktif bozunmada pozitron (pozitif elektron) yayınlanması olayını gözlemlemiş, 1938 yılında ise Alvarez çekirdekten yayınlanan

karakteristik X ışınlarının bulunması ile çekirdeğin atom elektronlarından birinin yakalanmasını gözlemlemiştir. Bu olaylardan birkaç yıl sonra ise pozitron kozmik ışınları da gözlenmiştir. Bu üç olay birbiri ile ilişkili olup beta (β) bozunumu olarak adlandırılırlar.

β bozunumunda bir proton bir nötrona (β^+) ya da bir nötron bir proton'a (β^-) dönüşür. Yani bu bozunum sonucunda proton sayısının bir birim artması ve nötron sayısının bir birim azalması ya da nötron sayısının bir birim artması, proton sayısının bir birim azalması beklenir. Sonuç olarak N ve Z sayılarında değişim olur ancak bir taraf artarken diğer taraf eşit miktarda azalacağı için kütle numarası değişmez, $A=N+Z$ toplanımda bir değişim olmaz.

β bozunumu tiplerini üç temel gruba ayırabiliriz. Bunlar:

- Negatif β bozunumu (β^-) $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$
- Pozitif β bozunumu (β^+) $p \rightarrow n + e^+ + \nu$
- Elektron yakalanması (ε) $p + e^- \rightarrow n + \nu$

2.5.1 Beta Bozunumunda Açığa Çıkan Enerji

β bozunumunda ortaya çıkan β parçacıkları (e^+ ve e^-) sürekli bir enerji dağılımına sahiptir. Bu parçacıklar beklenilenden daha küçük enerji farkına sahiptirler. Önceleri bozunumda gözlenen bu kayıp enerjiyi açıklamak için β parçacıklarının detekte edilene kadar atom elektronları ile etkileştikleri hipotezi ortaya atılmıştır. Ancak bu durumun gerçekleşmediği çok hassas ısı ölçüm aletleri ile yapılan deneylerde görülmüştür.

1931 yılında Pauli, bozunum sırasında ikinci bir parçacığın ortaya çıktığını ve daha önce kayıp enerji olarak adlandırılan bu enerjinin bu parçacıklar tarafından taşındığı fikrini ortaya atmıştır. Daha sonra bu parçacığa Fermi tarafından nötrino adı verilmiştir. Nötrino, yüksek giriciliğe sahip bir parçacık olduğu için daha önce yapılan deneylerde kullanılan kalorimetreler tarafından detekte edilememiştir. Reaksiyon korunum yasaları göz önünde bulundurulduğunda bu parçacığın yüksüz ve 1/2 spinli olması gerekir.

Serbest nötronun bozunumu incelendiğinde:

$$n \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu} \tag{2.13}$$

Q değeri daha önce bahsedildiği gibi reaksiyona giren ve çıkan parçacıkların kütleleri farkı ile bulunur:

$$Q = (m_n - m_p - m_e - m_{\bar{\nu}})c^2 \tag{2.14}$$

Durgun haldeki nötron bozunumu için ise:

$$Q = T_p + T_e + T_{\bar{\nu}} \tag{2.15}$$

Bu bozunumda protonun geri tepme enerjisi ihmal edildiğinde, reaksiyon enerjisinin elektron ve antinötrino arasında paylaşıldığı görülmüştür. Bu durum ile elektronun yani β parçacığının sürekli spektrumunun nedeni anlaşılmıştır. Enerjinin bu iki parçacık arasında paylaşılması şunu gösterir, elektron enerjisi en yüksek değerinde olduğunda, antinötrino en düşük değerini alır, aynı şekilde antinötrino en yüksek enerji değerini aldığında elektron en düşük enerji değerini alır. Eğer antinötrinonun enerji değeri ihmal edilebilecek kadar küçük bir değerdeyse o zaman elektron en yüksek enerji değerindedir yani $Q \approx (T_e)_{maks}$ olur.

β bozunumlarında elde edilen Q değeri yukarıda bahsedildiği gibi sınırlı aralıklar içinde değerler alır. Bu nedenle β bozunumu çalışmalarında Q değeri limiti vardır. Bu limitten dolayı β bozunumu çalışmalarında ancak Q değerinin altındaki enerjilerde bulunan uyarılmış enerji seviyeleri gözlenebilmektedir.

2.5.2 Fermi Teorisi

Pauli'nin yaptığı nötrino yaklaşımından yola çıkılarak 1934 yılında Fermi tarafından bir β bozunumu teorisi geliştirilmiştir. Bozunmanın gerçekleşmesine neden olan sürecin zayıf bir pertürbasyon olarak ele alınması ile geçiş hızı hesaplanabilir. Bu kural ise Fermi'nin altın kuralı olarak adlandırılır. Fermi'nin altın kuralı kuantum fiziğinde geçiş oranını hesaplamak için kullanılır. β bozunumu söz konusu olduğunda olası geçiş, bozunumun gerçekleştiği enerji seviyesinden diğer seviyelere doğru gerçekleşir.

Fermi'nin altın kuralını denklem 2.16 ile gösterebiliriz:

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar}|V_{si}|^2 \rho(E_S) \tag{2.16}$$

Bu eşitlikteki V_{si} matris elemanı ilk ve son yarı kararlı durumlar arasındaki etkileşmeyi temsil eder. Bu terime ihtiyaç duymamızın sebebi, yarı kararlı durumları oluşturan etkileşmeler kıyaslandığında zayıf olan etkileşmenin geçiş olasılığı ifadesinden bozunmanın temel özelliklerinin çıkarılabiliyor olmasıdır. $\rho(E_s)$, son durum yoğunluğudur, dn/dE_s olarak da gösterilir. dn, dE_s enerji aralığındaki son durum sayısıdır. Geçiş olasılığı olanaklı son durumların sayısı ile orantılıdır.

2.5.3 Açısal Momentum ve Parite Seçim Kuralları

Elektron ve nötrinoların her ikisinin de spinleri $s=1/2$ değerindedir. Bu iki parçacığın spinlerinin paralel veya anti paralel olmaları söz konusudur. İzinli bozunum söz konusu olduğunda elektron ve nötrinonun dalga fonksiyonlarının başlangıç noktasındaki değerleri kullanılır. Bu izinli durumda her iki parçacığın yörüngesel açısal momentumu sıfır olur ve parçacıklar ancak açısal momentum taşıyabilirler.

Eğer elektron ve nötrinonun spinleri paralel ise bu durumda toplam $S=1$, anti paralel ise bu durumda toplam $S=0$'dır. İzinli yaklaşımda ($l=0$) spinler anti paralel ($S=0$) ise nükleer spinde değişiklik olmaz yani $\Delta I=0$'dır. Bu durumda parçacıklar açısal momentumda bir değişikliğe neden olmazlar. Yine izinli geçişte spinler paralel ise ($S=1$) bu durumda toplam açısal momentum 1 olur yani ΔI=1'dir. ΔI=1 olmasının anlamı nükleer spinin ilk ve son durumlarının uzunluğu 1 olan vektör oluşturacak biçimde çiftlenmeleridir. Bu şart ancak ΔI=1 veya 1 olduğu durumda sağlanır. İzinli geçişlerde parçacıkların yörünge açısal momentumları olmadığı için ($l=0$) ilk ve son durumların pariteleri birbirine eşit olur ($(-1)^l$ kuralından dolayı). Yani ilk ve son durumların dalga fonksiyonları simetriktir. Bu durumda bozunumdan önce parite pozitifse, bozunumdan sonra da pozitif kalacak, negatif ise negatif olarak kalacaktır. Yani izinli geçişlerde parite değişimi gözlenmez.

Bu durumlar göz önünde bulundurulduğunda izinli β bozunumları seçim kuralı:

ΔI=0,1 $\Delta\pi$=yok

Bozunumları izinli ve izinsiz bozunumlar olarak iki gruba ayırdıktan sonra bunları toplam açısal momentum değişimine neden olup olmamalarına göre tekrar kendi içinde iki gruba ayırabiliriz. Yani bir başka değişle spinlerin paralel ya da antiparalel olmasına göre bir ayrımdan söz edebiliriz. Eğer spinler anti paralel ise yani toplam açısal momentum değişimi sıfır ise bu bozunum Fermi bozunumu, spinler paralel yani toplam açısal momentum transferi bir ise bu bozunum Gamow-Teller bozunumu adını alır. Saf Fermi ve saf Gamow Teller bozunumlarının olmasının yanı sıra bazı durumlarda hem Fermi, hem Gamow-Teller bozunumlarının şartları sağlanır. Bunlara karışık geçişler adı verilir. Karışık geçişlerde ΔI=0'dır. Ancak $0^+ \rightarrow 0^+$ geçişi ΔI=0 olmasına rağmen karışık bir geçiş değildir, saf Fermi geçişidir. Çünkü Gamow Teller geçişleri bir birim açısal momentum taşır.

Bozunumun oluşma ihtimali izinli bozunumlara göre daha düşük olan bozunumlara izinsiz bozunumlar adı verilir. İzinsiz geçişler genellikle ilk ve son durumlar zıt pariteli oldukları zaman oluşur. Bu durumda parite değişikliğini sağlamak için parçacıkların çekirdeğe göre tek değerli yörünge açısal momentumu ile yayınlanmaları gerekir. İzinsiz geçişlerde yörünge açısal momentum değeri arttıkça bozunumun gerçekleşme olasılığı azalır. Bu durumda l=0 olan bir bozunuma göre l=0 olan bir bozunumun gerçekleşme olasılığı daha düşüktür.

2.5.4 İzinsiz Geçişler

β bozunumlarında yarı ömürler milisaniye mertebesinden 10^{26} yıla kadar uzanan oldukça geniş bir zaman aralığına sahiptirler. Bu kadar uzun aralığın olmasının nedeni yörünge açısal momentumunun sıfırdan büyük olduğu bozunumların gerçekleşme olasılıklarının oldukça küçük olmasıdır.

Bozunumdan gelen ürün çekirdeğin Z atom numarası veya E_o uç nokta enerjsi farklılıklarından kaynaklanan β bozunumu olasılığındaki değişmeler düzeltilerek β bozunumu yarı ömürlerinin kıyaslanması yapılabilir. Bu değişimler, nükleer Coulomb alanının elektron dalga fonksiyonu etkisini temsil eden Fermi integral fonksiyonu $f(Z,E_o)$ üzerinde yapılır. Bir bozunum için Fermi integral fonksiyonu, bozunumun kısmi yarı ömrü bilinirse hesaplanabilir. $ft_{1/2}$ değeri, kıyaslanabilir yarı ömür değeridir ve kısaca ft olarak gösterilir. Genellikle $log_{10}ft$ olarak verilir. Deneysel $logft$ değerleri ile

bozunumların bozunum tipleri saptanabilir. Artan her bir izinsizlik seviyesi *logft* değerini 3.5 kat arttırır, geçiş olasılığını ise $3x10^{-4}$ kadar azaltır. Bozunumların *logft* değerinin hangi aralıkta olduğuna bakarak bozunum hakkında fikir sahibi olabiliriz. Bu aralıkları şu şekilde sıralayabiliriz: *logft*'nin 3.5-7.5 arasında olduğu değerler izinli, 6-9 arasındaki değerler birinci yasak, 10-13 arasında ikinci yasak, 14-23 arasında üçüncü yasak, 23 civarı ise dördüncü yasak bozunuma karşılık gelir.

2.6 NÜKLEER REAKSİYONLAR

Reaktör veya hızlandırıcıdan çıkan enerjik parçacıklar madde üzerine düşürülüp uygun şartlar oluşturulursa, nükleer reaksiyon gerçekleşmesi mümkündür. İlk nükleer reaksiyonlar, 19.yüzyılın sonlarına doğru Rudherford tarafından gerçekleştirildi [7]. Nükleer reaksiyonu gerçekleştiren ilk parçacık hızlandırıcısı 1930 yılında Cockcroft ve Walton tarafından üretilmiş ve bu bilim insanlarının adını alarak Cockcroft-Walton hızlandırıcısı olarak bilim dünyasında yerini almıştır. Nükleer reaksiyonları sınıflandırmanın pek çok yolu vardır. Ancak nükleer reaksiyonları ilk etapta şu şekilde üç ana gruba ayırmamız mümkündür: düşük enerjili nükleer reaksiyonlar (yani nükleon başına 10 MeV ya da daha küçük enerji mertebesindeki reaksiyonlar), orta enerjili reaksiyonlar (yani nükleon başına enerjinin 100 MeV – 1 GeV olduğu reaksiyonlar) ve yüksek enerjili reaksiyonlar (bu tip reaksiyonlarda egzotik parçacıkların tüm çeşitleri üretilebilir) [6]**.**

2.6.1 Reaksiyon Türleri ve Korunum Yasaları

Tipik bir nükleer reaksiyon için reaksiyona giren parçacıklar ve çıkan parçacıkları şu şekilde gösterebiliriz,

$$a + B \rightarrow c + D \tag{2.17}$$

veya

$$B(a,c)D \tag{2.18}$$

Denklem 2.17 nin sol tarafında bulunun *a* ve *B* reaksiyona giren parçacıklar, *B* hedef parçacık, *a* hızlandırılıp reaksiyona gönderilen mermi parçacıktır. Eşitliğin sağ tarafında bulunan *c* ve *D* ise biri ağır, diğeri hafif olmak üzere ürün parçacıklarıdır.

Eğer çıkan hafif parçacık *c* bir γ ışını ise bu reaksiyona ışımalı yakalama (radioactive capture) denilir. Eğer hızlandırıcıdan gelen *a* (mermi) parçacığı bir γ ışını ise bu reaksiyon nükleer fotoelektrik olay adını alır [6].

Daha önce de değinildiği gibi reaksiyonu sınıflandırmanın pek çok yöntemi vardır. Eğer reaksiyona giren ve çıkan parçacıklar aynı ise bu reaksiyon saçılma adını alır. Ancak saçılmayı da çıkan parçacıkların enerji seviyelerine göre kendi içinde de bir kez daha sınıflandırabiliriz. Çıkan parçacıkların enerjileri taban durumunda ise bu reaksiyon, elastik saçılma adını alır.

$$a + B \rightarrow a + B \tag{2.19}$$

Çıkan parçacıklardan birinin uyarıldığı yani enerjisinin taban durumu enerjisinden daha yukarıdaki enerji seviyelerine çıkarıldığı reaksiyon ise inelastik saçılma adını alır.

$$a + B \rightarrow a' + B' \tag{2.20}$$

Bazen *a* ve *c* aynı parçacıklar olsa bile (saçılma olayında olduğu gibi), reaksiyonda başka bir nükleon yayınlanabilir. Bu reaksiyona "knock out" reaksiyonu adı verilir.

Reaksiyonlar, sürecin gerçekleştiği mekanizmaya göre de sınıflandırılabilirler. Bu çerçeveden baktığımızda reaksiyonları üç gruba ayırırız. Bunlar; direk reaksiyonlar, bileşik çekirdek reaksiyonları ve rezonans reaksiyonlarıdır. Direk reaksiyonlarda yalnızca birkaç nükleon reaksiyona katılır. Bu reaksiyonlarda, bir kabuk modeli durumuna bir nükleon eklenir ya da çıkarılır. Bu reaksiyon sayesinde reaksiyon sonucunda çıkan ağır çekirdeğin pek çok uyarılmış durumu incelenebilir. Bileşik çekirdek reaksiyonlarında, gelen çekirdek ve hedef çekirdek, ürün çekirdek yayınlanmadan önce enerjinin tam olarak paylaşılması için kısa bir süreliğine bileşik çekirdek oluşturur. Bu nedenle bu reaksiyon mekanizması iki adımdan oluşur. Birinci adımda enerji paylaşılmadan önce gelen çekirdek ve hedef çekirdekten oluşan bir bileşik çekirdek oluşur, ikinci adımda ise bahsedilen bileşik çekirdek enerji korunumu sağlanacak Şekilde iki çekirdeğe ayrılır.

Rezonans reaksiyonları ise yukarda bahsedilen iki reaksiyon mekanizmasının bir ara fazı gibidir. Rezonans reaksiyonlarda gelen parçacık ile hedef parçacık, ürün parçacık oluşturmadan önce yarı bağlı bir halde bulur.

Nükleer reaksiyonları analiz ederken bazı korunum yasalarından faydalanırız. Bu korunum yasalarını şu şekilde sıralayabiliriz:

- Toplam enerji ve lineer momentum korunumu
- Proton ve nötron sayılarının korunumu
- Açısal momentum korunumu
- Paritenin korunumu

2.6.2 Nükleer Reaksiyon Enerjisi

Reaksiyon Q değerini, radyoaktif bozunumlardaki Q değerinde de olduğu gibi başlangıç kütle enerjisi ile son kütle enerjisi farkı olarak hesaplarız:

$$Q = \left(m_{ilk} - m_{son}\right)c^2 \tag{2.21}$$

Reaksiyon Q değeri, reaksiyon sonucunda ortaya çıkan ürün parçacıkların kinetik enerji artışı ile de verilebilir:

$$Q = T_{son} - T_{ilk} \tag{2.22}$$

Q değeri, pozitif, negatif ya da sıfır değerini alabilir. Reaksiyon enerjisinin aldığı bu değere göre reaksiyonda bir sınıflandırma yapmak mümkündür. $Q>0$ ise reaksiyon ekzotermiktir. Bu durumda nükleer kütle veya bağlanma enerjisi ürün parçacıkların bağlanma enerjisi olarak salıverilir. $Q<0$ ise reaksiyon endotermiktir yani, reaksiyona giren parçacıkların kinetik enerjisi nükleer kütle veya bağlanma enerjisine dönüşür.

2.6.3 İzospin

Nükleonların çekirdek içindeki diğer nükleonlarla etkileşmesi sahip oldukları spinden bağımsızdır. Çünkü nükleonları incelerken spin ayırt edici bir özellik değildir.

Nükleer kuvvet yükten bağımsız olduğu için nükleonlar birbiriyle özdeş olarak düşünülür ve bu durum aralarında bir ayrım yapılmasını güçleştirir. Nötron ile proton arasında yükten kaynaklanan fark ancak elektromanyetik etkileşmeler altında kendini

gösterir. Ancak nükleer etkileşmeler altında nötronlar ve protonlar simetriktir [6]. Bu durum nükleonun iki farklı vektörel durumu olarak açıklanır ve bu vektör izospin olarak adlandırılmıştır.

Nükleonun elektrik ve manyetik alan yokken sahip olduğu dejenere durumlardan yola çıkılarak proton ve nötron için de nükleonun iki farklı dejenere durumuymuş gibi bakılmış ve yukarıda bahsedildiği gibi nükleer fizikte kullanılan spin yukarı, spin aşağı formalizminden yola çıkılarak izospin yukarı, izospin aşağı formalizmi ortaya çıkmıştır. Bu formalizme göre proton izospin yukarı, nötron ise izospin aşağıdır. Bu formalizm belirlenirken proton ve nötrondan hangisinin izospin yukarı, hangisinin izospin aşağı olacağı tamamen keyfi olarak belirlenmiştir. Proton ve nötron için izospin yukarı ve izospin aşağı terimlerini kullandıktan sonra bu terimleri sayısal olarak açıklamamız gerekirse bu durumun izospin kuantum sayısı T=1/2 olan nükleon için T_z=1/2 değerine sahip proton ve T_z= -1/2 değerine sahip nötron olarak açıklayabiliriz. Bu gösterilişte T_z, izospin değeri T'nin z eksenindeki izdüşümüne karşılık gelir.

İzospin kuantum sayısının z yönündeki izdüşümü, T izospin kuantum sayısının sahip olduğu değere göre değişiklik gösterir. Bunu birkaç örnekle anlatırsak, örneğin; T=1/2 değerine sahip bir parçacığın T_z izospin bileşeni proton ve nötron örneğinde anlatıldığı gibi 1/2 ve -1/2 değerlerine sahiptir. T=1 olduğu bir sistemde ise T_z bileşeninin -1, 0, 1 değerlerini almasını bekleriz. Yani bu durumda herhangi bir T_z değeri için T izospin kuantum sayısı $|T_z|$ değerlerinin en büyüğünü alacağını söyleyebiliriz. Çekirdeklerin T_z değerleri, çekirdeğin sahip olduğu proton ve nötron sayıları ile belirlenir. Bu nedenle çekirdeklerin T_z değeri aşağıdaki formülasyon ile kolaylıkla bulunur:

$$T_z = \frac{1}{2}(Z - N) \tag{2.23}$$

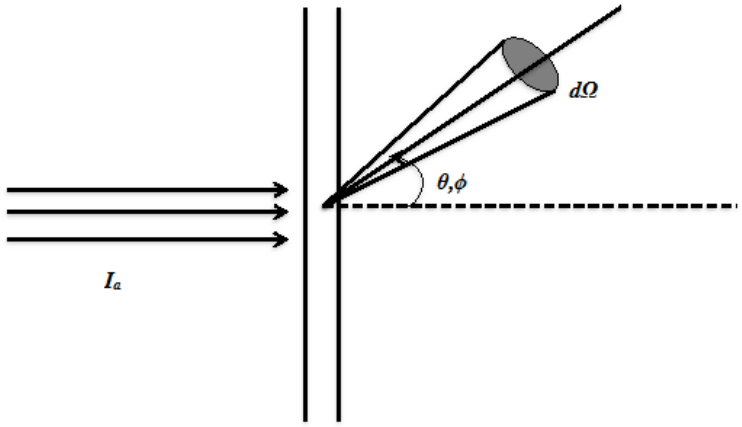
Burada Z, çekirdeğin sahip olduğu proton sayısı, N ise çekirdeğin sahip olduğu nötron sayısıdır.

Çekirdeğin yapısının monopol, dipol ya da kuadrupol olması da izospin uyarılmalarıyla ilişkilidir. Örneğin, nötronların protonlarla aynı fazda oldukları titreşimler izoskaler

(isoscaler (IS)) (ΔS=0), protonlarla nötronların zıt fazda oldukları titreşimler ise izovektör (isovector (IV)) (ΔT=1) olarak adlandırılır.

2.6.4 Reaksiyon Tesir Kesitleri

Reaksiyon tesir kesitini basitçe, reaksiyon olma olasılığı olarak tanımlayabiliriz. Şekil 2.5'de gösterildiği gibi (θ,ϕ) doğrultusunda yayınlanan b parçacıklarını algılaması için bir detektör yerleştirecek olursak, detektör hedef çekirdek üzerinde küçük bir katı açı tanımlar.



Şekil 2.5: Gelen hüzme, hedef ve çıkan hüzmenin reaksiyon geometrisi görülmekte.

Gelen parçacığın birim zamandaki akımını I_a olarak adlandıracak olursak ve hüzmenin birim alan başına N tane hedef çekirdek gördüğünü varsayarsak, çıkan parçacıkların oranının R_b olduğu düşünüldüğünde elde edilecek reaksiyon tesir kesiti:

$$\sigma = \frac{R_b}{I_a N} \tag{2.24}$$

olacaktır ve tesir kesitinin birimi barn olarak verilir. 1 barn 10^{-24} cm^2 dir.

Detektör sadece küçük bir dΩ katı açısını gördüğü için çıkan bütün parçacıkları detekte edemez. Bundan dolayı katı açının sadece $d\sigma$ kadar bir kısmı hesaplanabilir. Bunun yanı sıra parçacıklar her yöne eşit şekilde yayılmazlar, θ ve ϕ açılarına bağlı olacak şekilde yayınlanırlar. Açılara bağlı olan parçacık yayınlanmasını r(θ,ϕ) fonksiyonu ile gösterirsek dR_b=r(θ,ϕ)d$\Omega/4\pi$ olur. Bu şekilde elde edeceğimiz tesir kesiti ise diferansiyel tesir kesiti olarak adlandırılır:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r(\theta,\phi)}{4\pi I_a N} \tag{2.25}$$

Diferansiyel tesir kesiti reaksiyon sonucunda ortaya çıkan parçacıkların açısal dağılımı hakkında bilgi verir. Katı açının birimi steradyan olduğu için diferansiyel tesir kesitinin birimi barn/steradyandır. Diferansiyel tesir kesitini tüm açı üzerinden integre ettiğimizde ise reaksiyon tesir kesiti σ'yı elde ederiz:

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int_0^{\pi} \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \frac{d\sigma}{d\Omega} \tag{2.26}$$

Nükleer fizik çalışmalarında belli açılarda parçacık yayımlanması olasılığının yanı sıra, genellikle rezidü çekirdeğe bağlı olan enerjinin de bulunmasına ihtiyaç vardır. Bu nedenle tesir kesitinin belli dΩ katı açı değerinde ve dE_b enerjisinde b parçacıklarını görebilme olasılığının yeniden düzenlenmesi gerekir. Bu şekilde tanımlanan tesir kesiti çift diferansiyel tesir kesiti olarak adlandırılır ve denklem (2.27)'de olduğu gibi gösterilir:

$$\sigma = \frac{d^2\sigma}{dE_b} d\Omega \tag{2.27}$$

Bir diğer tesir kesiti tanımı olan toplam tesir kesiti ise σ_t ile gösterilir. Toplam tesir kesiti, reaksiyon sonucunda ortaya çıkan parçacıkların tesir kesitlerinin enerjileri ve doğrultularından bağımsız olarak toplanması ile bulunur. Bu toplam bize gelen bir parçacığın hedefle reaksiyona girme olasılığını verir.

2.6.5 Reaksiyon Zamanı

Reaksiyonları sınıflandırmamızı sağlayan bir başka özellik ise reaksiyonun gerçekleştiği zamandır. Geçen zamanın uzunluğuna göre reaksiyonları birleşik ya da direk reaksiyonlar olarak adlandırabiliriz. Çünkü birleşik reaksiyonlar direk reaksiyonlara göre oldukça yavaş gelişmektedirler. Direk reaksiyonlar 10^{-22} sn'den daha kısa sürede gerçekleşirken, birleşik reaksiyonlar için bu süre 10^{-22} sn'den çok daha uzundur.

2.6.6 Dallanma Oranı

A+a şeklinde gerçekleşen bir reaksiyon pek çok farklı şekilde sonlanabilir (B+b, C+c…gibi). Bu olasılıkların toplamı denklem (2.28)'de gösterildiği gibi 1'i verecektir:

$$\sum_{bB} G_{Bb} = 1 \tag{2.28}$$

Burada G_{Bb}, her bir $B+b$ kanalının dallanma oranını temsil eder. Dallanma oranının hesaplanması ile reaksiyonun hangi tiplerde gerçekleştiğinin oranının dışında, reaksiyon sonucunda hangi uyarılmış seviyelere gidildiği de hesaplanabilir.

Yük değişim reaksiyonları gibi nükleer reaksiyonlarda, hedefe çarpan parçacık hedef çekirdeğin pek çok uyarılmış seviyesine doğru dallanabilir. Dallanma oranları, geçiş şiddeti olarak da tanımlanabilir. Yani bu oranın hesaplanması ile hangi uyarılmış seviyeye ne kadar olasılıkta geçiş olduğu hesaplanabilmekte ve bu hesaplamalar ile reaksiyon sonucunda oluşan çekirdeğin nükleer yapısı incelenebilmektedir. Seviyelerin geçiş şiddetini bu kadar önemli kılan etken, bu değerler ile reaksiyon tesir kesiti arasında bir oran bulunmasıdır [12].

2.7 YÜK DEĞİŞİM REAKSİYONLARI VE GAMOW-TELLER (GT) GEÇİŞLERİ

Bölüm 2.5.3'te kısaca bahsedildiği gibi, Gamow-Teller ($GT^{\pm}$) geçişleri en temel nükleer zayıf süreçlerdir. Bu geçişler açısal momentum değişimi $\Delta L=0$ ve spin-flip değişimi $\Delta S=1$ ile karakterize edilir. Öte yandan $\Delta J=1$ manyetik γ bozunumu ise M1 γ bozunumu olarak adlandırılır. $\Delta L=0$ ile karakterize edilen spin-izospin flip (spin-izospin yön değiştirmesi) GT, Fermi geçişleri ve M1 geçişleri, analog seviyeler hakkında bilgi verir. GT geçişleri hem beta bozunumu hem de yük değişim reaksiyonları yoluyla elde edilebilmektedir. Hem $GT^{\pm}$ geçişleri hem de M1 γ bozunumu $\Delta J^{\pi}=1^{+}$ yapısındadır, ancak ilki zayıf etkileşme tarafından gerçekleşirken ikinci etkileşme elektromanyetik etkileşme tarafından gerçekleştirilir. Bu geçişler spin-izospin operatörü $\sigma\tau^{\pm}$ tarafından gerçekleştirilirler. Spin-izospin operatöründe σ, spin-flip operatörü, τ ise izospin-flip operatörüdür. $\sigma\tau$ operatörü tarafından gerçekleştirilen izinli spin-flip β bozunumu, Gamow-Teller (GT) β bozunumu olarak adlandırılır. Bir protonun bir nötrona dönüşümü τ^{-} operatörü ile gerçekleşirken, bir nötronun bir protona dönüşümü ise τ^{+} operatörü ile gerçekleşir. $\sigma\tau^{\pm}$ operatörü ile gerçekleşen $GT^{\pm}$ geçişleri ve $\tau^{\pm}$ operatörü ile gerçekleşen Fermi geçişleri izinli geçişler olarak adlandırılır ve β bozunumunda

gerçekleşen temel geçişlerden yola çıkılarak çalışılmışlardır. $GT^{\pm}$ astrofizikle ilgili çalışmalar için de büyük önem taşımaktadır.

$\Delta L=0$ olan spin-flip geçişleri (p,n) ve (n,p) gibi hadron yük değişim reaksiyonlarında görülür ve GT uyarılmaları adını alır [13]. Bu uyarılmanın ismi, uyarılmanın GT β bozunumuna benzerliğinden gelir. Nükleer yapının iyi bir şekilde anlaşılabilmesi için GT geçişlerinin şiddeti yani B(GT)'nin bilinmesi çok önemlidir. B(GT) değerleri hakkındaki bilgi GT β bozunumlarından elde edilir ancak bu bozunumlar Q ile oldukça dar bir enerji aralığıyla sınırlandırılmıştır. Ancak, özellikle nükleon başına 100 MeV değerinden daha yüksek enerjilerde gerçekleştirilen ve saçılma açısı 0^{o} ya da 0^{o}'ye yakın olan hadron yük değişim reaksiyonları, ilgilenilen çekirdeğin β bozunumlarından daha yüksek uyarılmış seviyelerde incelenmesine olanak sağlar. Bunu mümkün kılan, reaksiyon tesir kesiti ile B(GT) değerleri arasında bir orantı olmasıdır [13].

Nükleer etkileşmenin yük simetrisi göz önünde bulundurulduğunda ve proton ile nötronun, bir nükleonun farklı seviyeleri olduğu varsayıldığında, aynı kütle numarasına sahip farklı çekirdeklerde aynı seviyelerin bulunacağını söyleyebiliriz. Bu seviyelere "analog seviyeler" adı verilir. Bir seviyeden ya da onun analog seviyesinden başka bir seviyeye ya da onun analog seviyesine yapılan geçiş "analog geçiş" olarak adlandırılmıştır. Önceleri iki proton, iki nötron arasındaki ve bir proton bir nötron arasındaki nükleer kuvvetin, birbirleri ile aynı olduğu düşünülüyordu. Bu varsayımlar altında nükleer etkileşmeler yükten bağımsızdır [1]. Bundan dolayı izobar çekirdeklerde, çeşitli analog geçişler ve izobarik analog seviyeler (**I**sobaric **A**nalog **S**tates (IAS)) beklenir ve bu durumda izospin kuantum sayısı T'nin büyük önemi vardır.

Yük değişim reaksiyonlarında, β bozunumunun aksine Q-değerinden kaynaklanan bir limit yoktur. (^{3}He,t) reaksiyonu gibi yük değişim reaksiyonlarında, nükleon başına yaklaşık 100 MeV ile 500 MeV olan orta enerji aralığında ve ileri açılarda GT uyarılmaları daha baskın hale gelir. Bu durum GT uyarılmalarının $\Delta L=0$ olan doğasından kaynaklanır.

Yük değişim reaksiyonlarını β^- tipi ve β^+ tipi olmak üzere iki gruba ayırabiliriz. Bu tip reaksiyonlarda pek çok farklı mermi ve hedef parçacık kullanılabilmektedir, ancak bu parçacıklarda aranan bazı özellikler vardır. Bu özellikleri şu şekilde sıralayabiliriz:

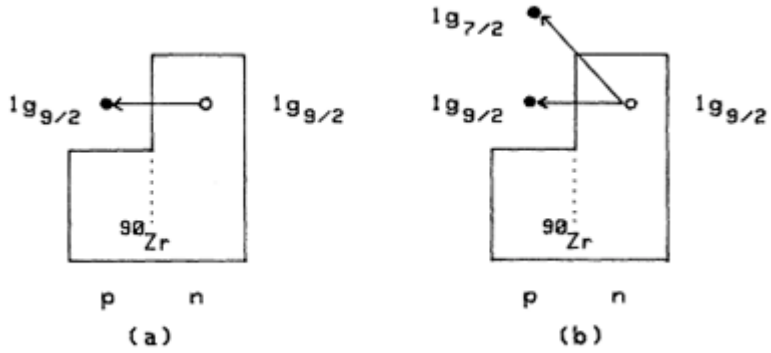
- Mermi parçacığın yarı ömrü oldukça uzun olmalı,
- Çıkan parçacık karmaşık bir nükleer yapıya sahip olmamalı,
- Mermi ve çıkan parçacığın J^π değerlerinin kombinasyonu spin uyarılmalarına izin verecek şekilde olmalı,
- Mermi parçacık ile çıkan parçacık arasındaki enerji farkı küçük olmalı.

Gerçekleşen reaksiyonda istenilen reaksiyon sonucunda oluşan çekirdeğin uyarılmış seviyelerini incelemektir. Bu nedenle mermi parçacığın yarı ömrü reaksiyonun istenilen Şekilde gerçekleşebilmesi açısından önem taşır. Eğer mermi parçacığın yarı ömrü kısa ise hedefe çarpıncaya kadar geçen süre içerisinde bozunarak başka bir parçacığa dönüşebilir. Bu durum reaksiyonun tamamen değişmesine neden olur. Diğer bir önemli nokta, reaksiyon sonucunda çıkan parçacığın nükleer yapısının karmaşık olmamasının istenmesidir. Reaksiyon sonucunda görülmesi beklenen oluşan çekirdeğin uyarılmış seviyeleri olduğu için reaksiyon sonucunda karmaşık nükleer yapılı bir parçacığın çıkması çıkan çekirdeğin yapısının incelenme sürecini zor ve karmaşık bir hale getirebilir. Örneğin (^{3}He,t) reaksiyonlarında çıkan parçacık *t* (trityum)' un uyarılmış seviyesi yoktur. Yük değişim reaksiyonlarında açısal momentum transferinin küçük olması istenilmektedir. Bu nedenle mermi parçacık ile çıkan parçacığın arasındaki enerji farkının küçük olmasına dikkat edilir. Çünkü enerji farkının büyümesi momentum transferi olduğunu gösterir. Bu durumda açısal momentum transferi büyümektedir.

(^{3}He,t) reaksiyonu β^- tipi bir nükleer reaksiyondur. Bu tip reaksiyonların özellikle 0^o'de yapılanları GT uyarılmalarını incelemek için sıklıkla kullanılmaktadır. CE reaksiyonlarında yüksek hızla çekirdeğe çarpan protonlar, çekirdeğin içinden geçer ve yükünü bağlı nötronla değiştirir. Eğer açığa çıkan nötronların enerjisi küçükse düşük momentum transferi gerçekleştiği söylenebilir. Bu durumda, nükleonlar farklı kabuk model yörüngelerinde uyarılmamıştır. Yük değişim nükleonunun ilk başta sahip olduğu kuantum seviyesinde kaldığı sadece nötronun yerini protonun aldığı durumda ulaşılan son nükleer seviye, beta bozunumunun enerji bakımından mümkün olduğu izinli beta bozunumları ile ulaşılan seviyenin aynısıdır.

İzinli Fermi ve Gamow-Teller geçişleri, yörüngesel açısal momentum sayısında veya temel kuantum sayısında değişikliğin olmadığı geçişlerdir. Bir kuantum seviyesi hem nötronla hem de protonla dolu ise bu geçiş izinli bozunum olarak adlandırılamaz.

Yukarıda bahsedilen Gamow-Teller ve Fermi isimleri beta bozunumundaki 'izinli' geçişlerden gelmektedir. Şekil 2.6'da Fermi ve GT geçişleri gösterilmektedir.



Şekil 2.6: Fermi ve GT geçişlerinin gösterimi. (a) Fermi geçişleri, (b) GT ve Fermi geçişleri.

Analog spin-izospin uyarılmaları (p,n) ve (n,p) tipi yük değişim reaksiyonları ile gözlemlenebilir. Bundan dolayı aynı kütle numarasına sahip çekirdeklerin spin-izospin uyarılmış seviyelerinin izospin simetri yapısı, bu reaksiyonlarla çalışılmış analog geçişlerden elde edilen bilginin karşılaştırılması ile elde edilir.

Azaltılmış (reduced) geçiş şiddeti yani $B(GT^{\pm})$ aşağıdaki gibi tanımlanır :

$$B(GT^{\pm}) = \frac{1}{2\mathrm{J}_i+1}\frac{1}{2}\left|\left\langle J_f T_f T_{zf}\left\|\sum_{j=1}^{A}\left(\sigma_j \tau_j^{\pm}\right)\right\| J_i T_i T_{zi}\right\rangle\right|^2$$
$$\frac{1}{2\mathrm{J}_i+1}\frac{1}{2}\frac{C_{GT}^2}{2\mathrm{T}_f+1}\left|\langle J_f T_f \|\left\|\sum_{j=1}^{A}\left(\sigma_j \tau_j^{\pm}\right)\right\| \| J_i T\rangle\right|^2 \qquad (2.29)$$
$$\frac{1}{2\mathrm{J}_i+1}\frac{1}{2}\frac{C_{GT}^2}{2\mathrm{T}_f+1}\left[M_{GT}\left(\sigma\tau^{\pm}\right)\right]^2$$

Burada J_i ve J_f , sırasıyla ilk ve son durumdaki toplam açısal momentum T_i ve T_f ise ilk ve son durumdaki izospin değerlerini temsil ederler. C_{GT}, izospin Clebsch-Gordan

bileşeni $(T_i T_{zi} 1 \pm \left| T_f T_{zf})$ ve $M_{GT}(\sigma\tau^{\pm})$ ise izovektör spin tipi Gamow-Teller matris elemanıdır.

B(GT$^{\pm}$) değerlerinin en kesin deneysel sonuçları $\beta^{\pm}$ bozunumundan elde edilir. Çünkü GT$^{\pm}$ β bozunumları saf $\sigma\tau^{\pm}$ operatörleri tarafından gerçekleştirilir. Ana çekirdekteki seviyeden kız çekirdekteki seviyeye gerçekleşen geçişin dallanma oranını ve toplam bozunum yarı ömrünü ölçerek her geçiş için kısmı yarı ömür hesaplanır ve bu sayede mutlak B(GT$^{\pm}$) değerini hesaplayabiliriz.

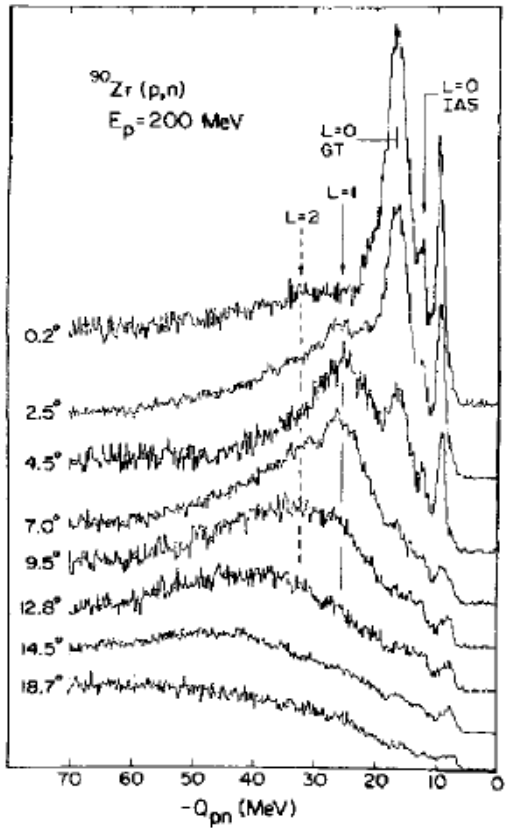
Mutlak B(GT) değerleri, beta bozunumları ile bulunur. Beta bozunumlarında ana çekirdekten kız çekirdeğin seviyelerine gerçekleşen bozunumların yarı ömrü ve dallanma oranlarının ölçülmesi bize bu değeri verir. Bu durum, B(GT) değerleri ile GT reaksiyon tesir kesitleri arasında oluşabilecek bir oranı gösterir [14].

$$\hat{\sigma}_{GT} = \sigma(GT) / B(GT) \tag{2.30}$$

Denklem (2.30)'da tanımlanan birim tesir kesiti $\hat{\sigma}_{GT}$ iki şekilde elde edilebilir. Bunlardan birincisi, β^{+} bozunumuyla ölçülen standart B(GT^{+}) değeri ile β^{+} bozunumuyla zıt yönde gerçekleşen CE reaksiyonundan elde edilen reaksiyon tesir kesiti arasıdaki oranı kullanmak, ikincisi ise izobar çekirdeklerin izospin simetri yapısını kullanmaktır. $\hat{\sigma}_{GT}$ birim tesir kesiti değeri bir kez elde edildikten sonra yüksek uyarılma enerjilerindeki B(GT^{-}) değerleri de belirlenir. Eğer $\hat{\sigma}_{GT}$ bilinmezse sadece bazı B(GT$^{\pm}$) değerleri çıkarılabilir. Elde edilen tesir kesitini absolute B(GT$^{\pm}$) değerine yöneltmek için $\hat{\sigma}_{GT}$ değerinin çıkarılmasına ihtiyaç vardır.

Yüksek uyarılmış enerji seviyelerindeki B(GT^{-}) ve B(GT^{+}) değerlerine ulaşabilmek için sırasıyla (p,n) ve (n,p) tipi CE reaksiyonları kullanılabilir. CE reaksiyonları dışarıdan enerji verilerek gerçekleşir. Bu sayede CE reaksiyonları ile yüksek uyarılma enerjilerine ulaşılabilir. Ancak β bozunumları kendiliğinden gerçekleştiği için compton bariyerini aşmayacak şekilde uyarılmış enerji seviyeleri gözlemlenebilir. Saçılma açısının sıfır olduğu ölçümlerde L=0 geçişlerinin tesir kesitleri maksimum değerde olduğu önceki yıllarda yapılan çalışmalarda görülmüştür [14]. Şekil 2.7'de 0.2 ile 18.7^{o}'lik saçılma

açıları arasında gözlemlenmiş ^{90}Zr(p,n)^{90}Nb reaksiyonunun spektrumu görülmektedir. 0.2^{o}'lik saçılma açısında L=0 geçişinin tesir kesiti en fazladır ve L=1 ile L=2 geçişleri bastırılmıştır.



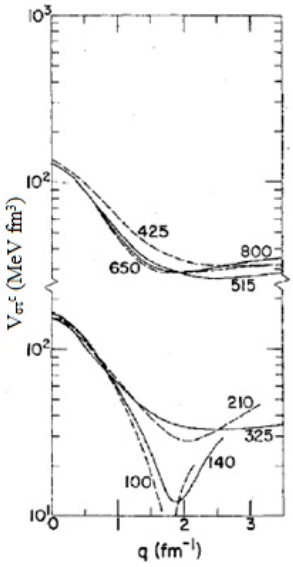
Şekil 2.7: ^{90}Zr(^{3}He,t)^{90}Nb reaksiyonundan elde edilen enerji spektrumunun farklı saçılma açısı ile değişimi [14].

Mermi parçacık ile hedefteki bir nükleon arasındaki efektif etkileşmenin merkez kısmı şu şekilde yazılır.

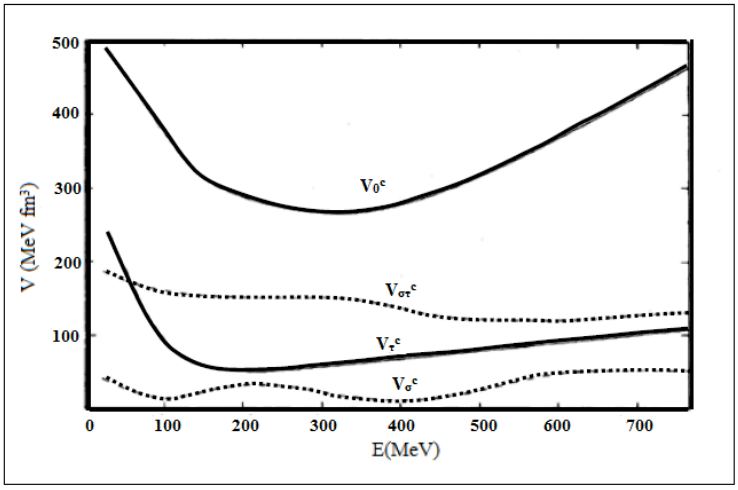
$$V_{ip}(r_{ip}) = V_0^C(r_{ip}) + V_\sigma^C(r_{ip})\sigma_i\sigma_p + V_\tau^C(r_{ip})\tau_i\tau_p + V_{\sigma\tau}^C\sigma_p\sigma_j\tau_p\tau_j \qquad (2.31)$$

Yük değişim reaksiyonlarında spin-izospin modu, mermi parçacık-hedef nükleon etkileşmesinin $V_{\sigma\tau}\sigma_p\sigma_j\tau$ bileşeni tarafından uyarılır. Şekil 2.8'de gösterildiği üzere, efektif etkileşme $V_{\sigma\tau}$ momentum transferinin sıfır olduğu (q=0) noktada en büyük değerini alır. Efektif etkileşmedeki her bir bileşenin gelen enerjinin bir fonksiyonu olarak şiddetlerinin karşılaştırılması Şekil 2.9'da gösterilmiştir. 100-500 MeV/u gibi orta enerjileride $V_{\sigma\tau}$ bileşeni bastırılmıştır. Bunun yanı sıra, orta enerjili reaksiyonlarda

tek adımlı (one-step) mekanizma baskın hale geldiği için reaksiyon mekanizması basitleşir.



Şekil 2.8: $V_{\sigma\tau}$'nun açısal momentum transferinin fonksiyonu olarak değişimi[14].



Şekil 2.9: Efektif etkileşmenin her bir bileşeninin enerji ile değişimi[14].

Bu özellikler göz önünde bulundurularak sıfır derecede gerçekleştirilen yük değişim reaksiyonları ile $B(GT^{\pm})$ değerleri arasında aşağıda gösterildiği gibi bir orantıya ulaşabiliriz.

$$\frac{d\sigma^{CE}}{d\Omega}(0^o) \propto K^{CE} N_{\sigma\tau}^{CE} \left|J_{\sigma\tau}(q=0)\right|^2 B(GT^{\pm}) \qquad (2.32)$$
$$\hat{\sigma}_{GT^{\pm}} B(GT^{\pm})$$

Burada K^{CE} kinematik faktör, $N_{\sigma\tau}^{CE}$ bozulma faktörü ve $J_{\sigma\tau}$ ise efektif etkileşme $V_{\sigma\tau}$'nun hacim integrali. $\hat{\sigma}_{GT_{\pm}}$, $GT^{\pm}$ birim tesir kesiti olarak adlandırılır.

Eğer $\hat{\sigma}_{GT^{\pm}}$ değeri bilinmiyorsa, sadece rölatif $B(GT^{\pm})$ değerleri elde edilen tesir kesitlerinden çıkarılabilir. Tesir kesitlerini absolute $B(GT^{\pm})$ değerlerine dönüştürebilmek için birim tesit kesiti $\sigma_{GT^{\pm}}$'nin hesaplanması gerekir. $\hat{\sigma}_{GT^{\pm}}$ değerini elde etmek için iki yöntem vardır:

1. Bir $\beta^{\pm}$ bozunumundan elde edilmiş bir $B(GT^{\pm})$ değeri ve yük değişim reaksiyonundan elde edilen (ve yukarıda bahsedilen $\beta^{\pm}$ bozunumunda ölçülenin tersi doğrultuda) geçişlerin tesir kesiti kullanılarak.

2. İzobarlardaki izospin simetri yapısı kullanılarak.

İlk olarak $\sigma_{GT^{\pm}}$ değeri bilindiğinde daha yüksek uyarılmış seviyelerdeki $B(GT^{\pm})$ değerleri elde edilebilir [14].

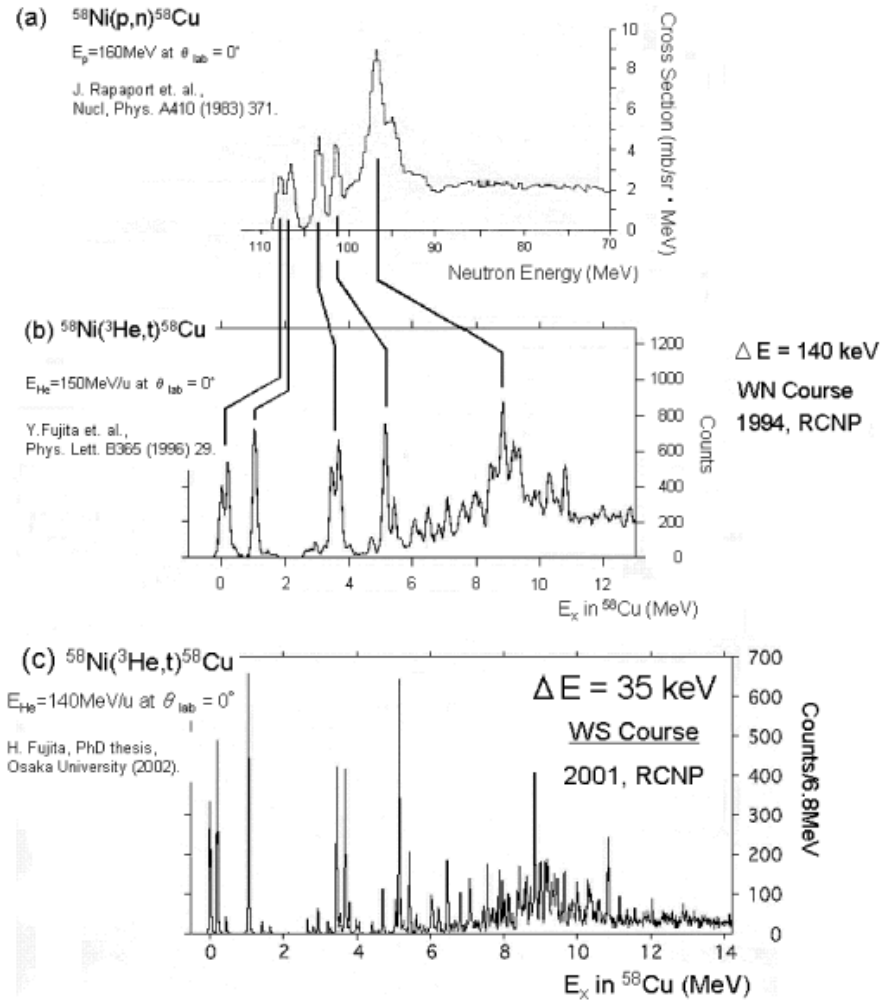
2.8 B(GT) GEÇİŞ ŞİDDETLERİNİN BELİRLENMESİ

β bozunumu deneylerinden elde edilen $B(GT^{\pm})$ değerleri ile yük değişim reaksiyonlarından elde edilen tesir kesitleri arasındaki orantının sağlanabilmesi için her bir enerji seviyesinin ayrı ayrı görülebilmesi gerekmektedir. Bu nedenle bu tip çalışmalarda yüksek rezolüsyon ile yapılan deneyler büyük önem taşımaktadır.

1980 yılından itibaren Indiana Üniversitesi Siklotron Birimi'nde (IUCF) 0^{o}'de ve hüzme enerjisinin 100-200 MeV olduğu (p,n) reaksiyonları gerçekleştirilmiştir. Bu deneylerde (p,n) reaksiyonları ile yüksek uyarılmış enerji bölgesindeki $B(GT^{-})$ değerlerinin elde edilmesi amaçlanmıştır [10]. Şekil 2.10 (a)'da $^{58}Ni(p,n)^{58}Cu$ reaksiyonunun örnek bir spektrumu görülmektedir. Bu spektrumda enerji rezolüsyonunu yaklaşık olarak 400 keV değerindedir. Rezolüsyonun istenilen düzeyde olmamasından dolayı seviyeler birbirinden ayrı olarak görülememektedir [14].

İlerleyen yıllarda daha ayrıntılı GT^- dağılımı görebilmek için Osaka Üniversitesinde bulunan Research Center for Nuclear Physics (RCNP)'de 0^o'de (^{3}He,t) deneyleri yapılmış, bu deneylerde nükleon başına 150 MeV'lik rezolüsyon elde edilmiştir. Bu deneylerde çıkan trityum parçacıklarının RCNP'de bulunan Grand Raiden spektrometresi tarafından analiz edilmesi ile nükleon başına yaklaşık olarak 150 MeV rezolüsyon elde edilmesi sayesinde [10], ^{58}Ni(p,n)^{58}Cu spektrumundaki her bir enerji piki Şekil 2.10 (b)'de gösterildiği gibi tek tek ayrılabilmiştir.

2000 yılından beri rezolüsyonu nükleon başına 140 MeV olan ve 0^o'de gerçekleştirilen yüksek rezolüsyonlu (^{3}He,t) deneyleri, RCNP'nin yeniden düzenlenmiş hüzme hattı WS (West-South beam line) hüzme hattı kullanılarak yapılmaktadır [10]. Uygulanan dispersiyon eşleştirme teknikleri ile Şekil 2.10 (c)'de görüldüğü gibi 35 keV civarındaki enerji rezolüsyonları elde edilebilmektedir.

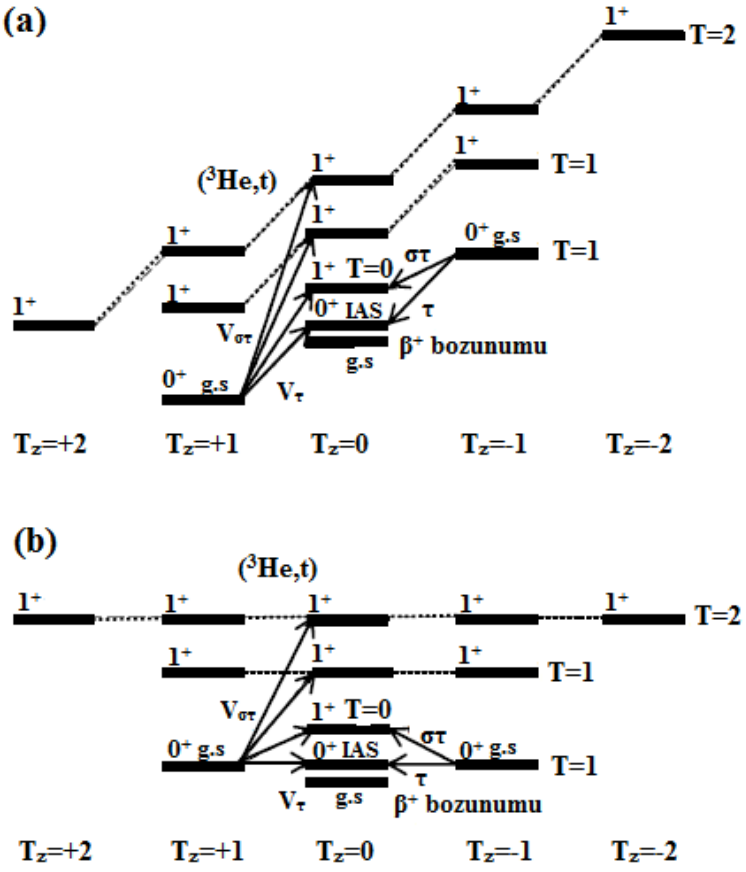


Şekil 2.10: (a) IUCF'de yapılan deneyde elde edilen ^{58}Ni(p,n)^{58}Cu spektrumu. (b) 1990'larda RCNP'de yapılan deneylerde elde edilen ^{58}Ni(p,n)^{58}Cu spektrumu. (c) WS hüzme kullanılarak ve dispersiyon eşleştirme teknikleri uygulanarak RCNP'de yapılan deneylerden elde edilen ^{58}Ni(p,n)^{58}Cu spektrumu [14].

2.8.1 Aynı Kütleye Sahip Çekirdeklerin İzospin Simetri Yapısı ve Analog Geçişler

Bölüm 2.7'de daha ayrıntılı olarak bahsedildiği gibi aynı kütleye sahip çekirdekler izobar çekirdekler olarak adlandırılırlar. İzobar çekirdeklerin izospin simetri yapısı GT geçişlerinin tesir kesitlerini elde etmek için oldukça önemlidir. Atom numaraları farkı bir olmasına karşılık aynı kütle numarasına sahip çekirdekler ise ayna çekirdekler olarak adlandırılırlar. Nükleer etkileşmenin yük simetrisi gösterdiği düşünüldüğünde izospin iyi bir kuantum sayısıdır [10]. Analog yapı, kütle numarasının aynı olduğu ancak T_z değerlerinin farklı olduğu çekirdekler arasında bulunur**.** Şekil 2.11 (a)'da aynı A değerine sahip ancak T_z=0, ±1, ±2 olan çekirdekler için analog yapı gösterilmiştir. İzospin simetri yapısının daha iyi görülebilmesi için Şekil 2.11 (b)'de aynı yapı

Coulomb yer değiştirme enerjisi (Coulomb displacement energy) çıkartılarak gösterilmiştir. Farklı T_z değerine sahip çekirdeklere karşılık gelen seviyeler analog seviyeler olarak adlandırılır. Analog seviyeler aynı J^π ve T değerlerine sahiptirler. T=0 seviyesi sadece T_z=0 olan bir çekirdekte tekil seviye (singlet state) olarak, T=1 seviyesi T_z=0 ve ±1 olan çekirdeklerde üçlü seviye (triplet state) olarak, T=2 seviyesi ise T_z=0, ±1, ±2 olan çekirdeklerde beşli seviye (quintet state) olarak bulunur.



Şekil (2.11): Aynı kütleye sahip çekirdeklerin T_z =0, ±1 ve ±2 olan çekirdeklerin izospin simetri yapısı. (a) gerçek enerji uzayındaki seviye şeması. (b) Coulomb yer değiştirme enerjisi çıkarıldıktan sonra seviye şemasının simetri yapısı daha açık şekilde görülmekte. Analog seviyeler birbirleriyle kesikli çizgi ile bağlanmıştır [14].

Eğer temel seviyesi J^π= 0^+ ve izospin değerleri T=1 ve T_z=+1 olan bir çekirdek ile (^{3}He,t) reaksiyonunu incelenirse iki tip geçişin gerçekleştiği görülür. Bunlar GT ve Fermi geçişleridir. T_z=0 olan çekirdeğin izobarik analog seviyesine (IAS) Fermi geçişi ile J^π=1^+, T=0, 1, 2 olan seviyelere GT^- geçişi gözlenir. Öte yandan temel seviyesi J^π= 0^+ ve izospin değerleri T=1 ve T_z=-1 olan bir çekirdeğin β^+ bozunumu incelendiğinde

T_z=0 olan çekirdeğin IAS'ine Fermi geçişi, yine T_z=0 olan çekirdeğin 1^+ uyarılmış seviyesine GT^+ geçişi görülür. T_z=±1 olan çekirdeğin temel seviyesinden T_z=0 olan çekirdeğin aynı uyarılmış seviyesine olan $GT^{\pm}$ geçişleri birbirinin analoğudur. İzospin simetrisinin olduğunu düşündüğümüzde (^{3}He,t) reaksiyonundan ve β^+ bozunumundan elde edilen $B(GT^-)$ ve $B(GT^+)$ değerlerinin aynı şiddete sahip olması beklenir. β^+ bozunumundan elde edilen bu $B(GT^+)$ değerlerini kullanarak analog geçişin tesir kesiti $\sigma_{GT^{\pm}}$ elde edilebilir. Analog geçişin tesir kesitini hesaplayabildiğimiz bu B(GT) değerlerine standart B(GT) değeri adı verilmiştir. Tesir kesiti ile B(GT) değerleri arasındaki bu ilişkiden yola çıkarak daha yüksek uyarılmış seviyelerinin B(GT.) değerlerinin ölçülen tesir kesitinden elde edilmesi de mümkündür.

2.9 A=13 OLAN SİSTEMLERİN SPİN-İZOSPİN UYARILMIŞ SEVİYELERİN NÜKLEER YAPILARI VE PARÇACIK BOZUNUM GENİŞLİKLERİ

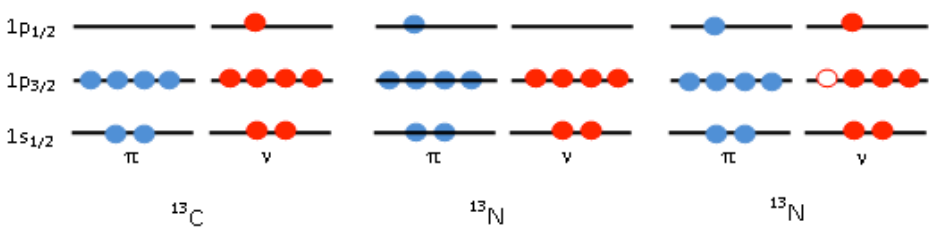
A=13 olan ayna çekirdeklerin nükleer yapısı hakkında yapılan çalışmalar izospin simetrisinin incelenmesi için iyi bir araçtır. $^{13}_{6}C_7$ ve $^{13}_{7}N_6$ çekirdekleri arasındaki izobarik ilişki incelendiğinde, bu çekirdeklerin izobarik ayna çekirdekler olduğu görülmüştür [15]. Bu iki çekirdeğin bağlanma enerjisindeki farklılığın radyal dalga fonksiyonlarında oluşturduğu farklılıktan kaynaklanan izospin uyumsuzluğuna rağmen $^{13}_{6}C_7$ ve $^{13}_{7}N_6$ çekirdekleri arasında izobarik ilişki vardır.

Geçmiş yıllarda $^{13}_{7}N_6$'in E_x=15.06 enerji seviyesinden yayınlanan protonlar $^{11}B(^3He,np)^{12}C$ reaksiyonu ile ölçülmüştür [16]. Ancak günümüzde yük değişim reaksiyonlarının sağladığı avantajlardan dolayı (basit reaksiyon mekanizması, yüksek rezolüsyona ve verime ulaşabilme... gibi) orta enerjili hüzmeler kullanılarak yapılan (nükleon başına 100 MeV ve üzeri) (^{3}He,t) reaksiyonları tercih edilmektedir.

Yük değişim reaksiyonlarının çalışma mekanizması incelenerek $^{13}_{7}N_6$ çekirdeğinin yüksek enerjili uyarılmış enerji seviyelerinin incelenmesi mümkündür. $^{13}_{6}C_7$ çekirdeğinin temel seviyesi, $^{12}_{6}C_6$ çekirdeğinin üzerine $1p_{1/2}$ seviyesine bir nötronun

gelmesi olarak düşünülebilir. Bu düşünceye göre $^{12}_{6}C_{6}$ çekirdeği bir kor oluşturmakta bir sonraki seviyeye gelen nükleon ise bu kor etrafında dolanmaktadır. Koru oluşturan $^{12}_{6}C_{6}$ çekirdeğinin alfa parçacığı topluluğu (cluster) yapısında olduğu düşünülmektedir. Bu topluluk yapısı normalde bozunarak üç tane alfa parçacığı yayınlaması beklenen $^{12}_{6}C_{6}$ çekirdeğinin nasıl bir arada kalmaya devam ettiğini açıklayan bir modeldir. Bu modele göre üç tane alfa parçacığının bir araya gelmesi ile Hoyle seviyesi adı verilen bir seviye oluştuğu düşünülmektedir. Bu seviye özel bir şekle sahip değildir ve yoğunlaşmış alfa seviyesi olarak yorumlanmıştır. Yani yan yana gelen üç alfa pek çok farklı konfigürasyonda bulunabilmektedir [17]. Aynı durum ^{8}Be çekirdeğinde de iki alfa parçacığının bir araya gelmesi ile görülür ancak bu iki alfa parçacığı arasında oluşan Hoyle seviyesi ^{8}Be çekirdeğinin temel seviyesinden daha düşük enerjili bir seviye olduğu için bu çekirdek kararlı yapıda bulunamayıp hemen iki tane alfa çekirdeğine bozunmaktadır. $^{12}_{6}C_{6}$ çekirdeğinde ise Hoyle seviyesi 7.65 MeV'lik enerji seviyesinin 0.39 MeV altında bulunmaktadır. Bu nedenle bu çekirdek bu seviyeler arasındaki enerji farkı kadar enerjiye sahip bir gama ışını yayınlayarak kararlı seviyeye ulaşabilmektedir. ^{13}C çekirdeğinde bir nötronun, ^{13}N çekirdeğinde ise bir protonun ^{12}C çekirdeğindeki Hoyle seviyesi ile etkileşerek oluştukları düşünülmektedir [5].

(p,n) ve (^{3}He,t) reaksiyonları ile $1\pi_{1/2}$ ya da sd-kabuk orbitallerinde bir proton bulunan veya $1\upsilon_{1/2}$ orbitalinde bir nötronu, $1\upsilon_{1/2}^{-1}$ orbitalinde bir nötron boşluğu olan konfigürasyonlara sahip çekirdeklerin enerji seviyeleri uyarılabilir. ^{13}C çekirdeğinden ^{13}N çekirdeğine doğru gerçekleşen izinli GT geçişleri sonucunda da bahsedilen bu konfigürasyonlar oluşmaktadır [18].



Şekil 2.12: ^{13}C ve ^{13}N çekirdeklerinin (p,n) ve (^{3}He,t) reaksiyonları ile uyarılabilecek enerji seviyelerine sahip çekirdek konfigürasyonları görülmektedir.

Yük değişim reaksiyonları sonucunda $^{12}_{6}C_{6}$ korunda bir nötron boşluğu oluştuğunda ve $p_{3/2}$ orbitalinin üstünde bir proton bulunmasına neden olduğunda, Gamow-Teller ve spin-flip dipol seviyelerinin oldukça şiddetli şekilde uyarılmaları beklenir. $^{13}C(^{3}He,t)^{13}N$ reaksiyonu sonucunda oluşan ^{13}N çekirdeğinin bu şekilde olan yapısından ve proton ayrılma enerjisinin spektrumda belirlenen piklerin enerji değerlerine göre oldukça küçük 1943.51 (27) keV [19] enerjide olmasından dolayı bu çekirdeğin proton ayrılma enerjisinden daha büyük enerjiye sahip seviyelerinde proton bozunumu görülmektedir. Bu bozunumun sonucunda, ^{13}N çekirdeğinin enerji piklerinin gösterildiği histogramda piklerin genişlediği görülür.

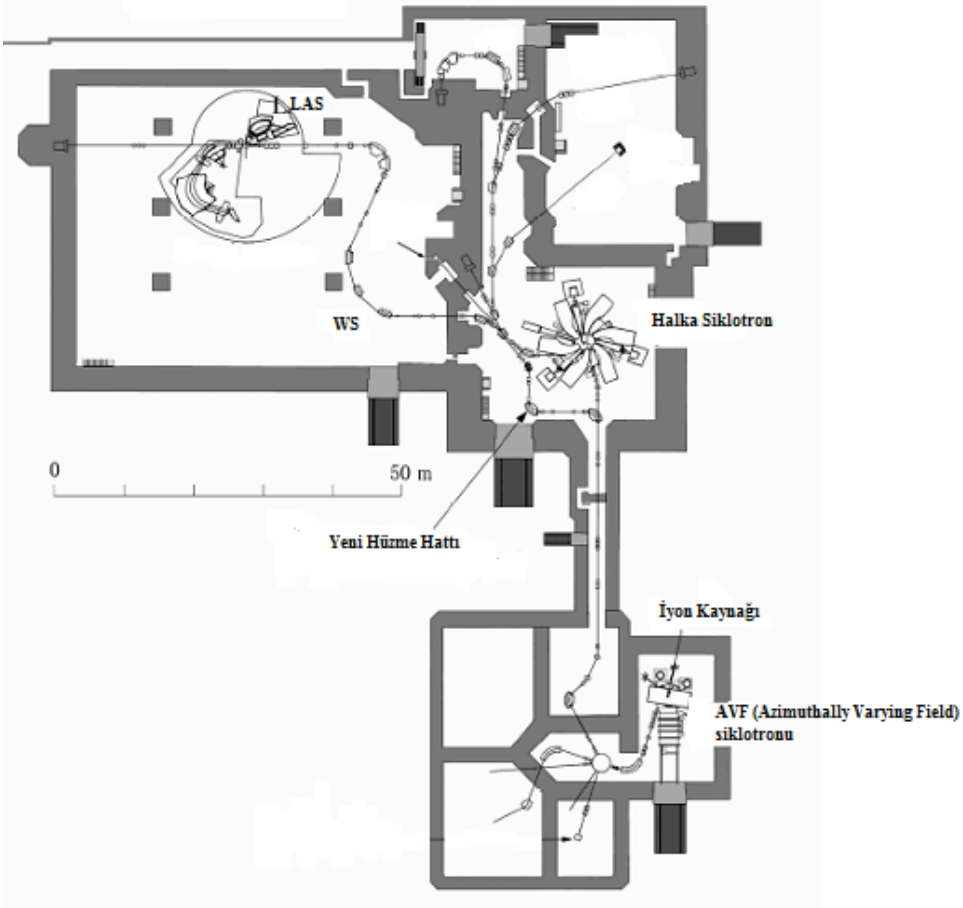
3. MALZEME VE YÖNTEM

Dünya'da yük değişim reaksiyon deneylerinin gerçekleştirildiği en önemli araştırma merkezlerinden biri Japonya'nın Osaka şehrinde bulunan RCNP (Research Center for Nuclear Physics) araştırma merkezidir. Bu tez çalışmasında bahsedilen yük değişim reaksiyonları RCNP araştırma merkezinde gerçekleştirilmiştir. Deneylerin başlıca amacı yüksek enerji rezolüsyonu elde edebilmek ve bu sayede yüksek uyarılmış enerji seviyelerine doğru gerçekleşen geçişleri incelemektir. Bu amaca ulaşmak için kullanılan hızlandırıcıların özellikleri, hüzmenin taşındığı hatta bulunan magnetler ve hüzme taşınım teknikleri oldukça önemlidir. Bu bölümde deney sırasında kullanılan ekipman ve teknikler anlatılmaktadır.

3.1 HIZLANDIRICILAR

Research Center for Nuclear Physics (RCNP)'de bulunan hızlandırıcı biriminde, nükleer fizik deneyleri **AVF** (**A**zimuthally **V**arying **F**ield) siklotron ve halka siklotron adı verilen iki hızlandırıcıdan gelen hüzmeler kullanılarak yapılmaktadır. İki siklotrondan oluşan bu sistem Şekil 3.1'de şematik olarak gösterilmiştir.

Bu siklotronlar, proton ve hızlandırılmak istenilen diğer parçacıkları (^{3}He, n..vb) ışık hızının %40-70'ine kadar hızlandırabilmek için kaskat(kademeli) modda çalıştırmaktadır [20].

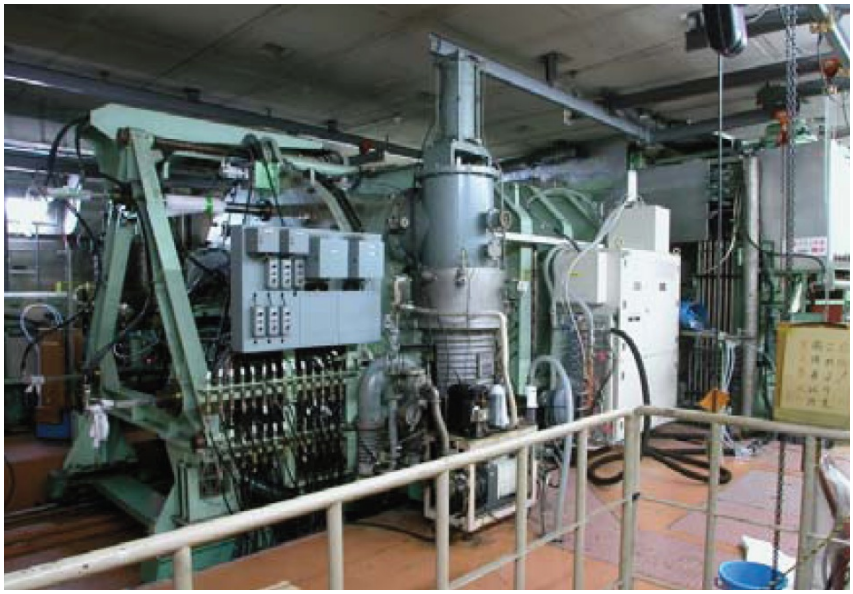


Şekil 3.1:RCNP siklotron birimi

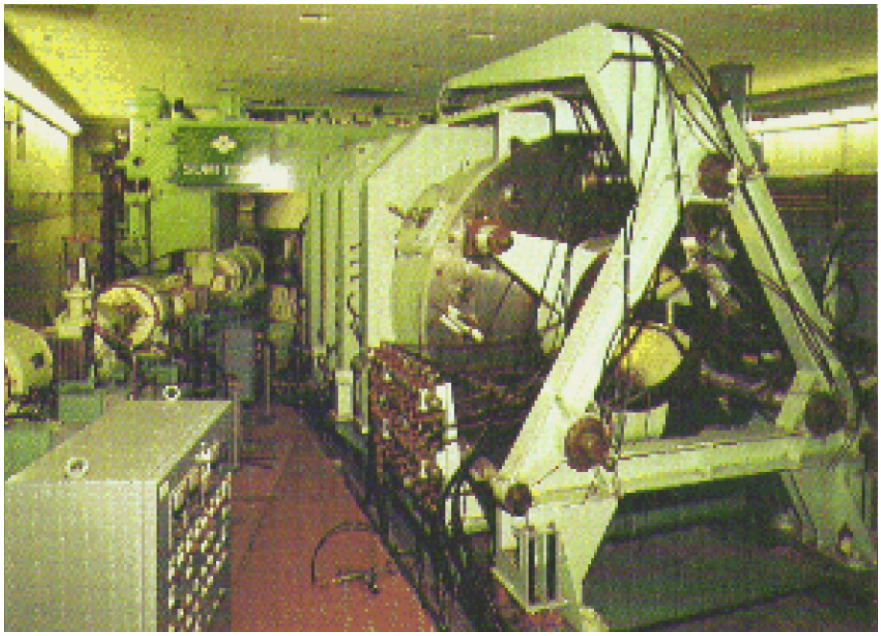
3.1.1 AVF Siklotron Parçacık Hızlandırıcısı

RCNP hızlandırıcı biriminde halen kullanılmakta olan AVF siklotron parçacık hızlandırıcısı 1973 yılında faaliyete geçirilmiştir. AVF siklotronun K değeri (nükleon başına ulaşılabilen maksimum enerji değeri) 140 MeV, maksimum hızlandırma voltajı 80 kV, frekansı 6 ile 8 MHz arasında değişmektedir. Bu frekans aralığı voltajdaki değişikliklerden kaynaklanmaktadır. Siklotronun içerisindeki mıknatısların D çapı 3.3 metre, toplam alanı 1.6 T, siklotron içerisindeki bu mıknatısların kutup aralıkları ise 20.6 cm ~ 34.7 cm değerleri arasında değişmektedir. Siklotron içerisindeki mıknatısın ağırlığı ise 400 tondur [21].

Bu hızlandırıcı fiziksel araştırma olanaklarını arttırabilmek için kısa bir süre önce iyileştirilerek yukarıdaki parametrelere ulaşmıştır [22]. Şekil 3.2 ve 3.3'de AVF siklotronunun farklı açılardaki görüntüleri bulunmaktadır.



Şekil 3.2**:**AVF siklotron parçacık hızlandırıcısı



Şekil 3.3:AVF siklotron parçacık hızlandırıcısı

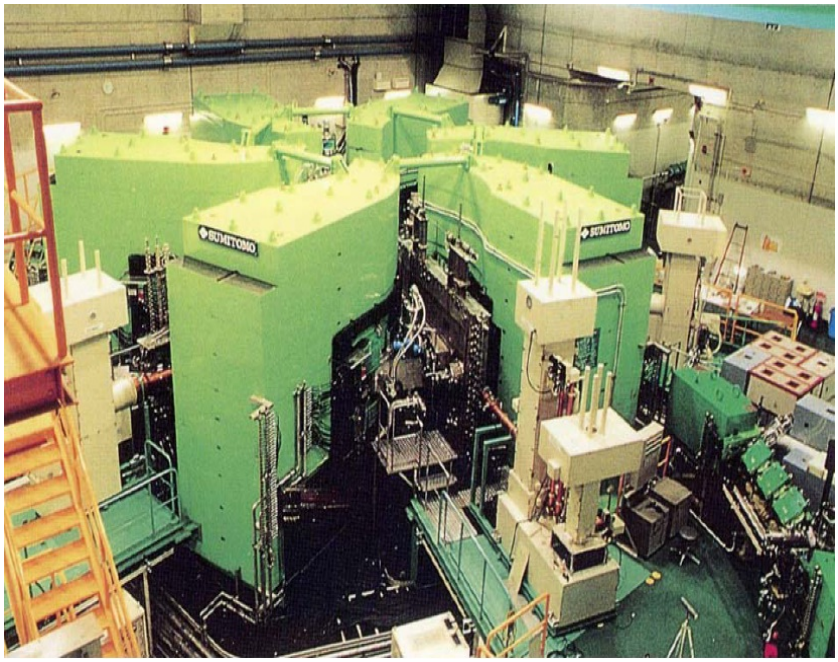
3.1.2 Halka Siklotron Parçacık Hızlandırıcısı

RCNP'de bulunan halka siklotron parçacık hızlandırıcısı 1992 yılından bu yana faaliyet göstermektedir. Bu siklotronun frekansı 30 ~ 50 MHz, maksimum hızlandırma voltajı 500 kV, K=400, RF gücü 250 kW/kavite'dir. Hızlandırıcı içerisinde 6 set sektör mıknatıs bulunmaktadır. Mıknatısın kutup aralığı 6cm, maksimum manyetik alanı 1.75 T, ağırlığı 2200 tondur [21].

RCNP'de yapılan bazı deneylerde halka siklotron kullanılarak hızlandırılan hüzmelerin bazı özellikleri Tablo 3.1'de verilmiştir.

Tablo 3.1: RCNP'de bulunan halka siklotron kullanılarak elde edilen hüzmelerin bazı parametreleri.

Hüzme	**Enerji (MeV)**	**Hedef Üzerindeki Şiddet**
Proton (unpolarize - polarize)	100-400	1000 nA'e kadar
	100-400	100 nA'e kadar
Döteron (unpolarize - polarize)	200	500 nA'e kadar
	200	100 nA'e kadar
^{3}He	450	500 nA'e kadar
	450	100 nA'e kadar
^{4}He	400	500 nA'e kadar
$^{6}Li^{3+}$	360	60 enA
$^{12}C^{6+}$	1200	200 enA
$^{14}N^{7+}$	980	50 enA'e kadar
$^{18}O^{8+}$	1080	60 enA



Şekil 3.4: Halka siklotron parçacık hızlandırıcısı.

3.2. RCNP ARAŞTIRMA MERKEZİNDE KULLANILAN İYON KAYNAKLARI

RCNP Araştırma Merkezinde yapılan deneylerde kullanılan iyon kaynakları ve hızlandırıldıkları enerji değerleri Tablo 3.2'de verilmiştir [23].

Tablo 3.2: RCNP de kullanılan iyon kaynakları ve enerjileri

Parçacıklar	Enerjileri (MeV)
H^+	100-135-150-200-230-250-300-305-325-350-360-392-416
H_2^+	140
D^+	140-200
$^3He^{2+}$	410-450
$^4He^{2+}$	185-300-400
$^6Li^{3+}$	600
$^7Li^{3+}$	455
$^{11}B^{5+}$	786
$^{12}C^{6+}$	480
$^{14}N^{6+}$	910
$^{14}N^{7+}$	560- 980- 1000
$^{16}O^{8+}$	1120
$^{18}O^{8+}$	1080

3.3. HÜZME TAŞINIMI

RCNP'de bulunan hüzme taşınım hattı Şekil 3.5 'de gösterilmiştir. Yapılan yük değişim reaksiyonu deneyinde kullanılan ^{3}He hüzmesi AVF siklotronu tarafından hızlandırılıp halka siklotrona gönderilir. Hüzme burada yaklaşık olarak nükleon başına 140 MeV enerjisine getilirildikten sonra WS hüzme hattına gönderilir. WS hüzme hattı, Grand Raiden spektrometresi ile birlikte hem yatay hem açısal dispersiyon eşleme hem de odak eşleme tekniklerini başarı ile tamamlamak için dizayn edilmiştir. Bu hüzme hattı beş ayrı bölüme ayrılabilir. Hüzme, sözü geçen her bir bölümün sonunda hem düşey, hem de yatay düzlemde odaklanır. Hüzme hattını oluşturan bu beş bölüm hem dipol hem kuadrupol magnetler içermektedir. Birinci kısımda gelen hüzme halka hızlandırıcının çıkışındaki noktadan (BV-EXT) 40° döndürülür ve dört kuadrupol magnet ve bir dipol magnetten geçerek birinci çift odaklama noktası olan BLP 1 (Beam Line Polarimeter) hüzme taşınımı polarimetresine gönderilir. İkinci bölümde hüzme

saat yönünde 115^o döndürülür ve ikinci çift odaklama noktası olan BLP2'ye gönderilerek odaklanır. Hüzme üçüncü bölüme geldiğinde saatin tersi yönde 115^o eğilir. Bölüm dört ve beş hüzmeyi hedef noktasına doğru taşıyan ve düz ilerleyen bölümlerdir. Dördüncü ve beşinci bölüm arasında bulunan QM9S magneti kuadrupol bir magnettir ve bu iki bölüm arasında hüzmenin odaklanmasını sağlar. WS hüzme hattı, toplam eğme açısı 270^o olan altı tane dipol magnet içerir. WS hüzme hattında kullanılan dipol magnetlerin bazı özellikleri Tablo 3.3'de verilmiştir. Hüzme hattının birinci ve ikinci bölümlerinde eğme açısı 40^o olan üç adet B40C dipol magneti ile eğme açısı 30^o olan bir adet B30C dipol magneti bulunmaktadır. B40C magnetlerden iki tanesi ve B30C magneti sabit dipol alanının elde edildiği bölgeyi genişletebilmek için 60 mm'lik magnet aralığına sahip olacak şekilde dizayn edilmiştir, diğer dipol magnetler WS hüzme hattı geliştirilmeden önce kullanılan hüzme hattında kullanıldıkları magnet aralığında (70 mm) bırakılmışlardır [24].

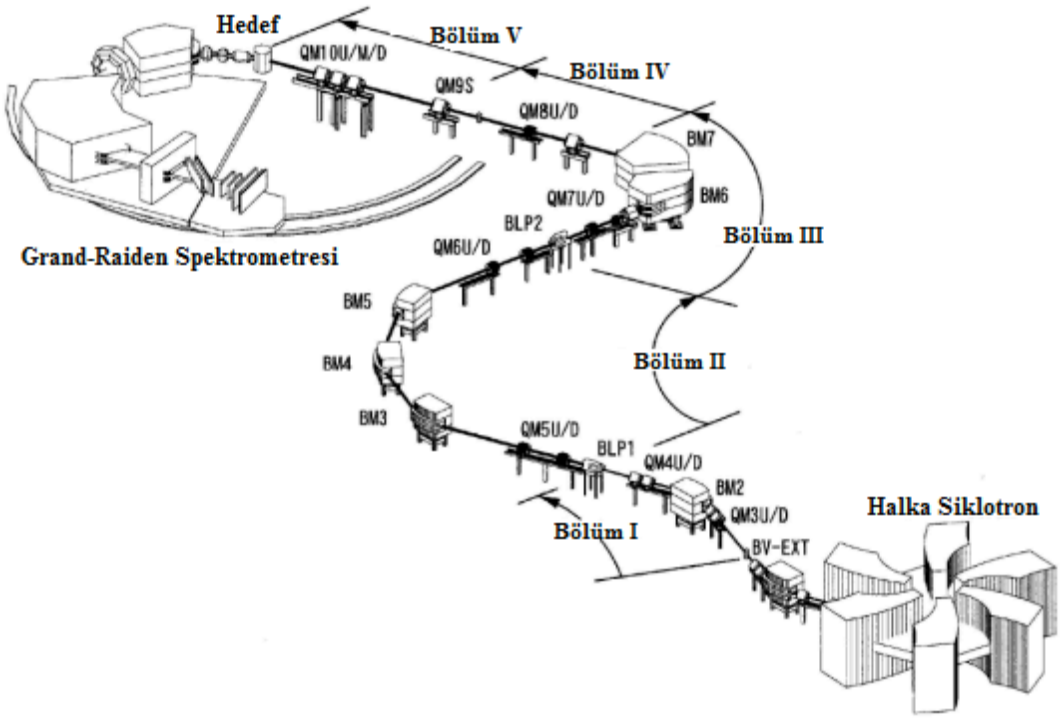
Tablo 3.3: WS hüzme hattında bulunan dipol magnetlerin bazı özellikleri

	B40C	**B30C**	**D1**	**D2**
Magnet aralığı	70 mm	70 mm	100 mm	80 mm
Yarıçap	2185.5 mm	2185.5 mm	2100 mm	2100 mm
Bükme açısı	40°	30°	55°	60°
Maksimum Alan Şiddeti	1.46 T	1.46 T	1.74 T	1.74 T

WS hüzme hattında kullanılacak aralığa göre küçük, orta ve büyük olmak üzere üç tip kuadrupol magnet kullanılmaktadır. Bu magnetlerin bazı özellikleri Tablo 3.4'te sıralanmıştır [25].

Tablo 3.4: WS hüzme hattında bulunan kuadrupol magnetlerin bazı özellikleri

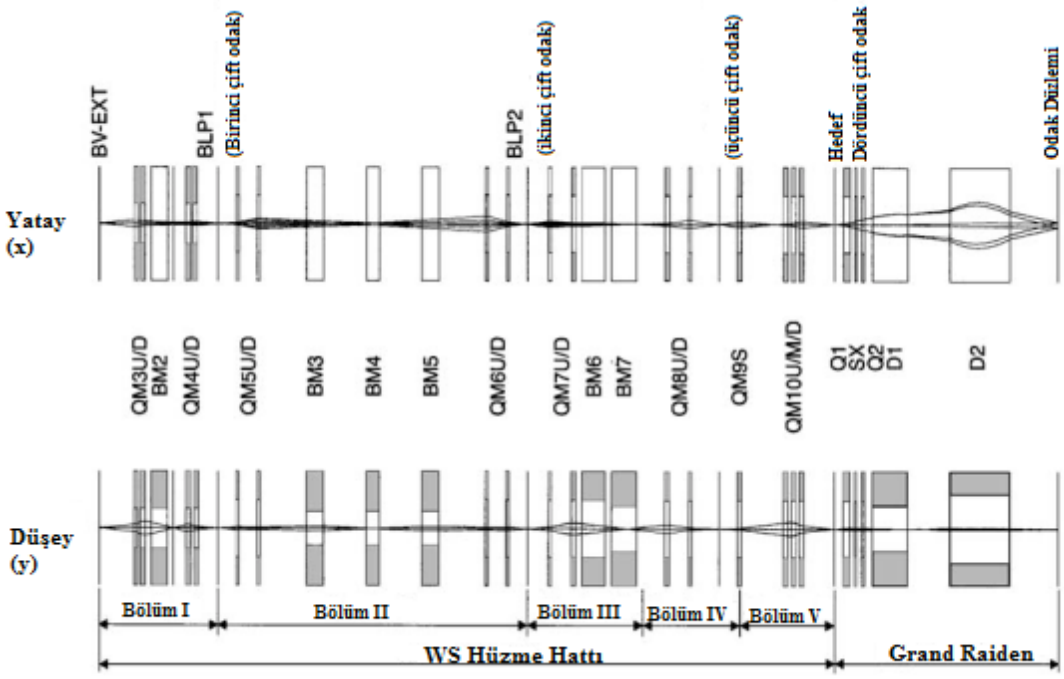
	Küçük Aralıkta	**Orta Aralıkta**	**Büyük Aralıkta**
Aralık Büyüklüğü	70 mm	106 mm	114 mm
Kutup Uzunluğu	400 mm	250 mm	400 mm
Maksimum Alan Gradiyenti	20 T/m	9 T/m	14 T/m



Şekil 3.5: Hızlandırıcıdan çıkan hüzmenin Grand-Raiden spektrometresine giderken WS hüzme hattında ilerlediği yol görülmektedir.

3.3.1 Akromatik Hüzme Taşınımı

Hüzme hattı boyunca pek çok dipol ve kuadrupol magnet kullanılmıştır. Bu magnetlerden dipol magnet, Şekil 3.5'de gösterilen WS hüzme hattının şeklinden dolayı hızlandırıcıdan gelen hüzmenin gereken yerlerde saptırılmasını sağlar. Bu saptırılmanın mertebesi kullanılan dipol magnetlerin manyetik alanları ile sağlanır. Kullanılan diğer bir magnet türü olan kuadrupol magnet ise hüzmenin odaklanması sağlanır. Akromatik hüzme taşınımı, yapılan deneylerde elde edilmesi amaçlanan yüksek rezolüsyona ulaşmak için ilk adım olarak düşünülebilir. Bu taşınım modunda yaklaşık 100 keV'lik enerji rezolüsyonuna ulaşılır. Akromatik hüzme taşıma tekniği sırasında hüzme taşıma hattının genel görünümü Şekil 3.6'da gösterilmektedir.



Şekil 3.6: Hızlandırıcıdan çıkan hüzme WS hüzme hattının her bölümün sonunda hem yatay hem de düşey düzlemde odaklanmaktadır. Şekilde akromatik hüzme taşıma modu şematik olarak gösterilmiştir.

Akromatik hüzme taşınımı sırasında, WS hüzme hattında iki tane slit sistemi kullanılır. Bu iki slit sistemi birinci hüzme hattı polarimetresi (BLP1) ve BM4 eğici magnetinin çıkışında bulunur. Böyle bir sistemin tercih edilmesinin nedeni hüzmenin halo bileşenlerinin dışarda bırakılmak istenmesidir. Bu sistem, GR spektrometresi ile birlikte daha büyük açılarda background'ı olmayan spektrumlar elde edebilmek için oldukça önemlidir [25].

Hüzme hattının birinci bölümünde BM2 dipol magnetinin sonunda düşey düzlemde odaklama sağlayan bir kısım vardır. Bu düşey odaklama QM3U ve QM3D kuadrupol magnetleri tarafından yapılır. Bu magnetleri, QM4U ve QM4D magnetleri takip etmektedir ve bu iki magnetin görevi sırası ile düşey ve yatay düzlemde odaklama yapmaktır. Burdan sonra hüzme BLP1'de odaklanır.

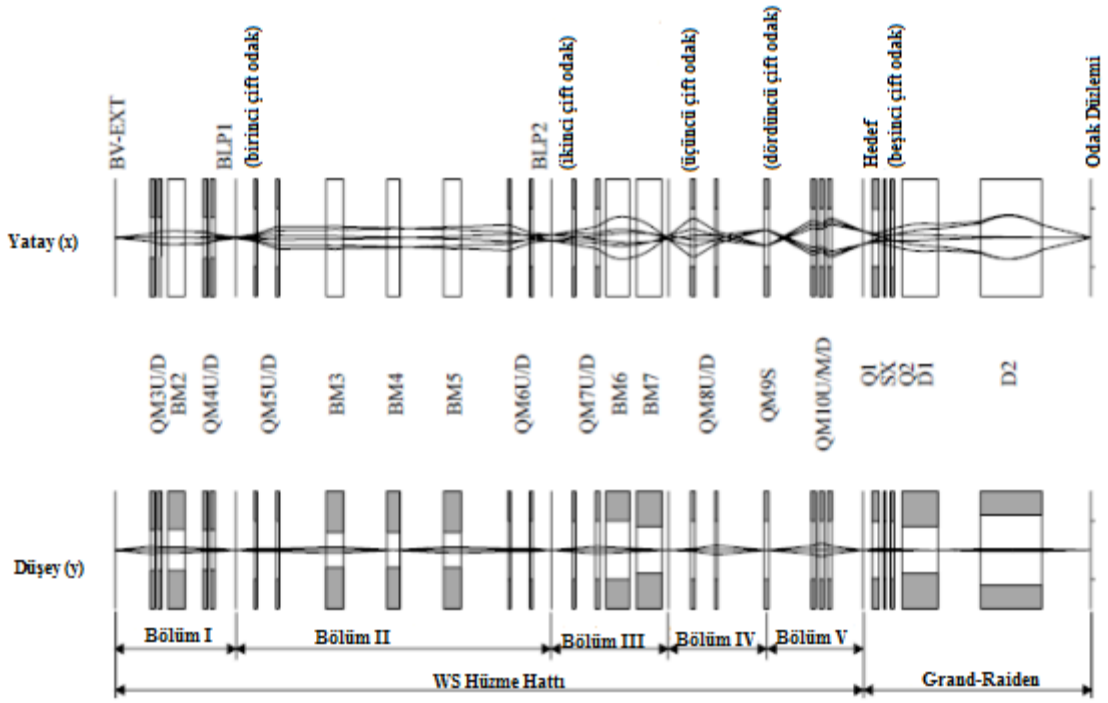
Bölüm ikide bulunan BM4 dipol magnetinin içerisinde ikili odaklama noktası bulunmaktadır. Bu bölümde bulunan dört kuadrupol magnetten QM5U ve QM6D düşey odaklama yaparken QM5D ve QM6U yatay odaklama yapar.

BLP2'den sonra bölüm üçe gelen hüzme QM9S magnetinin üst kısmına doğru gelir ve burada çift odaklama gerçekleşir. Bölüm dörtte bulunan QM7U ve QM8D yatay odaklama yaparken, QM7D ve QM8U düşey düzlemde odaklama yapar.

Beşinci bölümde ise akromatik mod sırasında QM9S yatay düzlemde odaklama yaparken QM10M düşey düzlemde odaklama yapar [25].

3.3.2 Dispersiv Hüzme Taşınımı

Dispersiv hüzme taşınımı sırasında yukarıda bahsedilmiş olan slit sistemlerinin yanı sıra ikinci hüzme hattı polarimetresine (BLP2) de bir slit sistemi yerleştirilir. Bu taşınım modunda hüzmenin üç boyuttaki (spatial) dağılımı, hüzmenin momentum dağılımına karşılık gelir. Bundan dolayı slit sistemi kullanılarak hedef üzerindeki hüzmenin momentum dağılımı azaltılabilmektedir [25]. Dispersiv hüzme taşınımı tekniği sayesinde, önceden akromatik hüzme taşınım tekniği ile yaklaşık 100 keV mertebesine gelen hüzmenin rezolüsyonu yaklaşık 20 keV mertebesine kadar yükseltilir. Dispersiv hüzme taşıma tekniği sırasında hüzme taşıma sisteminin genel düzeni Şekil 3.7'de gösterilmiştir.



Şekil 3.7: Dispersiv hüzme taşınım tekniği.

3.4. HEDEF

Manyetik spektrometre kullanılarak yapılan nükleer spektroskopi deneylerinde kullanılan hedeflerin özellikleri oldukça büyük önem taşımaktadır. İstenen yeterli yüksek enerji rezolüsyonuna ulaşmak için hedefteki reaksiyon ürünlerinin enerji dağılımlarının minimalize edilmesi gerekir. Bu tarz deneylerde genellikle hedef olarak inceltilerek tabaka haline getirilmiş metal hedefler kullanılırken, bazı deneylerde metal olmayan hedefler de kullanılmaktadır.

CE reaksiyonlarında kullanılması amaçlanan hedeflerin ince tabakalarının elde edilmesinde kararlı izotoplar kullanılır. Kullanılan hedef kalınlığı genelde 1-2 mg/cm2 dir. Böyle ince hedeflerde hüzmenin ve reaksiyon ürünlerinin enerji kaybı farkı küçüktür dolayısıyla yüksek rezolüsyonlu manyetik spektrometre kullanımıyla yüksek rezolüsyon değerine ulaşılır [26]. İncelenmesi istenen hedeflerle birlikte çeşitli amaçlara yönelik olarak ZnS, CH_2, Mylar, NatMg, ^{197}Au, ^{26}Mg ve boş hedefler de kullanılmaktadır. ZnS beam viever olarak kullanılır yani bu hedef aracılığı ile hüzmenin odaklanmış olarak hedefin merkezine gelip gelmediği kontrol edilir. ^{197}Au ve CH_2 hedefleri açı kalibrasyonu için Mylar gibi O, C, H içeren hedefler ise bu elementlerin uyarılmış enerjileri iyi bilindiği için enerji kalibrasyonunda kullanılır

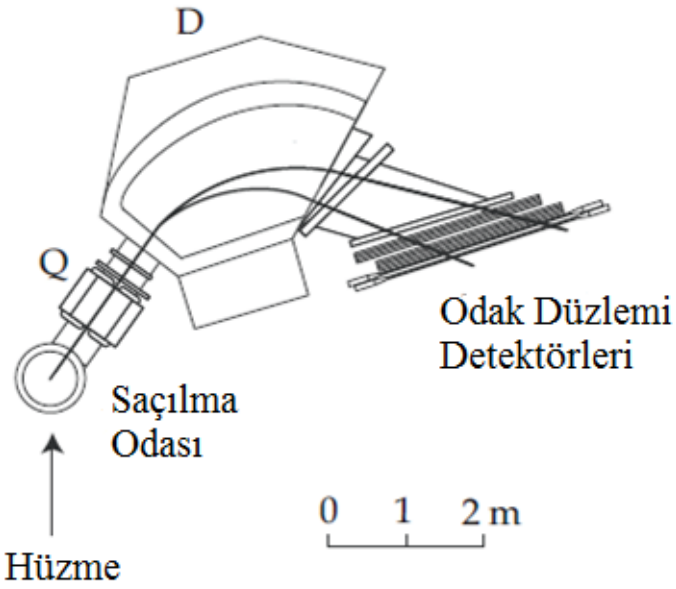
3.5. MANYETİK SPEKTROMETRELER

RCNP'de kullanılan spektrometre sistemi iki koldan oluşur. Bu iki kol içerisinde dipol, kuadrupol, sextupol ve multipol magnetler bulunmaktadır. Her bir magnet birbirinden bağımsız olarak doğru akım (DC) güç kaynağı ile beslenirler. Her iki spektrometrenin manyetik rijitlikleri manyetik dipol alanları tarafından belirlenir [25].

3.5.1 LAS Spektrometresi

LAS (Large Acceptance Spectrometer) spektrometresi QD (kuadrupol-dipol) tipi bir manyetik spektrometredir. LAS spektrometresi ile daha önceki yıllarda yapılan deneylerde θ_{lab}=59.6^{o}'ye kadar ölçümler yapılmıştır. Bu açı, Grand Raiden spektrometresinin sıfır derecede olduğu durumda LAS spektrometresinin gidebileceği en büyük açıdır. LAS spektrometresinin öncelikli görevi hemen hemen serbest (quasi-

free) olarak saçılan protonları detekte etmektir. Bu deteksiyon sonucunda elde edilen veriler ise düşey yönde hüzme pozisyonuna bağlı GR spektrometresiyle ölçülen protonların, düşey saçılma açılarının kalibrasyonu için kullanılır [27]. Ancak bazı durumlarda, örneğin polarize edilmiş bir hüzme kullanılarak yapılan elastik saçılma deneylerinde LAS spektrometresinin kullanılması gerekli değildir. LAS spektrometresi Şekil 3.8'de şematik olarak gösterilmiştir. LAS spektrometresi ve Grand Raiden spektrometresinin bazı özellikleri Tablo 3.5'de karşılaştırılmıştır.



Şekil 3.8: LAS spektrometresinin yukarıdan görünüşü. Q ile gösterilen kısım spektrometredeki kuadrupol magnet, D ile gösterilen kısım spektrometredeki dipol magnettir.

Tablo 3.5 Grand Raiden ve LAS spektrometrelerinin bazı özelliklerinin karşılaştırılması.

	GR Spektrometresi	**LAS Spektrometresi**
Konfigürasyon	QSQDMDD	QD
Ortalama yörünge yarıçapı	3m	1.75m
Toplam çevrilme açısı	162°	70°
Odak çizgisinin eğilme açısı	45°	57°
Maksimum manyetik geçirgenlik	5.4 T.m	3.2 T.m
Düşey büyütme	5.98	-7.3
Yatay büyütme	-0.417	-0.4
Momentum aralığı	5%	30%
Momentum rezolüsyonu	37076	4980
Yatay açı kabulu	±20mr	±60 mr
Düşey açı kabulu	±70 mr	±100 mr

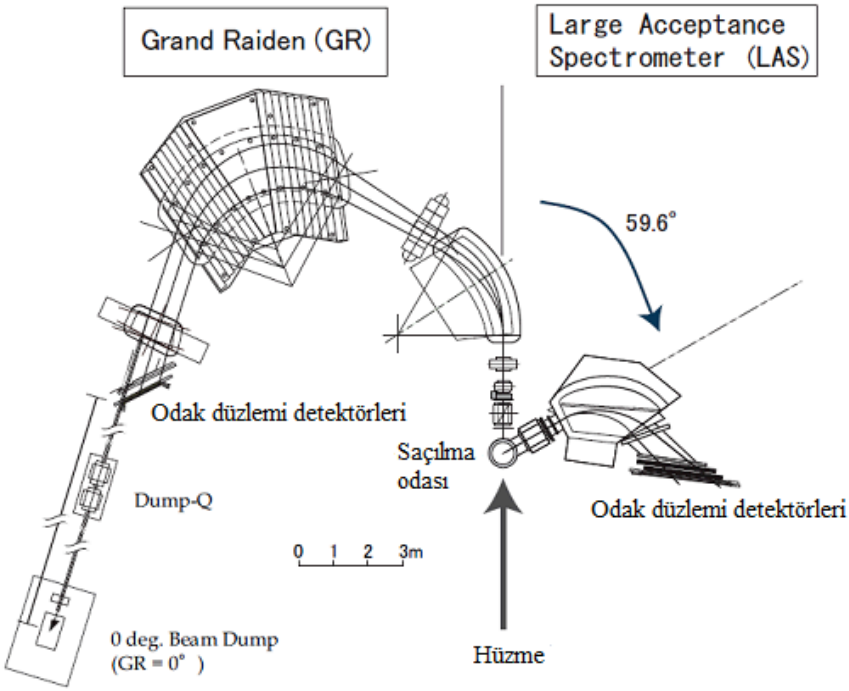
3.5.2 Grand Raiden Spektrometresi

Grand Raiden spektrometresi (GR) yüksek rezolüsyonlu ölçümler için geliştirilmiştir. Grand Raiden spektrometresi üç tane dipol magnet (D1, D2 ve DSR), iki tane kuadrupol magnet (Q1 ve Q2), bir sextupole (SX) magnet ve bir multipole (MP) magnetten oluşur. Tablo 3.6' da Grand Raiden'in iyon optiksel davranışları ve özellikleri sıralanmıştır.

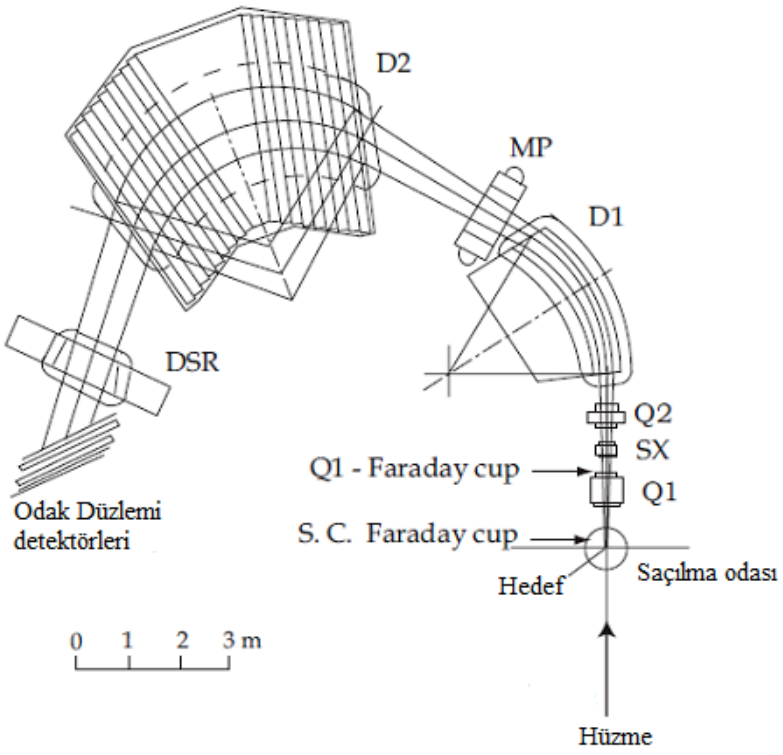
Tablo 3.6: Grand-Raiden spektrometresinin özellikleri

Ortalama yörünge yarıçapı	3m
Toplam sapma açısı	162°
Ölçülebilir açısı	45°
Momentum aralığı	5.4 T.m
Momentum dispersiyonu	5.98
Momentum rezolüsyonu	37076
Odak düzlemindeki eğilme açısı	45°
Odak düzlemi uzunluğu	120 cm
Maksimum manyetik geçirgenlik	5.4 T…m
Maksimum alan şiddeti (D1,D2)	1.8 T
Maksimum manyetik gradient (Q1)	0.13 T/cm
Maksimum manyetik gradient (Q2)	0.033 T/cm
Düşey açı büyütme	0.17
Yatay açı büyütme	24
Yatay açı kabulu	±20mr
Düşey açı kabulu	±70 mr
Maksimum katı açı	~5.6 mrad

Bu spektrometrenin dikkat çekici bir özelliği $p/\Delta p$=37000 değerindeki yüksek momentum rezolüsyonu ve 5.4 T.m'lik manyetik giriciliğidir. Düşey açıda büyük bir alana sahip olabilmek için güçlü Q1 magneti saçılma odasının hemen yanına yerleştirilir. Odak düzleminin açısını değiştirmek gibi ikinci dereceden iyon optiksel özellikler SX magneti tarafından düzenlenir. MP magneti yüksek dereceden bozulmaları düzeltebilmek için D1 ve D2 dipol magnetleri arasında kuadruol, sextupol, oktupol ve dekapol olarak görev yapar. Üçüncü dipol magnet, spin rotasyon parametrelerini ölçmek için kullanılan yardımcı bir magnettir ve her deneyde kullanılmaz.



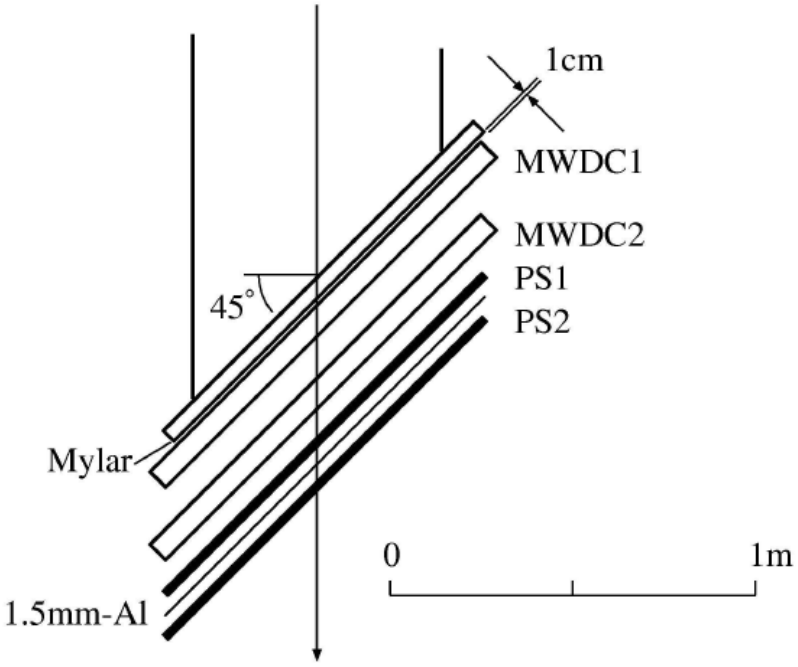
Şekil 3.9: RCNP'deki iki koldan oluşan spektrometre sisteminin sıfır derece ölçümlerinde kullanılan kurulumunun şematik gösterilişi.



Şekil 3.10 Yüksek rezolüsyonlu Grand Raiden Spektrometresinin şematik gösterilişi.

3.6. ODAK DÜZLEMİ (FOCAL PLANE) DETEKTÖRLERİ

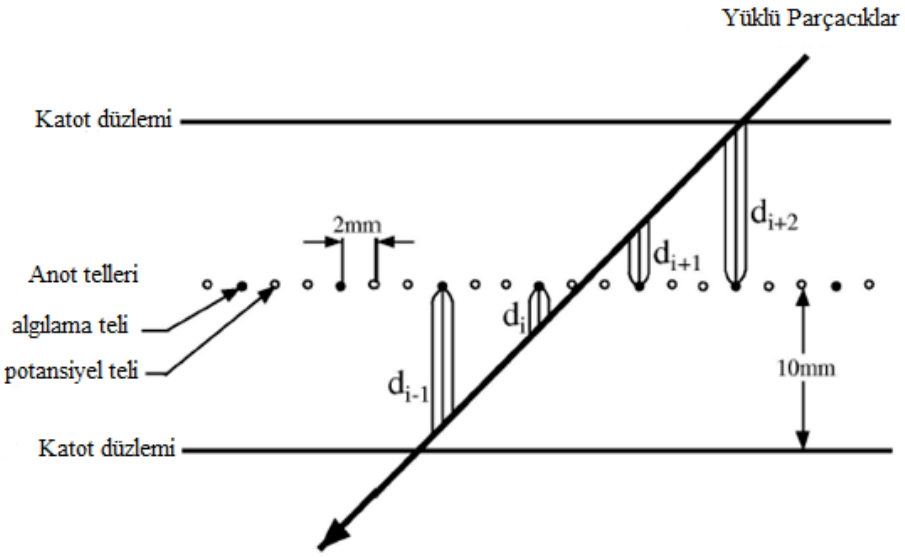
Grand-Raiden spektrometresindeki odak düzlemi detektör sisteminin konumlandırılışı Şekil 2.11'de gösterilmiştir. Pozisyon ve gelen parçacığın açısı odak düzlemindeki iki tane multi-wire drift chamber (MWDC) tarafından hesaplanır. Parçacıkların ΔE'si ile orantılı bir şekilde ışıldama (fluorescence) üreten plastik sintilasyon sayaçları parçacıkların belirlenmesi ve tetikleme (trigger) sinyali üretilmesi için kullanılır. Odak düzlemi detektör sisteminin konumlandırılış sırası Şekil 3.11'de görülmektedir.



Şekil 3.11:Odak düzlemi detektör sisteminin konumlandırılışının genel bir görünümü. Bu detektör sistemi iki grup düşey drift chamber (MWDC1 ve MWDC2) ve iki plastik sintilatörle (PS1 ve PS2) kompoze edilmiş tetikleme (trigger) sisteminden oluşur. Birinci wire plane X1, spektrometrenin odak düzlemi ile eşzamanlıdır.

MWDC, vertical drift chamber (VDC) olarak adlandırılır. MWDC'lerin özellikleri Tablo(3.7)'de sıralanmıştır. Bir MWDC iki tane anot-tel düzlemi (X ve U) içerir. Bu iki anot-tel, üç tane katot düzlem tarafından sarılmıştır. Anot düzlemleri algılama (sense) telleri ve potansiyel devreleri içerirler. X-tel düzleminin yapısı aşağıdaki Şekilde şematik olarak gösterilmiştir. Algılama tellerinin aralıkları X düzlemi ve U düzlemi için sırası ile 6mm ve 4mm olacak Şekilde farklıdır [14]. Potansiyel telleri anot ve katot düzlemleri arasında düzgün bir elektrik alan oluşturur. Detektörün içinde oluşan

iyonizasyon kaynaklı çığ oluşumu algılama telleri civarında olur. Şekil 3.12'de verilen örnekte parçacıkların izlediği yol dört tane telden gelen sürüklenme zamanı bilgisinden belirlenir.



Şekil 3.12: MWDC'nin bir X düzleminin yapısı.

MWDC'lerin içinde kullanılan gaz argon (%71.4), iso-butane (%28.6) ve küçük bir miktarsa iso-proply alkol karışımıdır. Tellerin yüzeylerinde gazın polimerizasyonu gibi bozulmaları aza indirgeyebilmek için argonun içine buhar basıncı 2^{o}C olan iso-proply alkol eklenir.

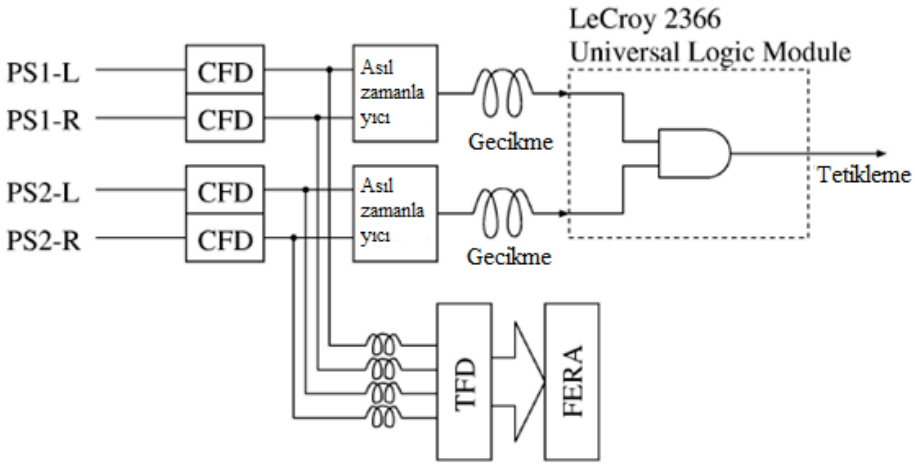
Tablo 3.7: MWDC'lerin bazı özellikleri

Tellerin dizilişi	X,U
Algılayıcı tellerin sayısı	192 (X), 208 (U)
Anot katot açıklığı	10 mm
Katot gerilimi	-5.6 kV
Gaz karışımı	Argon+Iso-butane+Iso proply alkol

MWDC odalarından sonra kalınlıkları 10mm olan iki tane plastik sintilasyon detektörü eklenmiştir (PS1, PS2). Sintilasyon ışığı PS1 ve PS2'nin her iki ucundan foto çoğaltıcı tüpler ile detekte edilmiştir. Bu sintilatörlerden gelen sinyaller bir GR olayı sinyali üretmek ve parçacık tiplerini belirlemek için kullanılırlar.

3.7.TRIGGER SİSTEMİ

Grand-Raiden spektrometresindeki odak düzlemi sintilatörlerinde kullanılan tetikleme sisteminin şematik gösterilişi Şekil 3.13'de şematik olarak gösterilmiştir. Foto çoğaltıcı tüplerden (PMT) elde edilen çıkış sinyali ilk olarak sabit fraksiyon ayırıcısına (constant fraction discriminator) (CFD) gider. Gama ışınları tarafından üretilen küçük sinyaller CFD'de ayrılır. CFD'lerin uç kısımları FERA'lar (Fast encoding and readout ADC(Analog to Digital Converter)) ve asıl zamanlayıcı (mean timer)'lar tarafından takip edilen TFD'ler den (Time to FERA converter) oluşan TDC'lere (Time to Digital Converter) ayrılmıştır. Sinyaller, PS1 ve PS2'nin sağ ve sol PMT'lerin için bulunan asıl zamanlayıcı (mean timer)'larda toplanır ve field programmable gate-array (FPGA) chip lerden oluşan LeCroy 2366 universal Logic Modülüne gelir [14].



Şekil 3.13: Trigger (tetikleme) sisteminin devresi

3.8. EŞLEŞTİRME TEKNİKLERİ

420 MeV enerjiye sahip ve boyutu ΔX=1mm olan ^{3}He hüzmesi için Grand-Raiden spektrometresinin içsel enerji rezolüsyonu yaklaşık olarak 20 keV'dir. Ancak gelen hüzmenin enerji yayılımı siklotronun enerji rezolüsyonunu kötüleştirmesine neden olur ve bu değer akromatik hüzme taşıma tekniği sırasında yaklaşık olarak 100 keV'dir. Bu hüzme ile yapılacak yüksek rezolüsyon ölçümleri, spektrometrenin hüzme hattını faz uzayında eşleştirmeyi gerektirir [14].

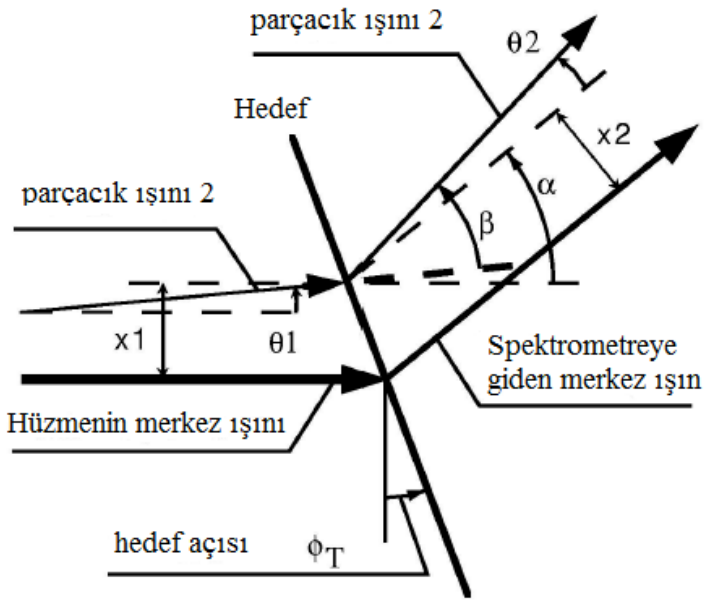
İyon optikler için TRANSPORT notasyonunda matris kullanılarak dispersiyon eşleştirme tekniğinin tanımlanması özetlenebilir. Bunun için öncelikle parçacığın hüzme hattı sistemine $x_o=(x_o, \theta_o, \delta_o)$ koordinatları ve $\boldsymbol{B}=\{b_{\mu\nu}\}$ matrisi tarafından tanımlanan hüzme hattı tarafından değiştirilen $x_1=(x_1, \theta_1, \delta_1)$ hedef pozisyonu ile geldiğini düşünmeliyiz (burada x, θ, δ yatay düzlemde yer değiştirme, açı $\Delta p/p$ olarak tanımlanan momentum fraksiyonudur.) Bütün koordinat değerleri merkez yörüngeden sapma miktarına göre elde edilir. Matris elemanının $\mu\nu$ ekleri x , θ ve δ değerlerini sırası ile 1,2 ve 6 ile temsil eder. δ_o ve δ_1 momentumları özdeştir çünkü enerji sadece manyetik alanda değişmez. Buna paralel olarak $b_{61} = b_{62} = b_{66}$=1olur. $\boldsymbol{x_o}$ 'dan saçılan parçacıklar, hedef matrisi T tarafından $x_2=(x_2, \theta_2, \delta_2)$ hedef pozisyonuna dönüştürülürler ve odak düzlemine, $\boldsymbol{S}=\{s_{\mu\nu}\}$ şeklinde tanımlanan spektrometre tarafından dönüştürülmüş $x=(x, \theta, \delta)$ ile gelirler [14].

B*, *T ve ***S*** kombine edilerek hüzme hattının kaynak noktasından spektrometrenin çıkışına doğru eğildiği kısımdaki dönüşüm şu şekilde verilir

$$\begin{aligned} x_{fp} &= x_0(s_{11}b_{11}T + s_{12}b_{12}) \\ &+ \theta_0(s_{11}b_{12}T + s_{12}b_{22}) \\ &+ \delta_0(s_{11}b_{16}T + s_{12}b_{26} + s_{16}C) \\ &\Theta(s_{12} + s_{16}K) \end{aligned} \tag{3.1}$$

$$\begin{aligned} \theta_{fp} &= x_0(s_{21}b_{11}T + s_{22}b_{21}) \\ &+ \theta_0(s_{21}b_{12}T + s_{22}b_{22}) \\ &+ \delta_0(s_{21}b_{16}T + s_{22}b_{26} + s_{26}C) \\ &+ \Theta(s_{22} + s_{26}K) \end{aligned} \tag{3.2}$$

T hedef fonksiyonudur ve $\boldsymbol{T} = cos(\alpha-\Phi_T)/cos(\Phi_T)$ olarak tanımlanır. Burada α, laboratuar sistemindeki reaksiyon açısıdır ve Φ_T Şekil 3.14'de gösterildiği gibi ise hedefin eğilme açısıdır.



Şekil 3.14: Gelen parçacığın pozisyonu x_1 ile saçılan parçacık x_2 arasındaki ilişki ve gelen parçacığın açısı θ_1 ile saçılan parçacığın açısı θ_2'nin referans ışınının açısı olan α ile ilişkisi gösterilmiştir.

C değeri "dispersiyon eşleştirme faktörüdür" ve $C=(p_{in}/p_{out})(\partial p_{out}/\partial p_{in})$ şeklinde tanımlanır. Elastik saçılmalar için C=1 değerindedir. Gerçek saçılma açısı β, belirli bir parçacık için $\beta = \alpha + \theta_2 - \theta_1$ olarak verildiği için, $\Theta = \theta_2 - \theta_1$ değeri parçacığın saçılma açısının nominal saçılma açısı α değerinden ne kadar farklı olduğunu gösteren "efektif" saçılma açısı anlamına gelir. K değeri birinci dereceden kinematik faktördür, $K = (1/p_{out})(\partial p_{out}/\partial \alpha)$ olarak tanımlanır ve 0°'de 0'dır. δ_1 ve δ_2 arasındaki ilişki şu Şekilde verilir,

$$\delta_2 = K(\theta_2 - \theta_1) + C\delta_1 = K\Theta + C\delta_1 \tag{3.3}$$

Denklem 3.1 'deki ilk üç terim, kaynak noktası ve hüzme hattındaki x_o, θ_o, ve δo hüzme parametreleri ile sırası ile $\{b_{\mu\upsilon}\}$ ve $\{s_{\mu\upsilon}\}$ olan spektrometre matris elemanlarına bağlıdır. x_{fp} konumu ve θ_{fp} açısındaki istenilmeyen belirsizlikleri azaltabilmek için hüzmenin boyutu x_o öncelikle minimalize edilmelidir. Daha sonra minimum görüntü boyutu x_{fp} ve en iyi rezolüsyon θ_o , δo ve Θ nın sıfır olduğu şartlar altında edilir. Bu şartlar sırası ile odak eşleştirme, dispersiyon eşleştirme ve kinematik düzeltmedir [14].

Eğer dispersiyon eşleştirme yapılırsa, denklem 3.2'deki δo, özellikle büyük eşleştirmeye sahip sistemlerde(system with large matching) θ_{fp}'de en büyük belirsizliği verir. Bu

şartların hepsi ile eş zamanlı olarak karşılaşmak mümkündür ancak düzenlemenin yapıldığı bu sıralamanın önemli olduğu unutulmamalıdır çünkü her düzeltme diğer koşulları etkileyecektir. Doğru sıralama, öncelikle spektrometrenin ayarlarını değiştirerek kinematik genişlemeyi dengelemek, sonra kinematik odak sapmasını ayarlamak ve son olarak da dispersiyon eşleştirmedir. Aslında denklem 3.1'deki dördüncü terim sadece spektrometre matrisi s_{12} ve s_{16} ya bağlıdır ve bunların düzeltilmesi ile elimine edilebilir [14]. Daha sonra hem lateral dispersiyon eşleştirme ve açısal dispersiyon eşleştirmeye şu şartlar sağlanırsa ulaşılabilir

$$b_{16} = -\frac{s_{16}}{s_{11}}(1 + s_{11}s_{26}K - s_{21}s_{16}K)\frac{C}{K} \tag{3.4}$$

ve

$$b_{26} = (s_{21}s_{16} - s_{11}s_{26})C \tag{3.5}$$

Burada $s_{11}s_{22} - s_{12}s_{21} = 1$ ilişkisi, ifadeyi basitleştirmek için kullanılmıştır. Bu ifadeler, hüzme hattı parametreleri b_{16} (lateral dispersiyon) ve b_{26} (açısal dispersiyon), kinematik düzeltme yapabilmek için değiştirilen spektrometre parametrelerine(bu değiştirmeler ilgilenilen hedef ve reaksiyona göre ayarlanır) göre tek tek ayarlanmalıdır. Denklem 3.4 ve 3.5'de verilen eşleştirme şartları sırası ile lateral dispersiyon eşleştirme ve açısal dispersiyon eşleştirmedir.

Eşleştirme yapılmış sistemin çözücü gücü (resolving power) şu şekilde verilir:

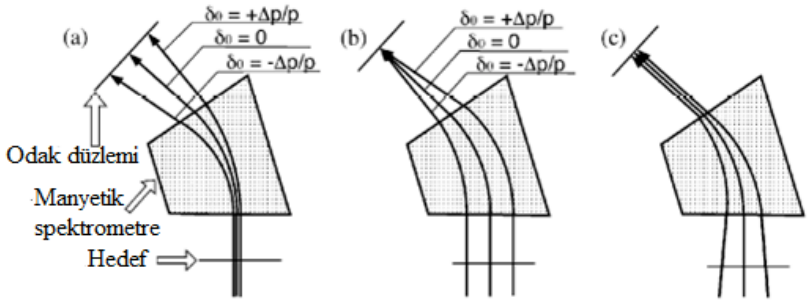
$$R = (1/2x_0)(s_{16}/M_{ov}) \tag{3.6}$$

Burada M_{ov}, denklem 3.1'de verilen x_o terimidir ve toplam magnifikasyon anlamına sahiptir. Eşleştirme koşulları sağlandığında:

$$M_{ov} = (s_{11}b_{11}T - s_{16}b_{21}K) \tag{3.7}$$

Eşleştirme koşulları Şekil 3.15'de gösterilmiştir. Bu şekillerde sadece 0^0'den saçılan merkez ışınların izledikleri yol gösterilmiştir. Şekil 3.15 (a)'da hedef pozisyonunda ($b_{16} = b_{26} = 0$) akromatik odaklama yapılmış hüzme için üç farklı momentum ($\delta_o = 0, \pm\Delta p/p$) değerinin izledikleri yollar gösterilmiştir. Farklı δ_o değerlerine sahip

parçacıkların "momentum analizi" spektrometre tarafından yapılır ve hüzme momentum yayılımına karşılık gelen sınırlı hüzme genişliği odak düzleminde meydana gelir. Şekil 3.15 (b)'de dispersiyon eşleştirmesi uygulandığında (b_{16}=eşleştirilmiş, b_{26}=0) hüzmenin izlediği yol gösterilmiştir. Farklı δ_o momentum değerine sahip ışınlar hedefte farklı pozisyonlarda odaklanırlar (dispersiv tek renkli (monochromatic) odaklama). Hedefteki dispersiyon, spektrometrenin dispersiyonu ile dengelenir. Ancak bu şartlar altında farklı δ_o değerlerine sahip hüzmeler odak düzlemini farklı açılarla keserler yani lateral dispersiyon eşleştirme saçılma açısında ek bir belirsizliğe neden olur. Hedef üzerindeki farklı δ_o değerlerine sahip hüzmeler için uygun geliş açıların açısal dispersiyonu uygulanarak seçilmesi ile açı tanımlaması doğru şekilde yapılabilir. Bu koşul denklem 3.2'de verilmiştir ve Şekil 3.15 (c)'de gösterilmiştir.



Şekil 3.15: Farklı eşleştirme tekniklerinin uygulandığı durumlar için parçacıkların izledikleri yollar gösterilmiştir.

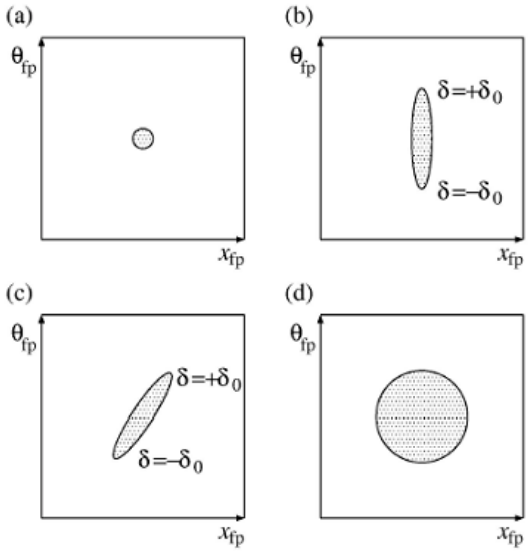
3.9. ZAYIFLATILMIŞ HÜZME (FAINT BEAM) METODU

Yüksek rezolüsyona ulaşabilmek için eşleştirme koşullarının önemi uzun senelerdir bilinmesine rağmen, etkin araçların ve ayarlama tekniklerinin eksiklikleri hala bunların deney sırasında anlaşılmasını zorlaştırmaktadır.

Hüzme hattında, hedef pozisyonunda ve hüzmenin izlediği yol üzerindeki odak noktalarında floresan ile kaplı hüzme görüntüleyiciler (ZnS) vardır. Dispersiyon eşleştirmesinin uygulanıp uygulanmadığı hüzmenin yayılımına bakılarak anlaşılamaz çünkü odaklanmamış hüzme de dispersiv hüzme gibi bir hüzme yayılımına sahiptir.
Sıfır derece ölçümleri için basit ve hızlı bir metot RCNP laboratuarlarında geliştirilmiştir. Sıfır derecede konumlandırılmış spektrometreye direk olarak giden bir hüzme kullanılarak eşleştirme şartları odak düzleminde ölçülmüş hüzme profiline

bakılarak onaylanabilmektedir. Ancak birkaç nano amperlik hüzme bile çok güçlü olabilir ve detektör sistemine zarar verebilir. Bundan dolayı yaklaşık 10^3 parçacık/saniye boyutundaki ızgara şeklinde zayıflatıcılar kullanılarak hüzme akımı zayıflatılmalıdır. Böyle bir ince hüzme (faint beam) tipik bir odak düzlemi detektörü tarafından detekte edilebilir. Ancak, bu ince hüzme, deney için kullanılan hüzmeye göre daha düşük şiddete sahip olmasına rağmen aynı emitansa (birim yüzeyden saniye başına ışıma miktarı) ve momentum yayılımına sahip olduğu unutulmamalıdır.

Başlangıçta, henüz hiçbir koşul sağlanmamışken Şekil 3.16 (a)'da görüldüğü üzere görüntü odak düzleminde x_{fp} – θ_{fp} boyutlarında genişlemiştir. Eğer dispersiyon eşleştirme uygulanmadan yalnızca odak eşleştirme uygulanırsa, farklı δ değerlerine sahip parçacıklar odak düzleminde farklı kesitlere (intersection) sahip olurlar. Görüntü, Şekil 3.16 (b)'de görüldüğü gibi eğilmiş bir elipse benzer. Eğer odak ve lateral dispersiyon eşleştirme koşullarına ulaşılırsa elde edilen görüntü uzatılmış elips şeklinde ve eğimsiz olur (Şekil 3.16 (c)). Sonuç olarak eğer lateral ve açısal dispersiyon eşleştirme uygulanırsa odak düzlemindeki hüzmenin hem uzaysal hem açısal yayılımı küçük olur (Şekil 3.16 (d)). Eşleştirme süreci ince hüzmenin x_{fp} – θ_{fp} boyutunda minimalize edilmesinden oluşur.



Şekil 3.16: Farklı eşleştirme tekniklerinin uygulandığı durumlarda x_{fp} – θ_{fp} düzleminde oluşan görüntüler.

3.10. DÜŞEY YÖNDE ODAKLAMA DIŞI (OFF-FOCUS) MODU

Spektrumda L=0 bileşenini seçebilmek için saçılma açısının yüksek rezolüsyonu oldukça önemlidir. Sıfır derece ölçümlerinde saçılma açısı yatay açıya bağlı olduğu kadar dikey düzlemdeki açıya da bağlıdır. Yatay düzlemde eğici Grand Raiden spektrometresinde oldukça geniş bir düşey kabul (acceptance) uygulayabilmek için hedefe mümkün oldukça yakında duran bir düşey odaklama kuadrupol mıknatısı kullanılır. Bundan dolayı düşey açı magnifikasyonu küçülür. Şekil 3.17 (a)'da normal odak modunda, Grand Raiden spektrometresinin düşey düzlemde bulunan parçacıkların izledikleri yol hedeften odak düzlemine doğru gösterilmiştir. Burada "odak düzleminin" anlamı "yatay odakdır." Düşey magnifikasyon ≈ 0.17'dir. bu küçük miktardaki açı magnifikasyonundan dolayı hedef üzerinde büyük bir düşey saçılma açısı ile gelen bir parçacık, odak düzlemi üzerinde daha küçük bir açı olarak gözlemlenir. MWDC odak düzlemi sayaçları yaklaşık 2 mrad değerinde olan oldukça iyi bir açısal rezolüsyona sahip olmasına rağmen hedef üzerinde 12 mrad değerinden daha iyi bir düşey rezolüsyon ($\Delta\Phi_{tgt}$) elde etmek mümkün değildir [14].

Düşey açıdaki rezolüsyonu daha iyi hale getirebilmek için düşey odak düzleminde oldukça güçlü bir off-focus modu kullanılabilir. Çünkü bu güçlü off-focus modu detektör düzlemi içinde düşey pozisyondan (y_{fp}) gelen düşey saçılma açısını yeniden yapılandırmaya olanak sağlar. Odak düzlemindeki spesifik bir R için bir parçacığın düşey pozisyonu (y_{fp}), ikinci dereceye kadar olan transfer matrislerinin elemanları kullanılarak tanımlanabilir.

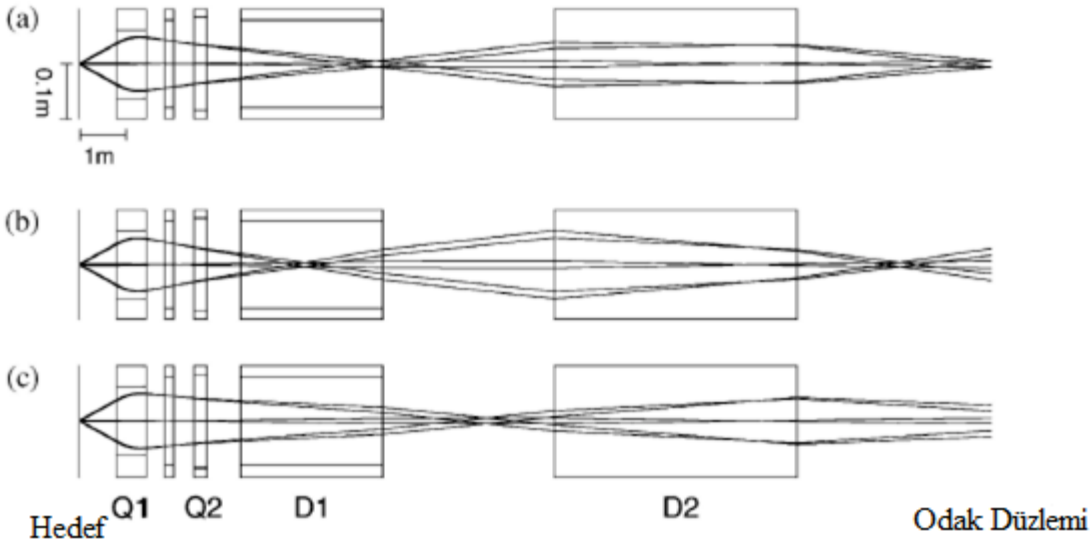
$$\begin{aligned} y_{fp} &= (y|y)y_{tgt} + (y|\phi)\phi_{tgt} \\ &+ (y|yx)y_{tgt}x_{tgt} + (y|y\theta)y_{tgt}\theta_{tgt} + (y|y\delta)y_{tgt}\delta \\ &+ (y|\phi x)\phi_{tgt}x_{tgt} + (y|\phi\theta)\phi_{tgt}\theta_{tgt} + (y|\phi\delta)\phi_{tgt}\delta \\ &+ \ldots \end{aligned} \tag{3.8}$$

Burada y_{tgt}, Φ_{tgt}, x_{tgt} ve θ_{tgt} değerleri sırası ile parçacığın düşey pozisyonu, düşey saçılma açısı, yatay pozisyonu ve yatay saçılma açısıdır. Gelen parçacıktan hedefe doğru oluşan fraksiyonel momentum yayılımı δ ile gösterilir.

Grand Raiden spektrometresinin normal odak modu Şekil 3.17 (a)'da gösterilmiştir. ($y \mid \Phi$) değeri R=300 cm olan merkez ışın için sıfır olacak şekilde tasarlanmıştır. Öte

yandan Şekil 3.17 (b), $(y \mid \Phi)>0$ olan parçacıklar için parçacıkların düşey doğrultularını göstermektedir. Bu mod, "over-focus modu" olarak adlandırılır. Bu durum, Grand Raiden spektrometresindeki Q1 dört kutuplu mıknatısının şiddeti arttırılarak elde edilir. Şekil 3.17 (c)'de görülen parçacık doğrultuları "under focus modunu" tanımlamaktadır. Under focus modu, Q1 dört kutuplu mıknatısının şiddetinin düşürülmesi ile elde edilir yani bu durumda $(y \mid \Phi)<0$'dır. Bu tez çalışmasında over-focus modu seçilmiştir. Matris elemanları farklı R çapları için farklı değerlere sahip olabilir. Matris elemanlarının R değerine bağlılığı göz önünde bulundurulmalıdır. Saçılma açısı Φ_{tgt}'ın düşey bileşenlerinin kalibrasyonu yazılım (software) tarafından yapılmıştır. Overfocus modu ve açısal dispersiyon eşleştirme tekniği göz önünde bulundurularak 8 mrad'lık açısal rezolüsyon GR spektrometresinde elde edilmiştir [14].

Eşleştirme koşullarının Q1 kuadrupol mıknatısının şiddetine bağlı olduğu unutulmamalıdır. Bundan dolayı hüzme hattı, dikey odaklama dört kutuplu mıknatısı Q1'deki alanın tam olarak düzenlenmesi ile elde edilen over-focus modundan sonra lateral dispersiyon eşleştirme ve açısal dispersiyon eşleştirme uygulayabilmek için değiştirilmelidir.



Şekil 3.17: a) Normal focus modu uygulandığında, b) over focus modu uygulandığında, c) under focus modu uygulandığında parçacıkların izlediği yol gösterilmiştir.

4. BULGULAR

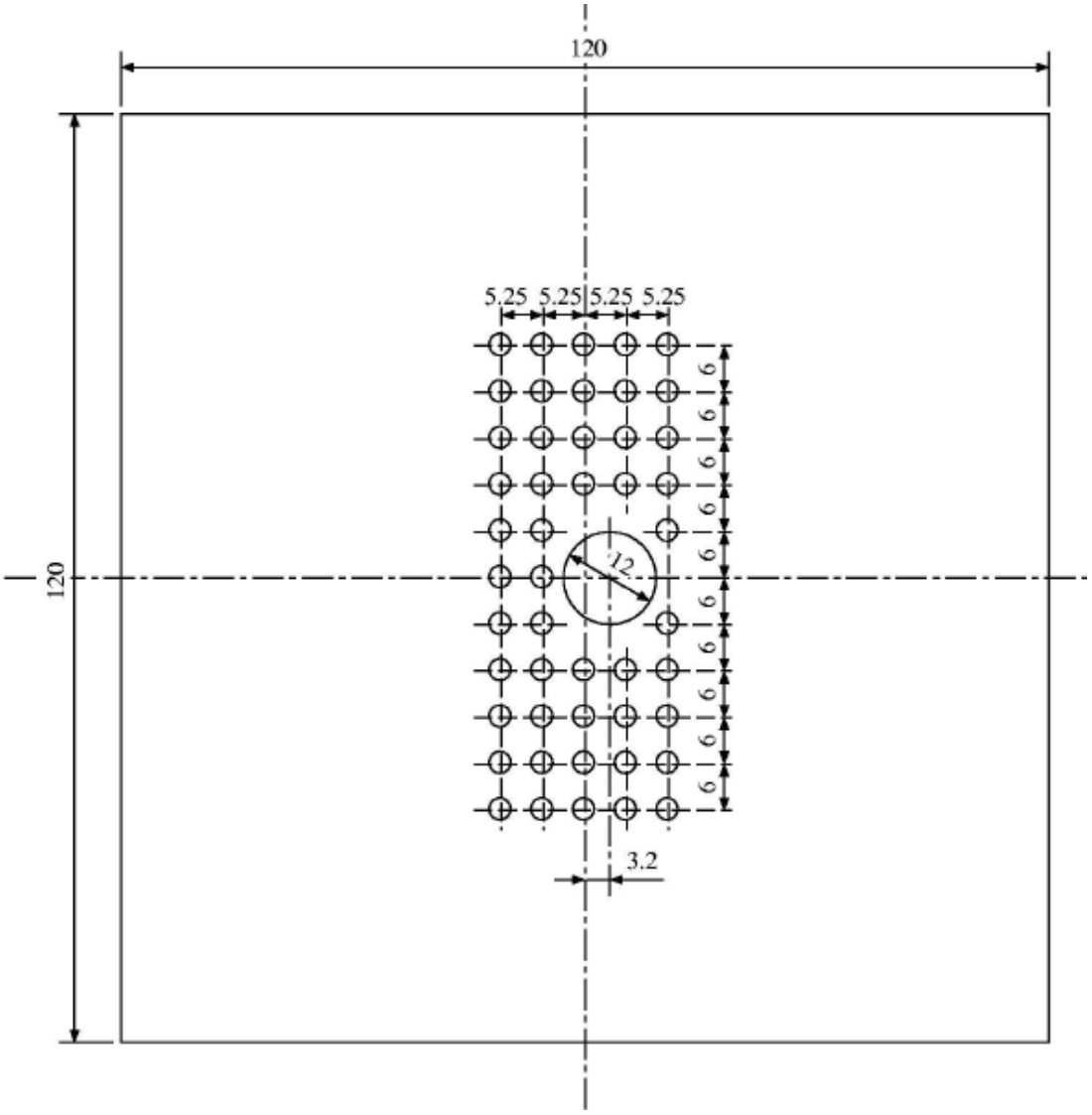
4.1 DATA ANALİZİ

Japonya'nın Osaka kentinde bulunan RCNP laboratuarında yapılan $^{13}C(^{3}He,t)^{13}N$ deneyinin amacı ^{13}C çekirdeği üzerine ^{3}He hüzmesi gönderilerek ^{13}N çekirdeğinin uyarılmış enerjilerini incelemekti. Deney sırasında yapılan online analizler ile deneysel veriler toplanmıştır ancak sağlıklı sonuçlara ulaşmak için deney sonrasında yapılacak olan off-line analizlere ihtiyaç duyulmaktadır. Bu amaç doğrultusunda PAW (Physics Analysis Workstation) adı verilen C^{++} ve fortran programlama dili ile yazılmış bir program kullanılmaktadır. Bu program Linux işletim sistemi altında çalışmaktadır.

Yapılan analizlerin amacı elde edilen deneysel verinin düzenlenmesi, incelenmesi ve bu çalışmalar sonucunda ^{13}N çekirdeğinin enerji spektrumunu yüksek rezolüsyon ile ayrıntılı bir şekilde elde edebilmektir. Bu amaçla yapılan adımları şu şekilde sıralanabilir: açı kalibrasyonu, enerji kalibrasyonu, ^{13}N çekirdeğine ait piklerin belirlenmesi, enerji spektrumunun elde edilmesi ve B(GT) değerlerinin hesaplanması.

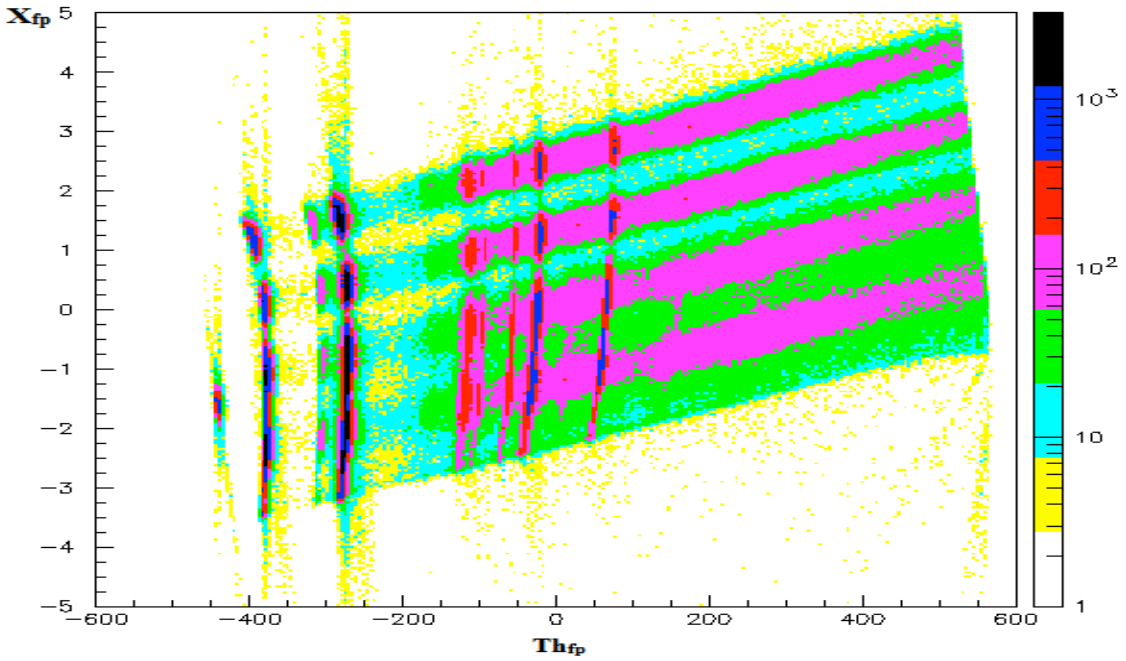
4.1.1 Açı Kalibrasyonu

Bu tez çalışması için analiz edilen $^{13}C(^{3}He,t)^{13}N$ reaksiyonunun deneyi sırasında açı kalibrasyonu için $^{13}CH_2$ hedefi kullanılmıştır. Hedefte reaksiyon gerçekleştikten sonra saçılan parçacıkların pozisyonlarını belirleyebilmek için çok delikli süzgeç (multi hole slit) düzeneği kullanılmıştır. Bu süzgeçte belirli aralıklarla delikler bulunmakta ve bu aralıklar arasındaki açı değerleri bilinmektedir. Böylece parçacıklar bu süzgeçten geçtiğinde parçacıkların açısal dağılımı belirlenebilmektedir. Şekil 4.1'de çok delikli süzgecin şematik olarak gösterilişi bulunmaktadır.

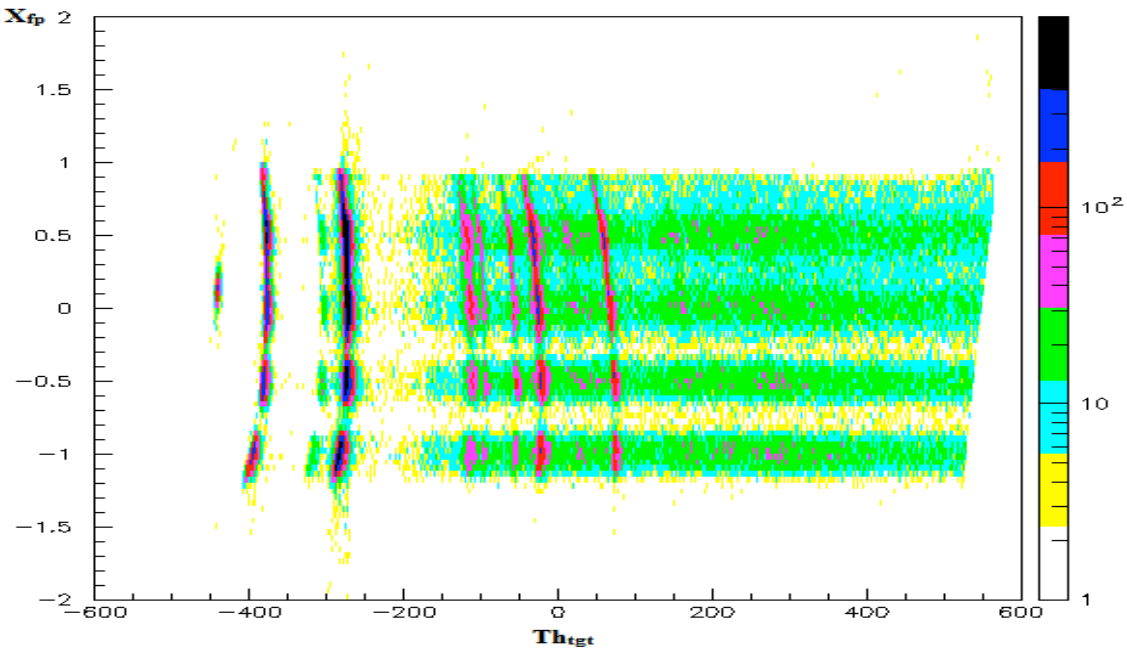


Şekil 4.1: Çok Delikli Süzgeç

Reaksiyon sonucunda saçılan parçacıkların pozisyonlarında odak düzleminde bulunan detektörlerin pozisyonlarına bağlı olarak yatay ve düşey eksende açısal belirsizlikler oluşur. Yatay ve düşey eksende bulunan açısal belirsizlikler sırası ile Th_{tgt} ve Ph_{tgt} olarak gösterilirler. Bu belirsizliklerin düzeltilmesi için analiz programında Th_{tgt} ve Ph_{tgt} belirsizlikleri ile ilgili histogramların düzeltilmesi gerekmektedir. Şekil 4.2'de $X_{fp} - Th_{fp}$ düzleminde analiz programı ile düzeltme yapılmadan önceki durum görülmektedir. Birinci aşamada bu histogramda görülen eksen bozukluğu düzeltilir. Düzeltilmiş durum Şekil 4.3'de görülmektedir. İkinci aşamada ise Şekil 4.3'de görülmekte olan seviye eğrilikleri fit edilerek düz hale getirilir. Bu işlemler $X_{fp} - Ph_{fp}$ için de yapılmıştır.



Şekil 4.2: Açı kalibrasyonundan önce $X_{fp} - Th_{fp}$ histogramı

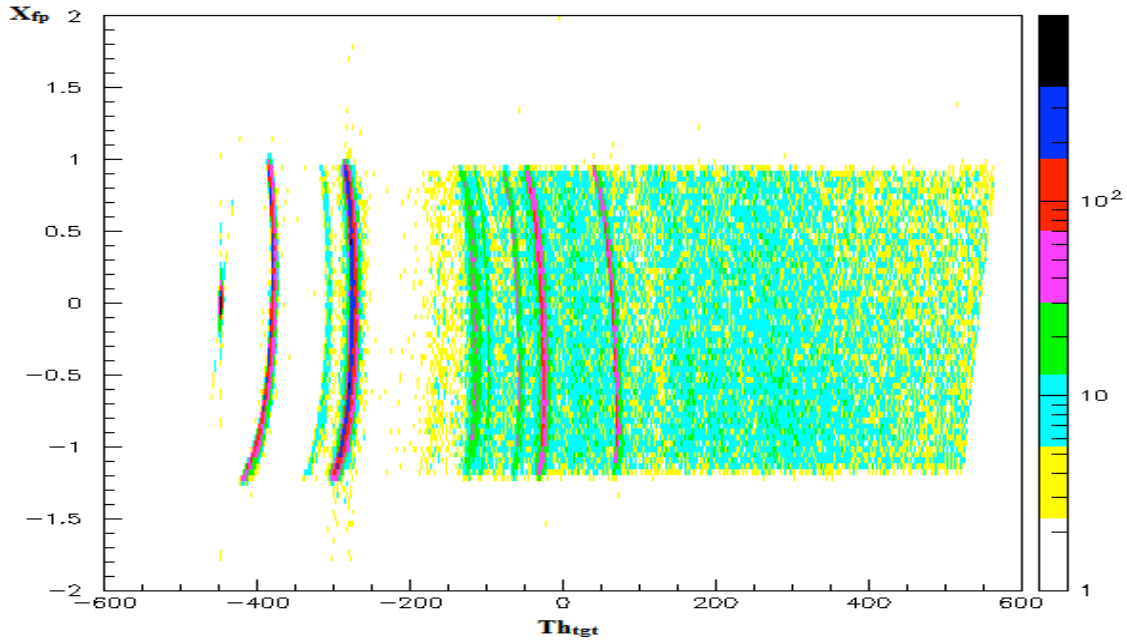


Şekil 4.3: Açı kalibrasyonundan önce $X_{fp} - Th_{fp}$ histogramı.

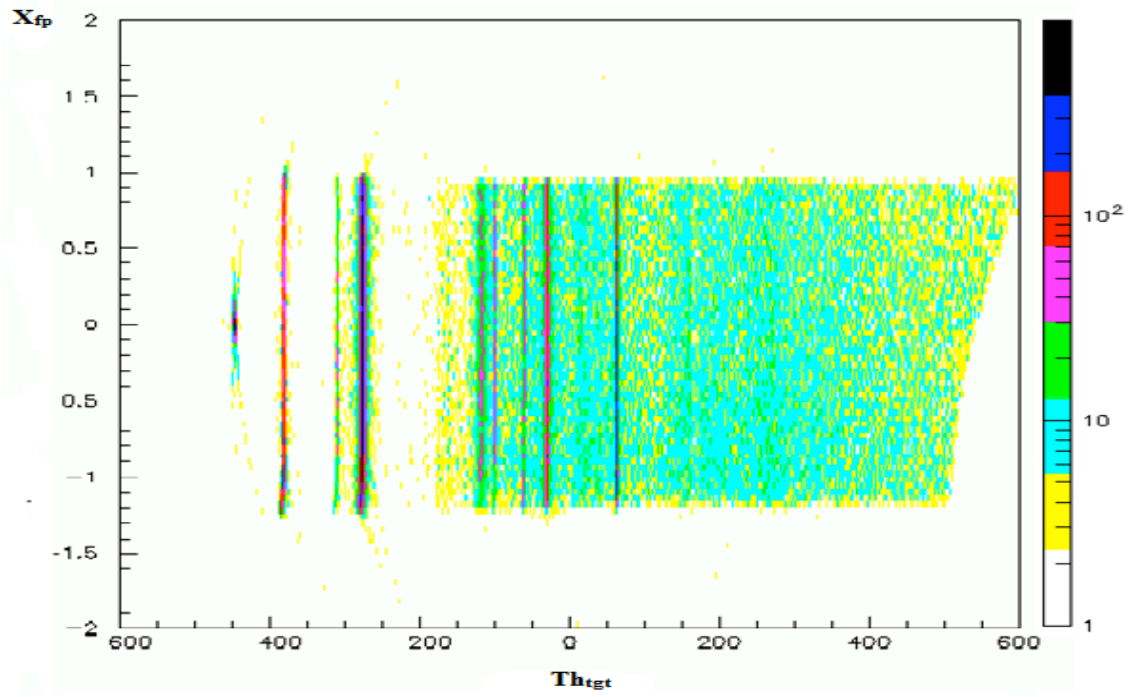
4.1.2 Odak Düzleminde Yüksek Dereceden Bozuklukların Düzeltilmesi

Grand Raiden spektrometresindeki dipol magnetlerin 1.7 T değerindeki manyetik alan altında gösterdikleri doygunluk (saturation) ek bozukluklara sebep olur. Bu ikinci

dereceden bozukluklar, açı kalibrasyon ile birinci dereceden bozuklukların düzeltilmesi yapılsa bile rezolüsyonun istenilen mertebeye gelememesine neden olur. Şekil 4.4'te $^{13}C(^{3}He,t)^{13}N$ reaksiyonu sonucunda gerçekleşen X_{fp} – Th_{tgt} histogramı görülmektedir. Şekilde de görülen sapmaların analiz programı ile düzeltilmesi gerekmektedir. Eğer düzeltme yapılmadan bu histograın X_{fp} üzerindeki izdüşümü alınırsa rezolüsyonun kötüleştiği açık şekilde görülür. Bozuklukların bir kısmı deney sırasında multipol magnetler yardımı ile düzeltilir, ancak kullanılan manyetik alan tam bir düzeltme yapılması için yeterli değildir. Pikler analiz programı ile düzleştirilir. Piklerin düz hale gelmesi sayesinde rezolüsyonda yükseliş görülür [14]. X_{fp}-Th_{tgt} histogramında düzeltmeler yapıldıktan sonraki durum ise Şekil 4.5'de görülmektedir.



Şekil 4.4: $^{13}C(^{3}He,t)^{13}N$ reaksiyonu sonucunda gerçekleşen X_{fp}-Th_{tgt} histogramı



Şekil 4.5: ^{13}N çekirdeğinden elde edilen X_{fp}-Th_{tgt} histogramında düzeltmeler yapıldıktan sonraki sonuç

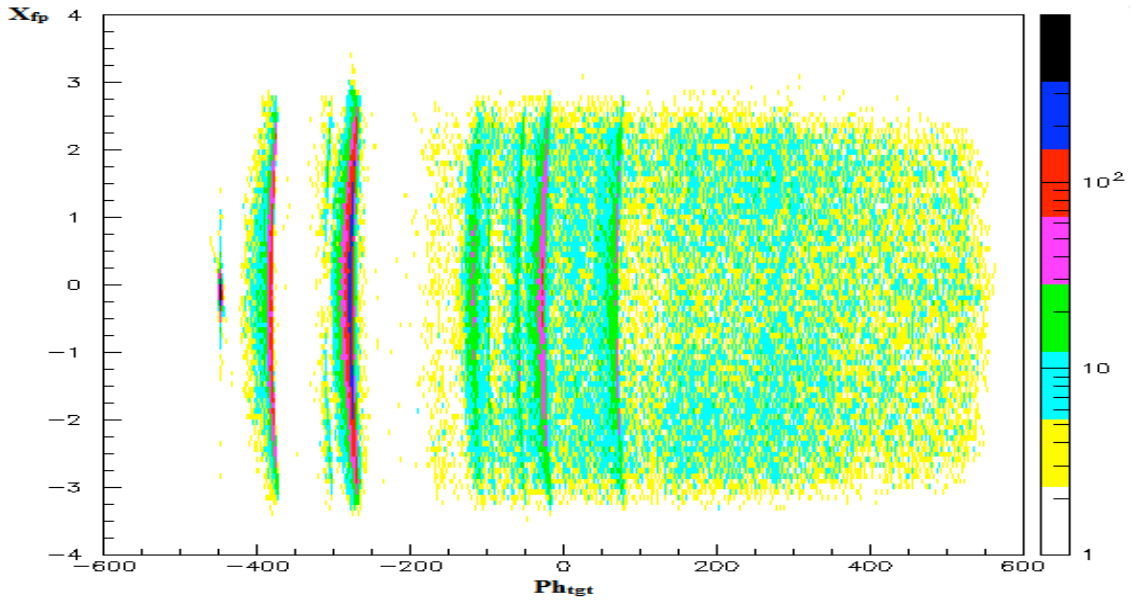
Şekil 4.4'deki histogramın analiz programı kullanılarak düzeltilmesi ve Şekil 4.5'teki histogramın elde edilmesi sırasında düzeltme matrisi b_{ij} denklem 4.1'deki gibi uygulanmıştır. Bu matris ile X_{fp}'e ikinci dereceden, Th_{tgt}'a dördüncü dereceden düzeltme uygulanmıştır.

$$x'_{fp} = x_{fp} + \sum_{i=0}^{2} \sum_{j=1}^{4} b_{ij}\, x^{i}{}_{fp}\, \theta^{j}{}_{tgt} \qquad (4.1)$$

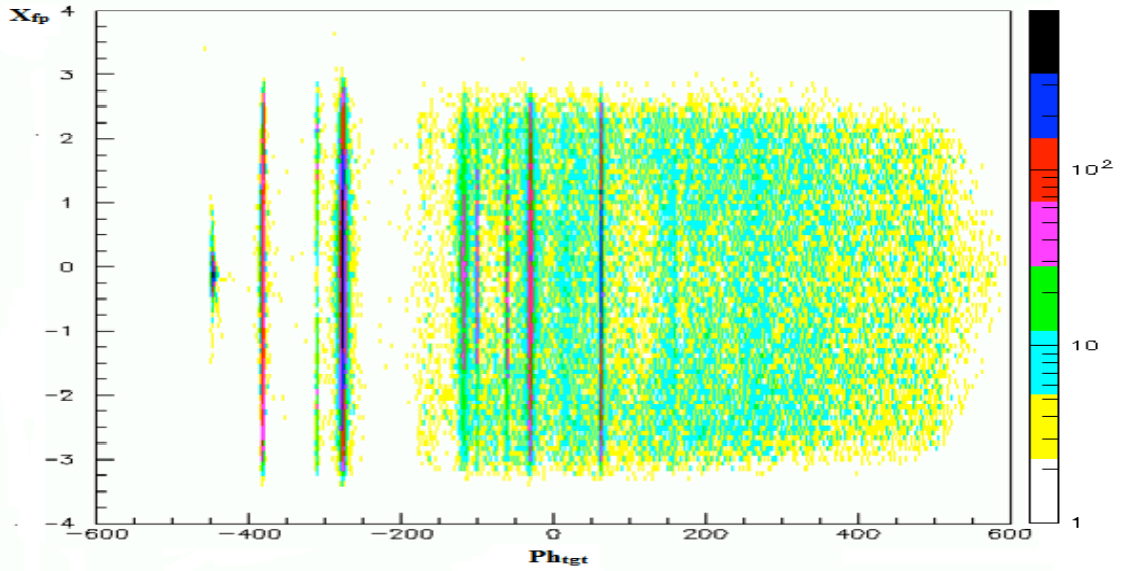
Denklem 4.1'de X_{fp} seviyelerin düzeltme yapılmadan önceki pozisyonunu, X_{fp} ise seviyelerin düzeltme yapıldıktan sonraki pozisyonunu göstermektedir. θ_{tgt}=0 durumunda X_{fp}'deki hiçbir seviyede pozisyon değişikliği olmadığı için denklem 4.1'e j=0 seviyesi dahil edilmemiştir. θ_{tgt} =0 da X_{fp}'e eşit olan X_{fp} değerleri ve farklı seviyeler için θ_{tgt}'ın farklı değerlerinde elde edilen X_{fp} değerlerinin kullanılmasıyla b_{ij} katsayısı elde edilmiştir. Bundan sonraki adımda aynı düzeltmeler X_{fp} – Ph_{tgt} histogramı için de yapılarak rezolüsyon daha da iyi hale getirilmiştir. Bu düzeltme c_{ij} düzeltme matrisi uygulanarak X_{fp} için birinci dereceden, Ph_{tgt} için ikinci dereceden düzeltme yapılmıştır. X_{fp} – Ph_{tgt} histogramı için düzeltme matrisi denklem 4.2'de gösterildiği Şekilde uygulanmıştır.

$$x'_{fp} = x_{fp} + \sum_{i=0}^{1} \sum_{j=1}^{2} c_{ij}\, x^{i}{}_{fp}\, \phi^{j}{}_{tgt} \qquad (4.2)$$

$X_{fp} - Ph_{tgt}$ histogramı için düzeltme yapılmadan önceki durum Şekil 4.6'da, düzeltme yapıldıktan sonraki durum Şekil 4.7'de gösterilmiştir.



Şekil 4.6: ^{13}N çekirdeğinden elde edilen $X_{fp} - Ph_{tgt}$ histogramı için düzeltme yapılmadan önceki durum



Şekil 4.7: ^{13}N çekirdeğinden elde edilen $X_{fp} - Ph_{tgt}$ histogramı için düzeltme yapıldıktan sonraki durum

Bu düzeltmeler sonucunda $^{13}C(^{3}He,t)^{13}N$ reaksiyonu için Θ= 0°-0.5°, 0.5°-0.8°, 0.8°-1.2°, 1.2°-1.6°, 1.6°-2° reaksiyon saçılma açılarındaki yüksek rezülüsyonlu spektrumlar ölçülmüştür [14].

4.1.3 Enerji Kalibrasyonu

$^{13}C(^{3}He,t)^{13}N$ deneyinde uyarılma enerjisi kalibrasyonu yapılırken ^{26}Al çekirdeklerinin uyarılmış enerjileri literatürden referans olarak alınarak bu uyarılmış enerjilere karşılık gelen pozisyonlar belirlenmiştir. Uyarılma enerjisi kalibrasyonu yapılırken RELKIN (RELativistic KINematic) adı verilen bir program kullanlarak kinematik parametreler hesaplanmıştır. Bu program kullanılarak trityum enerji değerleri E_t, çıkan çekirdeğin geri tepme (recoil) enerji değerleri E_{rec} ve yine çıkan çekirdeğin Brho değerleri hesaplanır. Bu hesap incelenmek istenilen reaksiyona, reaksiyon türüne ve reaksiyon enerjisine göre yapılmaktadır. Bu nedenle bu parametreler RELKIN programına parametre olarak girilmiştir. İncelenen $^{13}C(^{3}He,t)^{13}N$ reaksiyonunda reaksiyon türü ($^{3}He,t$), reaksiyon enerjisi 420 MeV, çıkan parçacığın laboratuar saçılma açısı 0^{o} olarak programa girilmiştir. Bunun yanı sıra çıkan çekirdeğin yani ^{13}N'in literatürden bilinen uyarılma enerjileri de hesaplama sırasında kullanılmıştır. Böylece bu çekirdeğin her bir uyarılma enerjisi için hesaplanmak istenilen parametrelere ulaşılmıştır. Bundan bir sonraki adım TSUBAKI programı kullanılarak başka reaksiyon parametrelerinin hesaplanmasıdır. Bu program sayesinde ($^{3}He,t$) reaksiyonu sonucunda saçılan parçacıkların yani trityumların enerjileri hesaplanmıştır. Bu hesaplamaların yapılabilmesi için incelenen çekirdeğin reaksiyon tipi, reaksiyon enerjisi, saçılma açısı parametre olarak programa girilmektedir. RELKIN ve TSUBAKI programları ile elde edilen parametreler kullanılarak ^{13}N çekirdeğinin uyarılma enerjileri hesaplanmıştır. Bu hesabın adımları denklem (4.3), (4.4), (4.5), (4.6)'da gösterilmiştir. İlk olarak trityumların momentumları hesaplanarak elde dilen sonuçtan trityumların enerjileri hesaplanmış, trityumların enerjisinden geri tepme enerjisi hesaplanarak ^{13}N çekirdeğinin uyarılma enerjisine ulaşılmıştır. Denklem (4.3)'de trityum momenti hesaplanırken kullanılan parametreler incelenilen reaksiyon için sabit değerler olup TSUBAKI programı kullanılarak hesaplanmıştır.

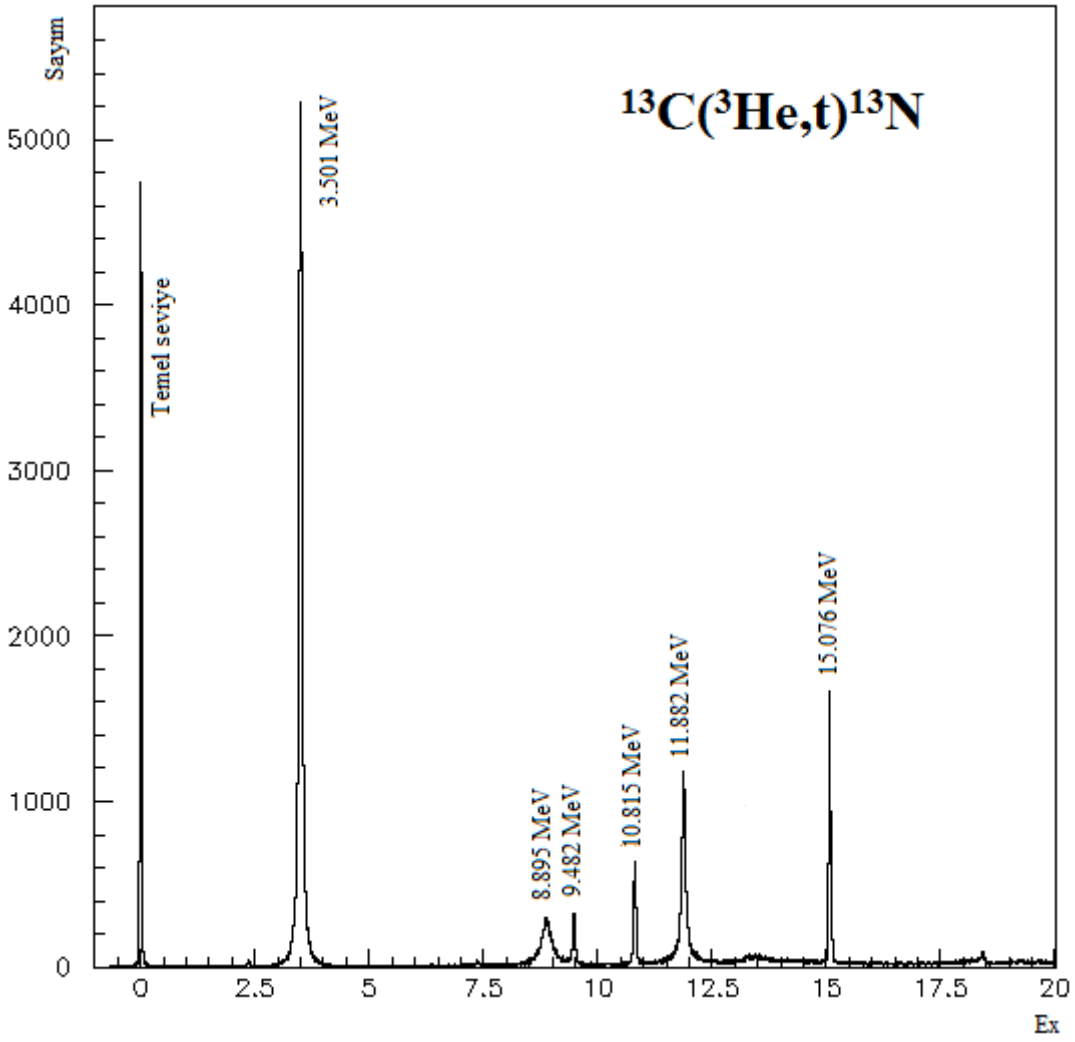
$$P_t = 1561.56 - 0.0710813 \cdot X_{fp} - 0.00000457705 \cdot X_{fp}^{\,2} \qquad (4.3)$$

$$E_t = \sqrt{P_t^2 + m_t^{\,2}} - m_t \tag{4.4}$$

$$E_{rec} = par_{rec0} + par_{rec1} \cdot E_t + par_{rec2} \cdot E_t^{\,2} \tag{4.5}$$

$$E_x = E_{hüzme} - E_t - E_{rec} + Q \tag{4.6}$$

Bu hesaplamaların sonucunda elde edilen ^{13}N spektrumu Şekil 4.8'de gösterilmiştir.



Şekil: 4.8 ^{13}N çekirdeğinin ^{13}C(^{3}He,t)^{13}N reaksiyonu sonucunda ulaşılan uyarılma enerjisi-sayım grafiği.

4.1.4 Piklerin Tespit Edilmesi

Farklı reaksiyonlar sonucunda oluşan parçacıklar manyetik spektrometre içerisinde farklı ortalama yarıçapına sahip olurlar. Bu farklılığın nedeni parçacıkların farklı enerjiye yani farklı momentuma sahip olmalarıdır. Spektrometredeki sabit B manyetik

alanı içerisindeki parçacıklar üzerine etkiyen Lorentz ve merkezcil kuvvetleri birbirini dengeleyeceği için denklem 4.7'de gösterilen eşitlik geçerli olacaktır:

$$m\frac{v^2}{\rho} = qvB \rightarrow B\rho = \frac{mv}{q} \tag{4.7}$$

bu eşitlikte m parçacığın kütlesini, q atomik yükünü ve υ hızını temsil etmektedir. Denklem 4.7'de aynı $m\upsilon/q$ değerine sahip parçacıkların aynı ρ değerine sahip olacakları sonucu çıkmaktadır. (^{3}He,t) ile yapılan CE reaksiyonlarında odak düzleminde detekte edilmek istenen trityumlar olduğu için bu tez çalışmasında incelenen ^{13}C(^{3}He,t)^{13}N reaksiyonunun deneyi sırasında B manyetik alanı bu parçacıkların odak düzlemine ulaşmasını sağlayacak şekilde ayarlanmıştır. Hedefte atomik yük değişim reaksiyonu nedeni ile oluşan ^{3}He$^+$ parçacıkları trityumla ile aynı $m\upsilon/q$ değerine sahiptirler [14].

Trityum ve ^{3}He$^+$ parçacıklarının belirlenmesi (particle identification), odak düzleminde bulunan iki plastik sintilatörde (PS1 ve PS2) parçacıkların kaybettikleri enerjilerin kıyaslanması yani bu sintilatördeki enerji kayıplarının farkı ile yapılır. Yüklü bir parçacığın sintilatör içerisinde kaybettiği enerji denklem 4.8'de gösterilen Bethe formülü ile hesaplanır [14]:

$$\Delta E = -\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} NB \tag{4.8}$$

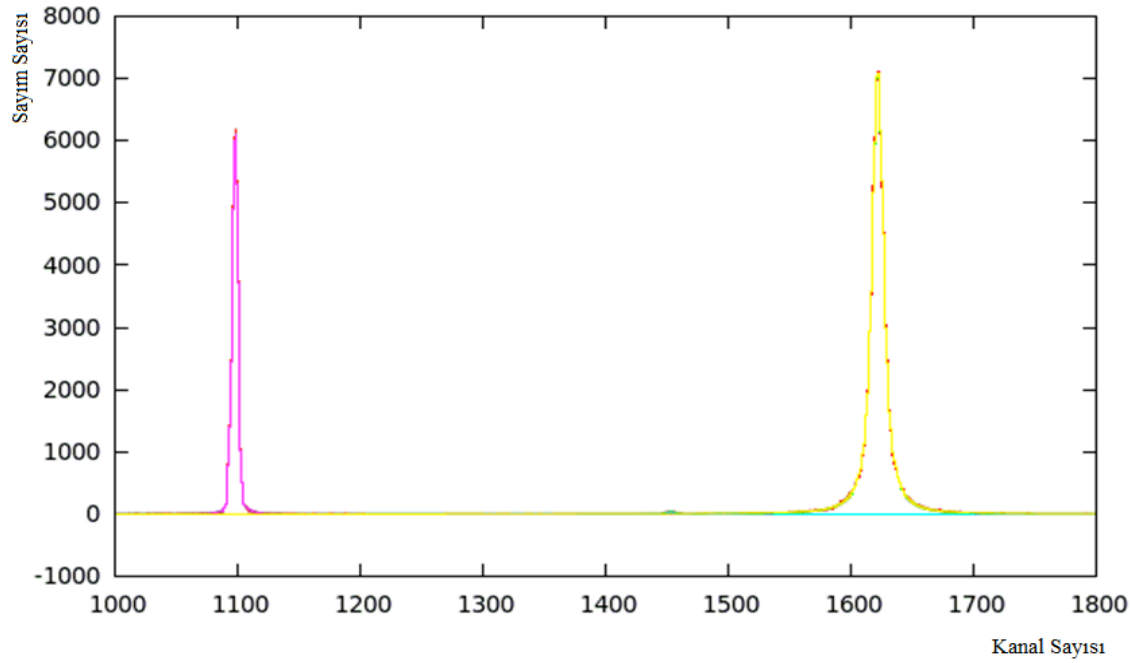
Burada υ gelen parçacığın hızı, ze yükü, m ise kütlesidir. N sintilatör malzemesinin birim hacimindeki atom sayısı, Z ise sintilatör malzemesinin atom numarasıdır.

Her bir sintilatöre yüklü parçacıkların çarpması ile oluşan sintilasyon fotonları, sintilatörün her iki tarafında bulunan foto çoğaltıcı tüpler ile detekte edilirler. Bu fotonlar foto çoğaltıcı tüpe ulaşıncaya kadar sintilasyon malzemesinde absopsiyona uğrayacakları için foton şiddeti pozisyonun fonksiyonu olarak değişir. Bu değişim denklem 4.9'da gösterilmiştir:

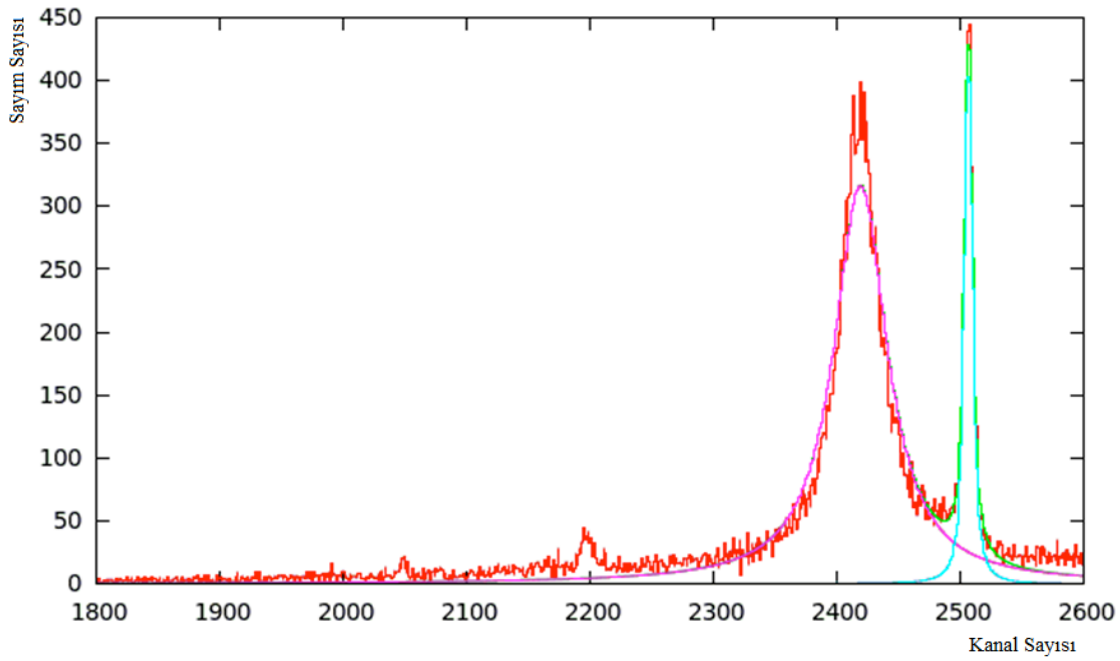
$$I(x) = I_0 \exp(-\frac{x}{l}) \tag{4.9}$$

bu denklemde I_o ilk foton şiddeti, l ise malzemede foton şiddetinin azaldığı birim uzunluktur.

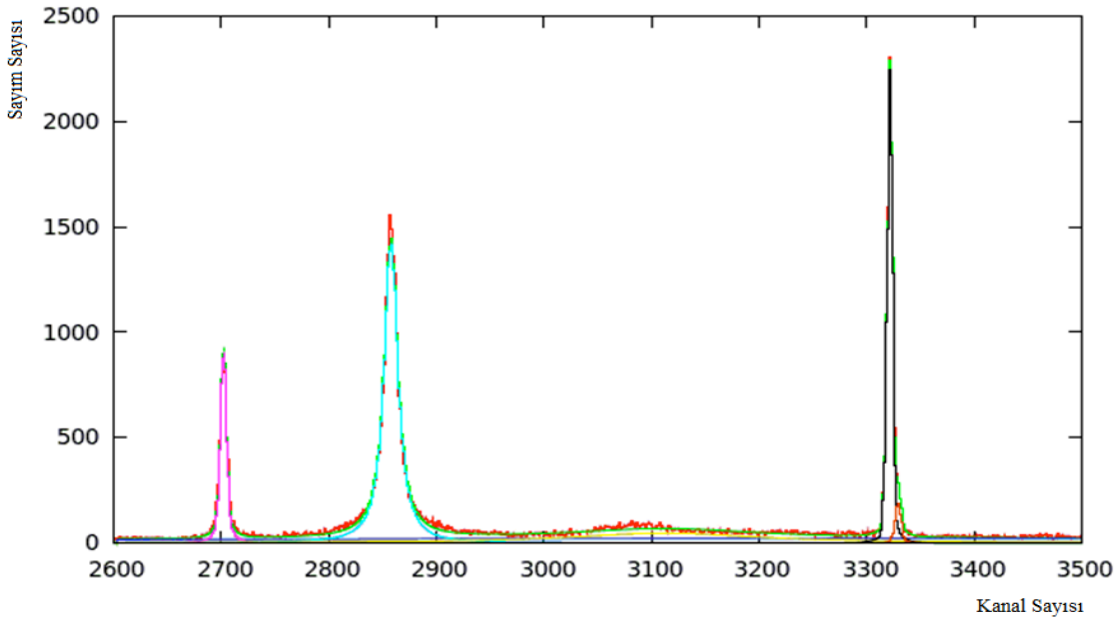
Analiz sırasında piklerin belirlenmesi için sfit programı kullanılmıştır. Bu program sayesinde kanala karşılık sayımın gösterildiği spektrum elde edilebilmiştir. Piklerin fit edilebilmesi için ^{13}N çekirdeğinin enerji spektrumundan bir referans piki seçilmiştir. Bu seçim yapılırken seçilecek pikin diğer piklerden ayrılmış ve yeterli sayım miktarına ulaşmış olduğu göz önünde bulundurulmuştur. Bu şartlar göz önünde bulundurularak ^{13}N çekirdeğinin enerji spektrumundaki 3.501 MeV enerjili pik seçilmiştir. Daha sonra elde edilen sayıma karşı kanal sayısının gösterildiği spektrum piklerin pozisyonlarının daha iyi görülebilmesi için üç bölüme ayrılmıştır. Böylece 1000-1800, 1800-2600, 2600-3500 kanal sayıları arasındaki üç bölge incelenmiştir. Bu seçim spektrumda piklerin bulundukları bölgeler göz önünde bulundurularak yapılmıştır. Bu bölümlerde görülen pikler sfit programı ile fit edilerek piklerin konumları, sayımları, genişlikleri bulunmuştur.



Şekil 4.9 :Kanal sayısı 1000-1800 arasında değişen birinci bölgenin sfit sonucunda elde edilmiş sayım sayısına karşılık kanal sayısı spektrumu. Pembe ve sarı çizgiler piklerin ayrı ayrı fit edilmesi ile oluşmuştur.



Şekil 4.10 :Kanal sayısı 1800-2600 arasında değişen ikinci bölgenin sfit sonucunda elde edilmiş sayım sayısına karşılık kanal sayısı spektrumu. Spektrumun bu bölgesinde piklerin ayrı ayrı fit edilişi daha net görülmektedir. 1800-2600 kanalları arasında tespit edilen piklerin fit edilmesi pembe ve mavi çizgiler ile gösterilmiştir.



Şekil 4.11 :Kanal sayısı 2600-3500 arasında değişen üçüncü bölgenin sfit sonucunda elde edilmiş sayım sayısına karşılık kanal sayısı spektrumu. Spektrumun bu bölgesinde ise üç ayrı pik tespit edilerek fit edilmiş olup, bunlar pembe, mavi ve siyah çizgiler ile gösterilmişlerdir.

4.2 B(GT-) DEĞERLERİNİN ÇIKARILMASI

4.2.1 DWBA (Distorted Wave Born Approximation) Hesaplaması

Reaksiyon enerjisi yaklaşık olarak nükleon başına 140 MeV olan ve 0^o'de gerçekleştirilen yük değişim reaksiyonlarında GT geçişlerinin tesir kesitleri ile B(GT) değerleri arasında bir orantılılık bulunduğu önceki bölümlerde açıklanmıştır **[**14**]** :

$$\frac{d\sigma_{GT}}{d\Omega}(0^0) \cong K_{GT} N_{GT} \left|J_{\sigma\tau}(0)\right|^2 B(GT) \tag{4.10}$$

$$\cong \hat{\sigma}_{GT}(0^0) B(GT) \tag{4.11}$$

Burada K_{GT} ve N_{GT} sırası ile kinematik ve bozulma faktörleridir. $J_{\sigma\tau}(0)$ ise momentum transferinin q=0 oldugu durumda efektif etkileşme $V_{\sigma\tau}\sigma\tau$'nun hacim integralidir.

$\hat{\sigma}_{GT}(0^o)$, GT geçişlerinin birim tesir kesitidir.

Denklem 4.10'a benzer bir ilişki izobarik analog seviyelere yapılan Fermi geçişleri için de bulunmaktadır:

$$\frac{d\sigma_F}{d\Omega}(0^0) \cong K_F N_F \left|J_\tau(0)\right|^2 B(F) \tag{4.12}$$

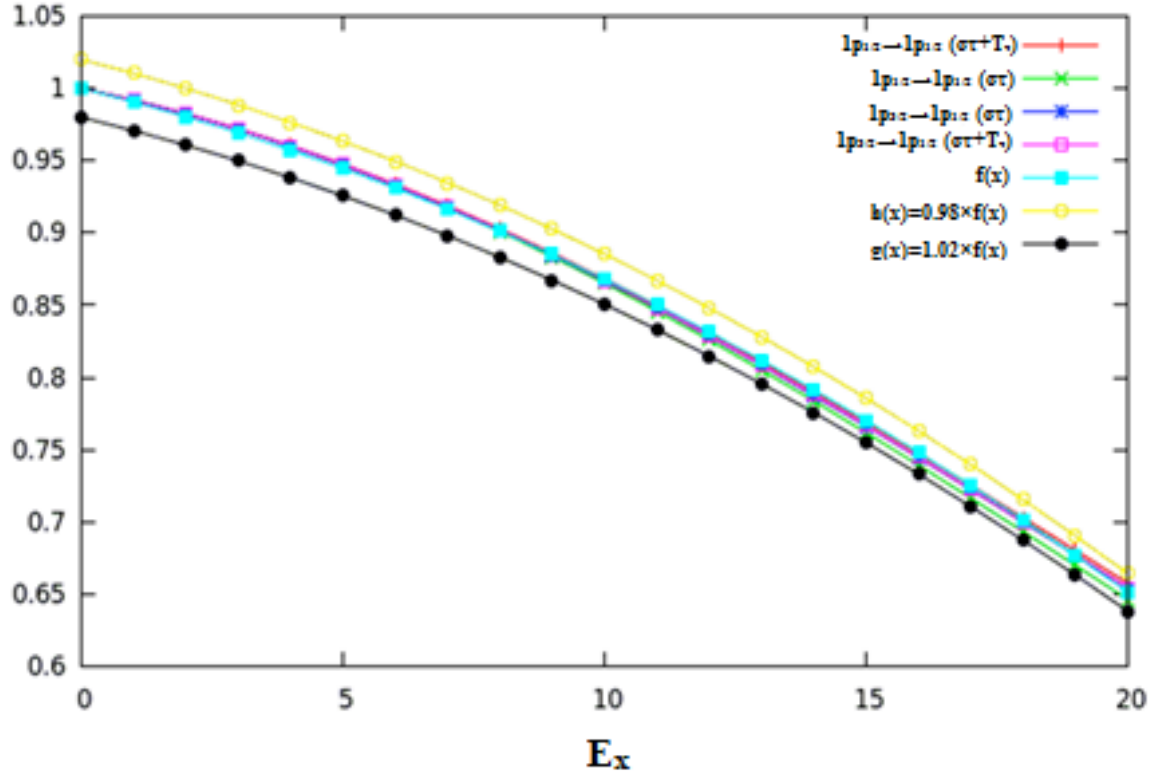
$$\cong \hat{\sigma}_F(0^0) B(F) \tag{4.13}$$

Burada K_F ve N_F sırası ile kinematik ve bozulma faktörleridir. $J_\tau(0)$ ise momentum transferinin q =0 olduğu durumda efektif etkileşme V_τ'nun hacim integralidir. $\hat{\sigma}_F(0^o)$, izobarik analog seviyelere yapılan geçişlerin birim tesir kesitidir.

Denklem 4.10'da gösterilen $K_{GT}N_{GT}$ terimi uyarılma enerjisi ile aşamalı olarak değişmektedir. Değişime neden olan bu etkiyi belirleyebilmek için DW81 kodlu distorted wave Born approximation (DWBA) hesaplaması yapılmıştır [10]. Bu hesaplama yapılırken ^{13}C için optik potansiyel parametreleri ve nükleon başına 150 MeV gelen hüzme enerjisi kullanılmıştır [28].

$^{13}C(^{3}He,t)^{13}N$ reaksiyonunda gözlemlenen GT geçişleri için yapılan bu hesaplama $p_{1/2}\rightarrow p_{1/2}$ ve $p_{3/2}\rightarrow p_{1/2}$ konfigürasyonları varsayılarak yapılmıştır. Çıkan trityumların kanalları için optik parametreleri değiştirmeye gerek duyulmayıp kuyu derinliği 0.85 ile çarpılmıştır.

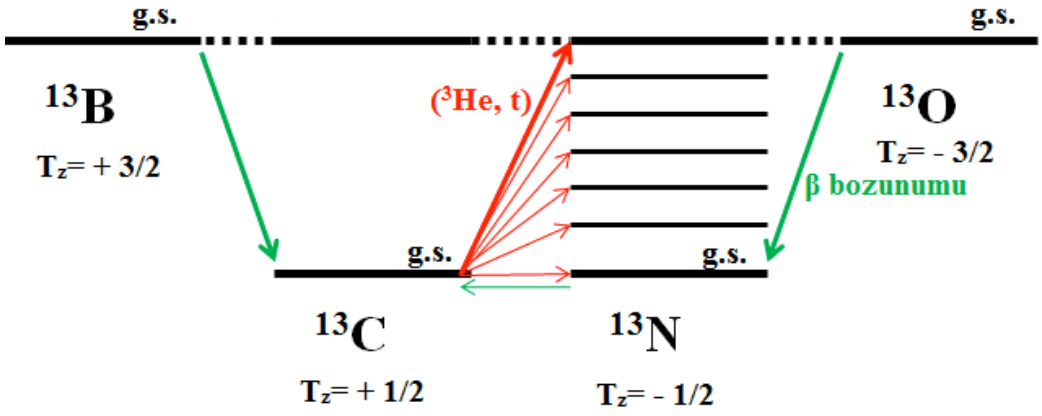
Uyarılma enerjisinin fonksiyonu olarak hesaplanan tesir kesitleri Şekil 4.12'de gösterilmiştir. Bu tesir kesitleri uyarılma enerjisinin 0'dan 20 MeV'ye artırılmasıyla hesaplanmış ve uyarılma enerjisi değerinin bu değişiminde hesaplanan tesir kesitlerinde yaklaşık %15'lik bir azalma görülmüştür.



Şekil 4.12: ^{13}N çekirdeği için hesaplanan tesir kesitinin uyarılma enerjisinin bir fonksiyonu olarak gösterimi.

4.2.2 Birim Tesir Kesitinin Elde Edilmesi

$B(GT^{-})$ değerlerini bulabilmemiz için, $\hat{\sigma}_{GT^-}$ birim tesir kesiti değerlerini bilmemiz gerekir. $\hat{\sigma}_{GT^-}$ birim tesir kesitlerini elde etmenin en iyi yolu, $T_z=\pm3/2\rightarrow\pm1/2$ geçişinin görüldüğü analog $GT^{\pm}$ geçişlerinin aynı $B(GT^{\pm})$ değerine sahip olduğu düşünülen ve β^{+} bozunumu deneylerinden elde edilen $B(GT^{+})$ değerlerini kullanmaktır. Bu durum A=13 olan ^{13}B, ^{13}C, ^{13}N ve ^{13}O çekirdekleri için Şekil 4.13'te gösterilmiştir.



Şekil 4.14 : T_z= ±3/2 ve ±1/2 çekirdeklerinin izospin simetri geçişleri.

Şekil 4.13'te kırmızı ^{13}C'un temel seviyesinden ^{13}N'in temel seviyesine olan geçişler, (^{3}He,t) yük değişim reaksiyonu yapılarak elde edilen GT geçişleridir. ^{13}B'un temel seviyesinden ^{13}C'un temel seviyesine ve ^{13}O'nun temel seviyesinden ^{13}N'in temel seviyesine doğru gerçekleşen geçişler beta bozunumu yolu ile elde edilmiştir [29].

4.2.3 Elde Edilen B(GT) Değerleri ve Parçacık Bozunum Genişlikleri

^{13}C(^{3}He,t)^{13}N reaksiyonundan elde edilen B(GT) değerleri Tablo 4.1'de gösterilmiştir. β^+ bozunumlarından elde edilen standart B(GT) değerini, β^+ bozunumlarına zıt yönde gerçekleşen CE reaksiyonunda ^{13}C çekirdeğinin temel enerji seviyesinden ^{13}N çekirdeğinin enerji seviyelerine gerçekleşen geçişlerin reaksiyon tesir kesitleri arasındaki orantılılık ilişkisi kullanılarak bu geçişlerin B(GT) değerleri elde edilmiştir.

Data analizi sonucunda elde edilen ^{13}N çekirdeğinin enerji spektrumunda temel seviye piki dışındaki piklerde proton bozunumundan gelen pik genişliği olduğu görülmüştür. Bunun nedeni ^{13}N çekirdeği için 1.944 MeV enerji değerine sahip olan proton ayrılma enerjisidir. Temel seviyeden sonraki ilk uyarılmış enerji piki 3.5 MeV olduğu için bu ve bundan sonraki piklerde deneysel nedenlerden dolayı oluşan genişliğin yanı sıra parçacık bozunumundan gelen pik genişliği de vardır. ^{13}N çekirdeğinin bazı enerji değerleri için bulunan pik genişlikleri Tablo 4.2'de verilmiştir.

Tablo 4.1: $^{13}C(^{3}He,t)^{13}N$ reaksiyonunda belirlenen B(GT) değerleri

$^{13}C(^{3}He,t)^{13}N$				
$J_i^{\pi} \rightarrow J_f^{\pi}$	E_x^* (MeV)[19]	E_x (MeV)	Sayım	B(GT)
$1/2^+ \rightarrow 1/2^-$	0.000	-0.002	23388.7(401.07)	0.260(8)
$1/2^+ \rightarrow 3/2^-$	3.502	3.501	117703.17(2910.9)	1.300(32)
$1/2^+ \rightarrow 1/2^-$	8.918	8.895	27548.33(2961.1)	0.303(32)
$1/2^+ \rightarrow 3/2^-$	9.476	9.482	5210.11(362.89)	0.057(4)
$1/2^+ \rightarrow 1/2^-$	10.833	10.815	9243.22(521.11)	0.102(6)
$1/2^+ \rightarrow 3/2^-$	11.740	11.882	39571.10(1939.79)	0.440(21)
$1/2^+ \rightarrow 3/2^-$	15.064	15.076	20257.9(548.66)	0.2330(2)

Tablo 4.2: ^{13}N çekirdeğinin enerji spektrumunda görülen pik genişlikleri

$^{13}C(^{3}He,t)^{13}N$			
Tez Çalışması		**Literatür [19]**	
E_x (MeV)	Pik genişliği (keV)	E_x (MeV)	Pik genişliği (keV)
3.502	62	3.501	61.32
8.918	230	8.895	185.6
9.476	30	9.482	42.8
10.833	-	10.815	28.56
11.740	230	11.882	90.8

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu tez çalışmasında, Japonya'da bulunan Osaka Üniversitesi RCNP laboratuarında orta enerjili ^{3}He hüzmesi kullanılarak gerçekleştirilen ^{13}C(^{3}He,t)^{13}N CE reaksiyonundan elde edilen veriler kullanılarak izospini T_z=+1/2 olan ^{13}N çekirdeğinin B(GT) değerleri ve pik genişlikleri elde edilmiştir.

^{13}C(^{3}He,t)^{13}N reaksiyonu, nükleon başına yaklaşık olarak 140 MeV enerji değerindeki hüzme ile gerçekleştirilmiş ve deney sonrası elde edilen data RCNP laboratuarında gerçekleştirilen data analiz programları ile yapılmıştır. Yapılan analizler sonucunda yaklaşık olarak 35 MeV değerinde rezolüsyon elde edilmiş, bu sayede ^{13}N çekirdeğinin enerji spektrumundaki enerji pikleri ayrı ayrı görülebilmiştir.

Data analizi sonucunda elde edilen ^{13}N çekirdeğinin enerji spektrumunda J^{π}=1/2^{-} temel seviye piki literatürdeki değerine göre 0.002 MeV farkla elde edilmiştir. ^{13}N çekirdeğinin uyarılmış enerjileri ise sırasıyla 3.501 MeV (J^{π} =1/2^{-}), 8.895 MeV (J^{π} =1/2^{-}), 9.482 MeV (J^{π} =3/2^{-}), 10.815 MeV (J^{π} =1/2^{-}), 11.882 MeV (J^{π} =3/2^{-}), 15.076 (J^{π} =3/2^{-}) olarak bulunmuştur.

^{13}N çekirdeğine ait B(GT) değerleri, nükleon başına yaklaşık 140 MeV enerjili hüzme kullanılarak yapılan ^{13}C(^{3}He,t)^{13}N CE reaksiyonundan elde edilen tesir kesitleri ile ^{13}B çekirdeğinin temel seviyesinden ^{13}C çekirdeğinin temel seviyesine ve ^{13}O çekirdeğinin temel seviyesinden ^{13}N çekirdeğinin temel seviyesine gerçekleşen β bozunumlarından elde edilen standart B(GT) değeri arasındaki orantılılıktan yararlanılarak elde edilmiştir. Elde edilen sonuçlar Tablo 4.1'de gösterilmiştir.

Elde edilen B(GT) değerlerinin yanı sıra reaksiyon sonucunda ortaya çıkan ^{13}N çekirdeğinin 1.944 MeV değerindeki S_p enerjisinden dolayı bu enerjiden daha büyük uyarılmış enerji seviyelerine ait piklerde proton bozunumundan kaynaklanan pik

genişlikleri tespit edilmiştir. Bulunan bu değerler literatür değerleri [19] ile kıyaslanmıştır. Sonuçlar Tablo 4.2'de görülmektedir.

Günümüzde çekirdeklerin nükleer yapı çalışmalarında kullanılan modern yöntemlerden bir tanesi de NCSM (No Core Shell Model) hesaplamalarıdır. Ancak bu hesaplamalar topluluk yapısına sahip seviyeleri oluşturmakta yetersiz kalmaktadırlar. ^{13}C çekirdeğinin temel seviyesinden ^{13}N çekirdeğinin uyarılmış seviyelerine doğru gerçekleşen GT geçişlerini hesaplamak için de 2007 yılında NCSM hesaplamaları yapılmıştır [30]. Bu çalışma sonucunda elde edilen B(GT) değerleri Tablo 5.1'de gösterilmektedir.

Tablo 5.1: ^{13}C çekirdeğinin temel seviyesinden ^{13}N çekirdeğinin uyarılmış enerji seviyelerine gerçekleşen GT geçişlerinin deneysel ve NCSM hesaplamaları ile elde edilmiş B(GT) değerlerinin karşılaştırılması

E_x(MeV)	Deneysel Sonuçlar	NCSM sonuçları [30]
0.000	0.20(2)	0.328
3.502	1.06(8)	2.155
9.476	0.19(2)	0.151

Bazı enerji seviyelerinin NCSM hesaplamaları ile görülememesi bu seviyelerin nükleer yapısının topluluk yapısına benzer yapıda olduğuna dair bize ipucu vermektedir. Bir başka ip ucu bize bu enerji seviyelerinin zayıf şekilde uyarılmış olmalarıdır. Çünkü $\sigma\tau$ operatörü farklı uzaysal şekle sahip seviyeler arasında geçiş şiddetli geçişler olmasına izin vermez. Alfa-topluluk yapıları çekirdek içerisinde en sık rastlanan topluluk yapılarıdır.

Alfa topluluğu seviyelerinin alfa bozunumu eşik enerjilerinin civarında ortaya çıkması beklenir. En bilinen alfa topluluğu seviyesi ^{12}C'de bulunan $J^{\pi}=0^{+}$ değerine sahip 7.65 MeV enerjili Hoyle seviyesidir. Bu seviye üç alfa eşik enerjisinin hemen üzerinde yer alır ve NCSM hesaplamaları bu seviyeyi hesaplamak için yetersiz kalır. ^{13}C çekirdeğinde ise fazladan bir nötronun ^{12}C'da bulunan Hoyle seviyesi ile etkileştiği düşünülmektedir. (^{3}He,t) reaksiyonlarının kullanıldığı deneylerde GT seviyeleri uzaysal bileşeni bulunmayan $\sigma\tau$ operatörleri tarafından uyarıldığı için anne çekirdeğin temel seviyesinden farklı nükleer yapıya sahip alfa topluluğu seviyelerini uyarmak mümkün değildir. Ancak reaksiyonların operatörlerinin dalga fonksiyonlarında uzaysal bileşene

sahip dalga fonksiyonlarından çok küçük de olsa katkılar bulunabileceği için enerji spektrumunda çok zayıf da olsa farklı nükleer şekle sahip seviyeler görmek mümkün olabilmektedir. Bu nedenle $^{13}C(^{3}He,t)^{13}N$ reaksiyonu sonucunda elde edilmiş uyarılmış enerji spektrumunda görülen zayıf şekilde uyarılmış seviyeler bu seviyelerin topluluğu yapısına sahip olduklarının birer kanıtı olabilirler.

KAYNAKLAR

1. MEHDI, S.S., GUPTA, V.K., 1979, Coulomb energy of ^{3}He and charge-symmetry breaking in nuclear forces, *Pramana*, 13 (6), 667-672.
2. PINEDO, G.M., 2008, Weak interaction processes in core-collapse süpernova, *Nuclear Physics A*, 805, 478c-485c.
3. RAPAPORT, J., SUGARBAKER, E., 1994, Isovector excitations in nuclei, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 44, 109-153.
4. TADDEUCCI, T.N., BRYD, R.C., GOODMAN, C.D., GAARDE, C., LARSEN, J. HOREN, D., RAPAPORT, J., SUGARBAKER, E., 1987, The (p,n) reaction as a probe of beta decay strength, *Nuclear Physics A*, 469, 125-172.
5. SASAMOTO, Y., KAWABATA, T., UESAKA, T., SUDA, K., MAEDA, Y., SAKAGUCHI, S., 2006, Cluster states in ^{13}C nuclei, *Modern Physics Letters A*, 21 (31-33), 2393-2401.
6. KRANE, K.S., 1988, *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley & Sons, Kanada, 978-0-471-80553-3.
7. www.en.wikipedia.org [Ziyaret Tarihi: 20 Haziran 2011].
8. CAKIRLI, R.B., BLAUM, K., CASTEN, R.F., 2010, Indication of a mini-valance Wigner-like energy in heavy nuclei, *Physical Review C,* 82 (061304(R)).
9. BLAUM, K., 2006, High-accuracy mass spectrometry with stored ions, *Physics Reports*, 425, 1-78.
10. CAKIRLI, R.B., BRENNER, D.S., CASTEN, R.F., MILLMAN, E.A., 2005, Proton-neutron interactions and the new atomic masses, *Physical Reviev Letters*, 94, 092501.
11. CASTEN, R.F., 2000, *Nuclear Structure From A Simple Perspective*, Oxford Universty Press, New York, 0-19-850724-0.
12. SATCHLER, G.R., 1980, *Introduction to Nuclear Reactions*, The Macmillan Press, Surrey, 0-333-25907-6.
13. FUJITA, H., 2002, *Isospin Symmetry Structure of Spin-Isospin Excitations in A=58 Nuclei*, Doktora, Osaka Üniversitesi.
14. ADACHI, T., 2007, *High-Resolution Study of Gamow-Teller Transitions in pf-nuclei,* Doktora, Osaka Üniversitesi.
15. FUJIMURA, M., DAITO, I., FUJIMURA, H., AKIMUNE, H., INOMATA, T., IHARA, F., ISHIBASHI, K., 1998, Spin-isospin giant resonances by charge exchange reactions, *Acta Physica Polonica B,* 29, 1-2.
16. FUJIWARA, M., FUJIMURA, H., 2006, Puzzle fort he existance of 3α+N structure in A=13 system, *Modern Physics Letters A,* 21 (31-33) 2411-2417.
17. FURUTACHI, N., KIMURA. M., 2011, Bent three-α linear-chain structure of ^{13}C, *Physical Review C,* 83 (021303(R)).
18. FUJIMURA, H., AKIMUNE, H., DAITO, I., FUJIWARA, M., HARA, K., HARA, K.Y., HARAKEH, M.N., IHARA, F., INOMATA, T., ISHIBASHI, K., ISHIKAWA, T., KAWABATA, T., TAMII, A., TANAKA, M., TOYOKAWA, H., YAMANAKA, T., YOSOI, M., 2004, Nuclear structure of the spin-isospin

excited states in ^{13}N studied via the (^{3}He,t) and (^{3}He,tp) reactions at 450 MeV, *Physical Review C*, 69 (064327).

19. http://www.nndc.bnl.gov/ [Ziyaret Tarihi: 15 Eylül 2011].
20. http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/eng/activities/accelerator.html [Ziyaret Tarihi: 19 Temmuz 2011].
21. HATANAKA, K., 2009, *RCNP cyclotron facility* [online], 11th International Conference on Heavy Ion Accelerator Technology, http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/HIAT2009/talks/tu-09-talk.pdf [Ziyaret Tarihi: 17 Ağustos 2011].
22. HATANAKA, K., FUKUDA, M., KIBAYASHI, M., MORINOBU, S., NAGAYAMA, K., OKAMURA, H., SAITO, T., TAMURA, H., YORITA, T., 2010, *Present status of the RCNP cyclotron facility* [online], Proceedings of IPAC'10, Kyoto, Japan, http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC10/papers/mopeb035.pdf [Ziyaret Tarihi: 10 Eylül 2011].
23. http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/Divisions/acc/acc/rcnp/particle-e.html [Ziyaret Tarihi: 13 Haziran 2011].
24. WAKASA, T., SAKEMI, Y., URAKI, M., NAGAYAMA, K., HATANAKA, K., 2002, Control system fort he two-arm spectrometer system at RCNP, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 489, 379-388.
25. WAKASA, T., HATANAKA, K., FUJITA, Y., BERG, G.P.A., FUJIMURA, H., FUJITA, H., ITOH, M., KAMIYA, J., KAWABATA, K., NORO, T., SAKAGUCHI, H., SHIMBARA, Y., TAKEDA, H., TAMURA, K., UENO, H., UCHIDA, M., URAKI, M., YASUDA, Y., YOSOI, M., 2000, *High resolution WS beam line for Grand Raiden spectrometer*, http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/~annurep/2000/genkou/sec3/wakasa2.pdf [Ziyaret Tarihi: 28 Ekim 2011].
26. SHIMBARA, Y., 2005, *High resolution study of Gamow-Teller transitions by ^{37}Cl(^{3}He,t)^{37}Ar reaction*, Doktora, Osaka University.
27. MATSUBARA, H., 2006, *Study of M1 quenching in ^{28}Si by a (p,p') measurement at zero-degrees*, Yüksek Lisans, Osaka University.
28. YAMATA, T., UTSUNOMIYA, H., TANAKA, M., NAKAYAMA, S., KOORI, N., TAMII, A., FUJITA, Y., KATORI, K., INOUE, M., FUJIWARA, M., OGATA, H., Elastic scattering of ^{3}He particles at 450 MeV, 1995, *Nuclear Physics A*, 589, 425-434.
29. www.nndc.bnl.gov/logft [Ziyaret Tarihi: 16 Kasım 2011].
30. NAVRATIL, P., GUEORGUIEV, V.G., VARY, J.P., ORMAND, W.E., NOGGA, A., 2007, Structure of A=10-13 nuclei with two-plus three-nucleon ınteractions from chiral effevtive field theory, *Physical Review Letters,* 99, 042501.

ÖZGEÇMİŞ

Bengü Bilgier 1987 yılında Mersin'de doğdu. İlköğretim ve liseyi Mersin'de tamamladı. 2005 yılında İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünü kazandı. 2009 yılında lisans öğrenimini tamamladı. Lisans öğreniminin ardından 2009 yılında İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Nükleer Fizik Anabilim Dalında yüksek lisans öğrenimine başladı. Yüksek Lisans çalışmaları için Osaka Üniversitesi RCNP Araştırma Merkezi Deneysel Nükleer Fizik Grubundan Prof. Dr. Yositaka Fujita'yla bilimsel çalışmalar yaptı. Yüksek Lisans tez çalışmalarının yanında Caen-Fransa'da bulunan GANIL'de, Cenevre-İsviçre'de bulunan CERN'de ve RCNP Araştırma Merkezi Nükleer Fizik grup elemanlarıyla çeşitli deneylere katıldı.