



İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**YÜKSEK REZOLÜSYONLU ($^3\text{He,t}$) REAKSİYONU ile
ELDE EDİLEN $+3/2$ İZOSPİNLİ ^{45}Sc ÇEKİRDEĞİNİN
GAMOW-TELLER GEÇİŞLERİNİN İNCELENMESİ**

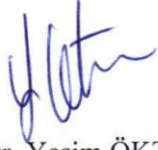
Fizikçi Gülfem SÜSOY
Fizik Anabilim Dalı
Nükleer Fizik Programı

Danışman
Doç. Dr. Yeşim ÖKTEM
İkinci Danışman

İSTANBUL

Bu çalışma 18/06/2010 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Nükleer Fizik programında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi



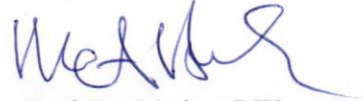
Doç. Dr. Yeşim ÖKTEM
Danışman



Prof. Dr. Baki AKKUŞ



Prof. Dr. Melih BOSTAN



Prof. Dr. Metin ARIK



Yard. Doç. Dr. Ela GANIÖĞLU

ÖNSÖZ

Çalışmamın not için değil, öğrenmek için olduğunu idrak ettiren, her zaman ayaklarımı yere sağlam ve kendimden emin bir şekilde basmam gerektiğini tekrar tekrar bıkmadan hatırlatan, her zaman desteği ile yanımda olan, öğrencisi olmaktan onur duyduğum değerli hocam, Prof. Dr. Baki AKKUŞ'a, sonsuz teşekkür ederim.

Yaptığım çalışmalarda aşmam gereken engelleri en aza indirmemde bana her konuda yardımcı olan, benim için maddi manevi hiçbir fedakarlıktan kaçınmayarak şimdiye kadar sadece resimlerde gördüğüm deney düzenekleriyle çalışma fırsatı yakalamamı sağlayan, yüksek lisans eğitimim boyunca tez danışmanlığımı yürüten sevgili hocam Doç. Dr. Yeşim ÖKTEM'e teşekkürlerimin en büyüğünü iletmek isterim.

Aramızda mesafeler olsa da yüksek lisans tez sürem boyunca beni destekleyen, Osaka Üniversitesi RCNP Araştırma Merkezi'ne davet ederek, nükleer fiziğe bir de onun bakış açısından bakmamı sağlayan ikinci tez danışmanım Prof. Yoshitaka FUJITA'ya çok teşekkür ederim.

Süphesiz ki, bu tezi yazabilecek akademik bilgi ve tecrübe seviyesine gelmemde emeğini ne yapsam ödeyemeyeceğim, hiçbir konuda desteğini benden esirgemeyen, sırf kendimi geliştirmem için adeta benimle savaş veren, "Az hatayla daha çok mutluluk olsun" diyerek beni yönlendiren, fikirlerini ve bilgisini paylaşarak tez çalışmamın son halini almasında yardımcı olan, sevgili hocam Yrd. Doç. Dr. Ela GANİOĞLU'na teşekkürü bir borç bilirim.

İlk yurtdışı deneyimim için elinden geleni yaparak Prof. Yoshitaka FUJITA ve Prof. Berta RUBIO ile çalışma fırsatı yakalamamı sağlayan, bu tez çalışmasını yapabilmeme vesile olan değerli hocam Yard. Doç. Dr. R.Burcu ÇAKIRLI'ya ne kadar teşekkür etsem azdır.

Yüksek lisans dönemim süresince sorularımı hiçbir zaman yanıtsız bırakmayan, sakin tavırlarıyla ve deneyimleriyle yaptığım hataları en aza indirgememi sağlayan değerli hocam Yard. Doç. Dr. Lidya SUSAM'a çok teşekkür ederim.

RCNP Araştırma Merkezinde bulunduğum süre içerisinde analiz ve hesaplamalar konusundaki yardımları ve özellikle de arkadaşlıkları için Dr. Hirohuko FUJITA'ya ve Dr. Atsushi TAMII'ye çok teşekkür ederim. IFIC-CSIC Valencia Üniversitesinden Prof. Berta RUBIO'ya tüm desteklerinden dolayı teşekkür ederim.

Birlikte çalışmaktan çok mutlu olduğum değerli hocalarım, Prof. Dr. Ergun GÜLTEKİN'e, Yard. Doç. Dr. Bayram DEMİR'e, O. Azmi BARUT'a ve çalışma arkadaşlarım Araş. Gör. Levent KÜÇÜK'e, H. Candan KÖZER'e, Araş. Gör. İffet ÇAVDAR'a, Ayşegül ERTOPRAK'a, Bengü BİLGİER'e, Araş. Gör. F. Çağla ÖZTÜRK'e, Duygu TARHAN'a ve Çağıl ÇINAR'a yardımlarından dolayı teşekkür ederim.

Ayrıca çalışmalarım boyunca beni maddi manevi her açıdan destekleyen, bana güvenini asla kaybetmeyen, beni ben yapan babama, anneme ve kardeşlerime çok teşekkür ederim.

Haziran, 2010

Gülfem SÜSOY

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ	i
İÇİNDEKİLER	iii
ŞEKİL LİSTESİ.....	vi
TABLO LİSTESİ	ix
SEMBOL LİSTESİ	x
ÖZETxi
SUMMARY....	.xii
1. GİRİŞ	1
2. GENEL KISIMLAR	4
2.1. GAMOW-TELLER (GT) GEÇİŞİ VE YÜK DEĞİŞİM (CE) REAKSİYONU.....	4
2.2. B(GT) DEĞERİNİN BELİRLENMESİ.....	12
2.2.1. İzobar Çekirdeklerde İzospin Simetri Yapısı ve Analog Geçişler	13
2.2.2. Kütle Numaraları A=26-27 Olan Sistemlerde B(GT ⁺) Değerleri ve Tesir Kesiti Arasındaki Orantılılık	16
2.3. pf-KABUK ÇEKİRDEKLER İÇİN GT GEÇİŞLERİ.....	18
2.3.1. Kuru Çökmüş Süpernova Çekirdeğinde (Core Collapse Supernova) GT Geçişleri	18
2.3.2. pf-Kabuk Çekirdekleri İçin B(GT ⁻) Değerlerinin Ölçümleri	20
3. MALZEME VE YÖNTEM.....	24
3.1. AVF SİKLOTRON PARÇACIK HIZLANDIRICISI	24

3.2. HALKA SİKLOTRON PARÇACIK HIZLANDIRICISI	25
3.3. RCNP ARAŞTIRMA MERKEZİNDE KULLANILAN İYON KAYNAKLARI	26
3.4. HÜZME TAŞINIMI	27
3.4.1 Akromatik Hüzme Taşınımı	29
3.4.2 Dispersiv Hüzme Taşınımı	29
3.5. HEDEF	30
3.6. MANYETİK SPEKTROMETRELER.....	32
3.6.1 LAS Spektrometresi	33
3.6.2 GR Spektrometresi.....	34
3.6.2.1 GR Spektrometresinin İçinde Yer Alan Manyetik Öğeler.....	35
3.7. ODAK DÜZLEMİ (FOCAL PLANE) DETEKTÖRLERİ.....	40
3.7.1 Çok Sarımlı Sürüklenme Odası (MWDC) Detektörleri.....	40
3.7.2. Sintilasyon Detektörleri.....	47
3.8. TRIGGER SİSTEMİ.....	50
3.9. EŞLEŞTİRME TEKNİKLERİ	51
3.10. ZAYIFLATILMIŞ HÜZME (FAINT BEAM) METODU	53
3.11. DÜŞEY YÖNDE ODAKLAMA DIŞI (OFF-FOCUS) MODU	56
3.12. REAKSİYON SAÇILMA AÇISININ BELİRLENMESİ	57
3.13. DENEYSEL ŞARTLAR	58
4. BULGULAR	60
4.1. DATA ANALİZİ	60
4.1.1 Açık Kalibrasyonu	62
4.1.2. $^{45}\text{Sc}(^3\text{He},t)^{45}\text{Ti}$ Reaksiyonunda Yüksek Mertebeli Sapmaların Düzeltilmesi ve Odak Düzlemindeki Kinematikler	63
4.1.3. Enerji Kalibrasyonu.....	67
4.1.4. E_x Uyarılma Enerjileri Kalibrasyonu	68
4.1.5. Piklerin Tespit Edilmesi	70
4.2. B(GT) DEĞERLERİNİN ÇIKARILMASI	72
4.2.1. DWBA (Distorted-Wave Born Approximation) Hesaplaması	72
4.2.2. Birim Tesir Kesitinin Elde Edilmesi.....	74

4.2.3. Elde Edilen B(GT) Güçleri.....	77
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	83
KAYNAKLAR	87
ÖZGEÇMİŞ	91

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1	: Nötron ve protonların açısız momentuma bağılı olarak faz içindeki ve dışındaki titreşimleri sonucu oluşan rezonanslar	5
Şekil 2.2	: Orbital açısız momentumunun farklı değerlerine karşılık gözlenen rezonanslar	6
Şekil 2.3	: Fermi ve GT geçişlerinin gösterimi.....	7
Şekil 2.4	: 200 MeV enerjide 0.20° ve 18.7° arasındaki saçılma açılarında örnek $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ spektrumu	11
Şekil 2.5	: Momentum transferinin sıfır olduğu $V(q=0)$ potansiyel bileşenlerinin reaksiyon enerjisine bağılılığı.....	11
Şekil 2.6	: ^{58}Ni çekirdeğinin, 0° saçılma açısında CE reaksiyonlarına ait enerji spektrumları	13
Şekil 2.7	: Aynı kütle numarasına sahip izospini $T_z = 0, \pm 1$ ve ± 2 çekirdeklerin izospin simetri yapısı.....	14
Şekil 2.8	: $A=26$ olduğu durumlarda izospini $T_z=0$ ve ± 1 olan çekirdekler (^{26}Mg , ^{26}Al ve ^{26}Si) için IAS ler ve B(GT) değerlerinin karşılaştırılması	16
Şekil 2.9	: $A=27$ olduğu durumlarda izospini $T_z=\pm 1/2$ olan çekirdekler (^{27}Al , ^{27}Si) için IAS ler ve B(GT) değerlerinin karşılaştırılması	18
Şekil 2.10	: Süpernova tekarlanımı.....	20
Şekil 2.11	: 9 MeV enerji değerine kadar ^{58}Cu spektrumu.....	21
Şekil 2.12	: ^{58}Cu çekirdeğinin enerji spektrumundan elde edilen B(GT) dağılımları ve bu dağılımların shell-model hesaplamalarından elde edilen sonuçlarla karşılaştırılması	22
Şekil 2.13	: ^{45}Sc çekirdeğinin izospin yapısı	22
Şekil 3.1	: RCNP Araştırma Merkezinden genel görünüş	25
Şekil 3.2	: RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan AVF siklotronu	26
Şekil 3.3	: RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan halka siklotron	26
Şekil 3.4	: WS hüzme taşınımı.....	28
Şekil 3.5	: Akromatik hüzme taşınımı.....	29
Şekil 3.6	: Dispersiv hüzme taşınımı ile hedef pozisyonundaki hüzme görünümü.....	30
Şekil 3.7	: Dispersiv hüzme taşınımı	30
Şekil 3.8	: RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan hedefler	31
Şekil 3.9	: RCNP Araştırma Merkezinde 0° ölçümlerinde kullanılan manyetik spektrometreler	33
Şekil 3.10	: RCNP Araştırma Merkezi 0° de bulunan GR spektrometre açısı	34
Şekil 3.11	: GR spektrometresinde D1 magnetinin içinde yer alan Faraday kap	36
Şekil 3.12	: GR spektrometresinde bulunan saçılma odası	37
Şekil 3.13	: GR spektrometresinde saçılma odasının içinde bulunan hedef tutucu.....	37
Şekil 3.14	: RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan kuadropol magnetler	38

Şekil 3.15	: RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan sextupol magnetler	38
Şekil 3.16	: GR spektrometresinde bulunan D1 ve D2 dipol magnetleri	39
Şekil 3.17	: RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan multipol magnet.....	39
Şekil 3.18	: Odak düzlemi detektörleri.....	40
Şekil 3.19	: Çok Sarımlı Sürüklenme Odası (MWDC) Detektörleri.....	41
Şekil 3.20	: MWDC detektörünün x ve u düzleminin konfigürasyonu	42
Şekil 3.21	: MWDC detektörünün anot algılayıcı tellerinin görünümü	42
Şekil 3.22	: Algılayıcı tellerde oluşan elektrik alan görünümü	43
Şekil 3.23	: TDC çıkış sinyallerinin sürüklenme zamanına bağlı şekli	44
Şekil 3.24	: TDC çıkış sinyallerinin sürüklenme uzunluğu bilgisine karşılık şekli ..	44
Şekil 3.25	: X ve U anot düzlemlerinin koordinatları	45
Şekil 3.26	: x-z, x'-z' koordinatların z' ekseninden üç boyutlu gösterimi.....	46
Şekil 3.27	: Elektronların ortalama uyarılma enerjisinin atom numarasına göre grafiği	49
Şekil 3.28	: $^3\text{He}^+$ ve tritonların parçacık tanımlanması	50
Şekil 3.29	: GR spektrometresinin odak düzlemi sintilatörlerinin trigger sistemi. ..	51
Şekil 3.30	: Hüzme eşleştirme teknikleri	52
Şekil 3.31	: D1 ve D2 magnetlerinin içinde bulunan prizma ve lens sistemi	53
Şekil 3.32	: Odak düzleminde akromatik hüzme taşınım şartı, yatay ve açısız dispersiyon eşleştirmesi uygulandığında oluşan görüntü.	54
Şekil 3.33	: Odak düzleminde akromatik hüzme taşınım şartı ve yatay dispersiyon eşleştirme şartı uygulandığında oluşan görüntü.	55
Şekil 3.34	: Odak düzleminde akromatik hüzme taşınım şartı uygulandığında oluşan görüntü.....	55
Şekil 3.35	: Odak düzleminde hiçbir eşleştirme şartı uygulanmadığı durumda oluşan görüntü.....	55
Şekil 3.36	: Normal odaklama ve odaklama dışı (off-focus) modları	56
Şekil 3.37	: Çok delikli süzgeç (multi-hole slit).	58
Şekil 4.1	: $^{13}\text{CH}_2$ datasında parçacıkların saçılma açılarının yatay bileşeni (Th_{tgt}) için düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen histogram	62
Şekil 4.2	: $^{13}\text{CH}_2$ datasında parçacıkların saçılma açılarının düşey bileşeni (Ph_{tgt}) için düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen histogram	63
Şekil 4.3	: ^{45}Sc datasında software düzeltme parametreleri uygulanmadan önce elde edilen $X_{\text{fp}}-\text{Th}_{\text{tgt}}$ iki boyutlu histogram	64
Şekil 4.4	: ^{45}Sc datasında $X_{\text{fp}}-\text{Th}_{\text{tgt}}$ için software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen histogram	65
Şekil 4.5	: ^{45}Sc datasında software düzeltme parametreleri uygulanmadan önce elde edilen $X_{\text{fp}}-\text{Ph}_{\text{tgt}}$ iki boyutlu histogram.....	66
Şekil 4.6	: ^{45}Sc datasında $X_{\text{fp}}-\text{Ph}_{\text{tgt}}$ için software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen histogram	66
Şekil 4.7	: Mylar datasında software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen $X_{\text{fp}}-\text{Th}_{\text{tgt}}$ histogramı	67
Şekil 4.8	: Mylar datasında software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen $X_{\text{fp}}-\text{Ph}_{\text{tgt}}$ histogramı	67
Şekil 4.9	: $^{45}\text{Sc}(^3\text{He},t)^{45}\text{Ti}$ reaksiyonu sonucu elde edilen enerji spektrumu	69
Şekil 4.10	: ^{45}Ti spektrumunda 2040-2220 kanalları arasında yapılan pik fit işlemi	70

Şekil 4.11	: ^{45}Ti spektrumunda 2240-2460 kanalları arasında yapılan pik fit işlemi	71
Şekil 4.12	: ^{45}Ti spektrumunda 2260-2610 kanalları arasında yapılan pik fit işlemi	71
Şekil 4.13	: ^{45}Ti spektrumunda 2710-2870 kanalları arasında yapılan pik fit işlemi	72
Şekil 4.14	: ^{45}Ti çekirdeği için hesaplanan tesir kesitinin uyarılma enerjisinin bir fonksiyonu olarak gösterimi	74
Şekil 4.15	: $T_z = \pm 1$ ve 0 olan çekirdekler için izospin simetri geçişleri	74
Şekil 4.16	: $T_z = \pm 1/2$ olan çekirdekler için izospin simetri geçişleri	75
Şekil 4.17	: $T_z \rightarrow T_z - 1$ olan çekirdekler arasındaki temel seviye geçişleri	76
Şekil 4.18	: $T_z \rightarrow T_z - 1$ olan $^{45}\text{Sc} \rightarrow ^{45}\text{Ti}$ çekirdekleri arasındaki temel seviye geçişleri	77
Şekil 4.19	: ^{37}Ar ve ^{41}Ca çekirdeklerine ait enerji spektrumu	84
Şekil 4.20	: ^{45}Ti ve ^{47}V çekirdeklerine ait enerji spektrumu	85

TABLO LİSTESİ

Tablo 3.1	: RCNP de kullanılan iyon kaynakları ve kullanıldıkları enerjiler	27
Tablo 3.2	: RCNP de kullanılan GR ve LAS spektrometrelerinin özellikleri	33
Tablo 3.3	: MWDC lerin özellikleri	41
Tablo 3.4	: Genel deneysel şartlar	58
Tablo 4.1	: $^{45}\text{Sc}(^3\text{He},t)^{45}\text{Ti}$ reaksiyonundan belirlenen B(GT) değerleri.....	78

SEMBOL LİSTESİ

B(F)	: Fermi geçişi için indirgenmiş geçiş gücü
f	: Elektron ve nötrino için faz uzayını gösteren bozunma enerjisinin fonksiyonunu
t_{1/2}	: yarı ömür
g_V	: <F> Fermi matrix elementi için çiftlenim sabitini
g_A	: <GT> GT matrix elementi için çiftlenim sabitini
N	: Nötron sayısı
P	: Proton sayısı
L	: Orbital açısal momentum
σ	: Spin operatörü
τ	: İzospin operatörü
στ[±]	: GT geçişlerinin spin-izospin operatörü
T	: İzospin kuantum sayısı
J	: Toplam açısal momentum
T_z	: İzospin değeri
C_{GT}	: Clebsch-Gordan katsayısını
M_{GT}(στ[±])	: İzovektör spin tipli GT matrix elementi
Q	: Reaksiyon oranı
σ_{GT}	: GT birim tesir kesiti
σ_(GT)	: Reaksiyon tesir kesiti
V_{στ}	: GT geçişleri için etkileşme potansiyeli
E_x	: Reaksiyonun uyarılma enerjisi
σ_F	: Fermi birim tesir kesiti
ρ	: Parçacıkların yörünge yarıçapı
F	: Manyetik kuvvet
B	: Manyetik alan
l_{ws}	: MWDC detektörlerinde algılayıcı tellerin mesafesi
L_{DC}	: İki MWDC detektörlerinin arasındaki mesafe
φ	: u düzleminin döndürme açısı
ΔE	: Enerji kaybı
E	: Parçacık enerjisi
m_e	: Elektronun durgun kütlesi
n	: Hedefin elektron yoğunluğu
z	: Parçacık yükü
e	: Elektronun yükü
I	: Hedefin ortalama uyarılma potansiyeli
A	: Kütle numarası
N_A	: Avogadro sayısı
l	: Materyalin inceltirme uzunluğu

ÖZET

YÜKSEK REZOLÜSYONLU ($^3\text{He,t}$) REAKSİYONU ile ELDE EDİLEN $+3/2$ İZOSPİNLİ ^{45}Sc ÇEKİRDEĞİNİN GAMOW-TELLER GEÇİŞLERİNİN İNCELENMESİ

Çekirdeğin içindeki zayıf süreçler arasında, σ -tipi etkileşmelerden kaynaklanan Gamow-Teller (GT) geçişleri oldukça popülerdir. Sadece nükleer fizikte değil aynı zamanda astrofizikte de ilgi çekmektedir; örneğin bu geçişler süpernova kor çökmesinin ilk evresinde önemli bir rol oynar. Bu aşamada, çoğunlukla GT geçişleriyle sürdürülen pf-kabuk çekirdeklerinin elektron yakalama ve β bozunumu önemli rol oynamaktadır. 1980'li yıllarda orta enerjilerde yapılan (p,n) ve (n,p) tipli yük değişim reaksiyonları (Charge-Exchange Reactions (CE)) kullanılarak pf-kabuk çekirdeklerinde B(GT) güçlerinin araştırılmasına başlanmıştır. Bu tür reaksiyonlar GT güç dağılımları hakkında zengin bilgiler sağlamıştır ancak tek geçişler hakkındaki çalışmalar sınırlı enerji rezolüsyonu (~ 300 keV) nedeniyle fakir kalmıştır. Hüzme eşleştirme tekniklerindeki gelişme, 0° saçılma açısında ve orta enerjilerde yapılan ($^3\text{He,t}$) reaksiyonunda ~ 30 keV luk enerji rezolüsyonuna ulaşılmasına olanak sağlamıştır. Bu bir basamak daha iyi rezolüsyonla, daha önce yapılan (p,n) reaksiyonlarında çözümlenememiş GT ve Fermi seviyeleri çalışılabilmektedir. Ayrıca 0° saçılma açısında CE reaksiyonlarında, GT geçişleri için tesir kesitlerinin B(GT) ile orantılı olduğu bilinmektedir. $L=0$ GT geçişleri için iyi orantılılık ispat edilmiştir.

GT geçiş güçlerinin detaylı çalışmaları için, Osaka Üniversitesi Research Center for Nuclear Physics (RCNP) Araştırma Merkezinde, $T_z = (1/2)(N-Z)$ olduğu izospini $T_z = +3/2$ olan ^{45}Sc pf-kabuk çekirdeğinden başlayarak, nükleon başına 140 MeV enerjide 0° deneyi gerçekleştirildi. Deneyde yüksek rezolüsyona ulaşmak için Grand-Raiden (GR) manyetik spektrometresi kullanıldı ve hüzme taşınımı için dispersiyon eşleştirme teknikleri uygulandı. Software analiz programları kullanılarak ^{45}Ti çekirdeğinin açı tanımlamaları ve enerji kalibrasyonları yapıldı. ^{45}Ti spektrumları $\Theta = 0^\circ - 0.5^\circ$, $0.5^\circ - 0.8^\circ$, $0.8^\circ - 1.2^\circ$, $1.2^\circ - 1.6^\circ$, $1.6^\circ - 2^\circ$ açı sınırlaması ile elde edildi. ^{45}Ti spektrumlarında ~ 35 keV luk enerji rezolüsyonu elde edildi ve 8.5 MeV e kadar ayırık seviyeler gözlemlendi. Ayırık piklerin şiddetleri iyi ayrılmış bir pikin şeklinin kullanıldığı bir pik fit programı yardımı kullanılarak elde edildi. $L=0$ GT seviyelerinin tespit edilebilmesi amacıyla açısal dağılımların analizi yapıldı ve 0° -piklerinin seviyeleri seçildi. Uyarılmış seviyenin B(GT) değerleri, tesir kesiti ile ^{45}Ti çekirdeğinin temel seviyesinden ^{45}Sc çekirdeğinin temel seviyesine olan β bozunumlarından elde edilebilen standart B(GT) değeri arasındaki orantılılığın kullanılmasından elde edilebildi.

GT geçiş güçleri ^{45}Sc pf-kabuk çekirdeğinden ^{45}Ti çekirdeğine yüksek rezolüsyonlu ($^3\text{He,t}$) reaksiyonunun kullanılması ile belirlendi ve böylece pf-kabuk çekirdeklerinin nükleer yapı çalışmalarına yeni bilgiler ekleyebildik. Ayrıca elde edilen GT geçiş güçleri astrofiziksel açıdan da önemlidir.

SUMMARY

STUDY of GAMOW-TELLER TRANSITIONS of ^{45}Sc NUCLEUS with $+3/2$ ISOSPIN OBTAINED FROM HIGH-RESOLUTION ($^3\text{He,t}$) REACTION

Among the weak processes in nuclei, Gamow-Teller (GT) transitions, caused by the $\sigma\tau$ -type interaction, are very popular. It is of interest not only in nuclear physics, but also in astrophysics; it plays important roles, for example, in the early stage of the core collapse of supernovae. There, electron capture and β decay of pf-shell nuclei that mainly proceed by GT transitions play important roles. Studies of GT strengths $B(\text{GT})$ in pf-shell nuclei using (p,n) and (n,p) Charge-Exchange (CE) reactions at intermediate energies started in the 1980s. They provided rich information on the overall GT strength distributions but individual transitions were only poorly studied due to their limited energy resolutions of ~ 300 keV. A development in precise beam matching techniques realized an energy resolution of ~ 30 keV in intermediate energy ($^3\text{He,t}$) reactions at 0° . With this one order of magnitude better resolution, GT and Fermi states that were unresolved in the pioneering (p,n) reactions can be studied. It is known that in CE reactions at 0° the cross sections for GT transitions are approximately proportional to $B(\text{GT})$ values. Good proportionality was demonstrated for $L=0$ GT transitions.

In order to study the detail of the GT transition strengths starting from one of the $T_z=3/2$ pf-shell nucleus ^{45}Sc , where $T_z = (1/2)(N-Z)$, performed a 0° experiment at an intermediate energies of 140 MeV/nucleon at the **Research Center for Nuclear Physics (RCNP)** in Osaka University. The magnetic spectrometer **Grand Raiden (GR)** used and the dispersion-matching techniques applied for the beam transportation in order to achieve high resolution at the experiment. By using the software analysis programs angle reconstruction and energy calibrations of ^{45}Ti nucleus were done. ^{45}Ti spectra were obtained with the angle cuts $\Theta = 0^\circ\text{-}0.5^\circ, 0.5^\circ\text{-}0.8^\circ, 0.8^\circ\text{-}1.2^\circ, 1.2^\circ\text{-}1.6^\circ, 1.6^\circ\text{-}2^\circ$. In ^{45}Ti spectra energy resolution of ~ 35 keV was achieved and the discrete states were observed up to 8.5 MeV. The intensities of individual peaks were obtained by applying a peak fitting program using the shape of a well separated peak. In order to identify the $L=0$ GT states, the angular distributions were analyzed and 0° -peaked states were selected. The $B(\text{GT})$ values of excited state could be reliably obtained by using the proportionality between cross section and the standard $B(\text{GT})$ value that could be obtained in the β decay of ^{45}Ti ground state to the ^{45}Sc ground state.

The GT transition strengths from the pf-shell nucleus ^{45}Sc to ^{45}Ti by using a high resolution ($^3\text{He,t}$) reaction determined and thus new information to the nuclear structure study of pf-shell nuclei added. The obtained GT transition strengths are also of astrophysics interest.

1. GİRİŞ

Zayıf etkileşimler içinde yer alan **Gamow-Teller (GT)** geçişlerinin araştırılmasına yönelik olarak yapılan çalışmalar oldukça popülerdir. GT geçişleri hem nükleer yapının anlaşılması, hem de astrofiziksel süreçlerin hesaplanmasında rol alan önemli bir fiziksel niceliktir [1].

Nükleer kuvvetlerin yük simetrisi on yıldan daha fazla süredir bu alanda yapılan çalışmalara rağmen çözümlenmemiş bir soru olarak kalmıştır. Geçmişte yapılan çalışmalarda iki proton, iki nötron ve bir proton bir nötron arasındaki nükleer kuvvetin, birbirleri ile aynı olduğu varsayılmıştır. Bu varsayımlar altında nükleer etkileşmeler yükten bağımsızdır [2]. Böylelikle izobar çekirdeklerde, çeşitli analog geçişler ve izobarik analog seviyeler (**Iso**baric **A**nalog **S**tates (IAS)) beklenir ve bu durumda izospin kuantum sayısı T büyük rol oynar.

Analog seviyeler ve analog geçişlerin özelliklerinin anlaşılması için genellikle $\Delta L=0$ ile karakterize edilen spin-izospin flip (spin-izospin yön değiştirmesi) GT ve Fermi geçişleri ve M1 geçişleri incelenir. GT geçişleri hem beta bozunumu hem de yük değişim reaksiyonları (**C**harge **E**xchange (CE)) yoluyla elde edilebilmektedir.

Astrofiziksel açıdan değerlendirilecek olursa, ağır yıldızın, evrimi sırasında gerçekleşen füzyon reaksiyonlarıyla gelişimini tamamlaması sonucunda içteki korda pf-kabuk çekirdekleri birikir. Bu çekirdeklerin bağlanma enerjileri fazla olduğu için korun içerisinde enerji üretimi yoktur, aksine dışarıdan enerjiye gereksinim duyulur. Bu çekirdekler nükleer füzyon yoluyla enerji üretemediğinden, yerçekimi baskın çıkar ve yıldız çökmeye başlar. Bu aşamada elektron yakalama reaksiyonu, beta bozunumu ve nötrinoya bağlı reaksiyonlar önemli rol oynar. Çökmelerin simülasyonu için bu tür zayıf yapıları reaksiyonların, dolayısıyla GT geçiş gücü olarak adlandırılan B(GT) değerlerinin tespit edilmesi önem taşır. Bu nedenle çalışmalar sonucunda elde edilen GT geçişleri

sadece nükleer yapı fiziğinin değil aynı zamanda astrofizik araştırmalarının da geliştirilmesi amacıyla gereklidir [3].

Kararlı ve kararsız çekirdeklerdeki GT geçişlerinin araştırılmasına sd-kabuk çekirdekleriyle başlanmıştır [4, 5, 6]. pf-kabuk çekirdeklerinde B(GT) güçlerinin araştırılması 1980 li yıllarda yapılmaya başlanan (p,n) ve (n,p) tipli CE reaksiyonları ile gerçekleştirilmiştir. Bu tür reaksiyonlarla toplam GT güç dağılımları hakkında genel bilgi edinilebilmiş ancak geçişlerin tek başına incelenmeleri ~300 keV lik enerji rezolüsyonu nedeniyle sınırlanmıştır [7].

B(GT) değerleri için en doğru ölçüm β^+ bozunum çalışmaları ile elde edilebilir fakat ne yazık ki; β bozunumu, bozunumun Q değerleri nedeniyle, nükleer durumlara sadece son derece sınırlı bir enerji aralığında ulaşmaktadır. Bu nedenle GT geçişlerinde tam cevap fonksiyonu tasarlamak için, hedefe aktarılan enerji ve momentum transferlerinin bağımsız şekilde değişimine izin veren bir yöntem ihtiyacı vardır. RCNP (**R**esearch **C**enter for **N**uclear **P**hysics) Araştırma Merkezinde hüzme eşleştirme tekniklerinin geliştirilmesiyle orta enerjilerde (100 MeV/nükleonun üstündeki enerjilerde) ve 0° de ($^3\text{He,t}$) reaksiyonları gerçekleştirilerek ~30 keV lik enerji rezolüsyonuna ulaşılmış, böylelikle de (p,n), (n,p), ($^3\text{He,t}$) ve ($t,^3\text{He}$) CE reaksiyonları ile yüksek uyarılma enerjilerinde (GT) geçişlerinin tespiti mümkün hale gelmiştir. Orta reaksiyon enerjilerinde ve 0° saçılma açısında yapılan ölçümler, reaksiyon tesir kesiti ve GT geçiş gücü arasındaki orantıdan yararlanarak GT geçişleri için iyi bilgiler vermektedir [8].

sd-kabuk çekirdeklerinde GT geçişlerinin belirgin Giant-Rezonans (GR) yapıları neredeyse hiç gözlenemezken, pf-kabuk çekirdeklerinde genellikle gelişmiş GT-GR yapıları gözlenmektedir. GR genellikle 10 MeV den fazla uyarılma enerjilerinde gözlenmektedir. Buna öncülük eden çalışmalar birçok kararlılıktan uzak pf-kabuk çekirdekleri (^{46}Cr , ^{50}Fe , ^{54}Ni , ^{58}Zn) [9, 10, 11] için yapılmıştır.

Orta enerjilerde 0° saçılma açısında yüksek rezolüsyonlu CE reaksiyonlarının gerçekleştirilebildiği tek merkez olan Japonya da bulunan Osaka Üniversitesi, RCNP Araştırma Merkezinde kesin GT dağılımları hakkında çalışmak için, nükleon başına 140 MeV enerjide ($^3\text{He,t}$) deneyleri gerçekleştirilmektedir. Böylelikle, daha önce deneysel

ve analiz tekniklerinin yetersizliği nedeniyle sd-kabuk çekirdekleriyle sınırlı olan çalışmaların, pf kabuk çekirdeklerine genişletilmesi mümkün olabilmektedir.

Bu tez çalışması kapsamında deneysel kısmı, RCNP Araştırma Merkezinde gerçekleştirilen $^{45}\text{Sc}(^3\text{He,t})^{45}\text{Ti}$ reaksiyonu ile izospini $T_z=+3/2$ ve temel seviye spin paritesi $J^\pi=7/2^-$ olan ^{45}Sc çekirdeğinden, izospini $T_z=+1/2$ ve temel seviye spin paritesi $J^\pi=7/2^-$ olan ^{45}Ti çekirdeğine olan GT geçişlerinin büyüklüklerinin tespit edilmesi amaçlanmıştır. Yüksek rezolüsyon elde etmek amacıyla GR manyetik spektrometresi [12] kullanılmış, hüzme taşınımı için dispersiyon eşleştirme teknikleri uygulanmıştır [13, 14].

Analiz işlemi boyunca kullanılan programlar ile açı ve enerji kalibrasyonları gerçekleştirilmiştir. ^{45}Ti spektrumunda ~ 35 keV lik enerji rezolüsyonuna ulaşılmıştır ve kesikli seviyeler (pikler) 8.5 MeV e kadar gözlenebilmiştir.

^{45}Ti spektrumunda bulunan piklere ait şiddetlerin tespit edilmesi için pikin içindeki sayımları elde etmek için fit programı olan pik fitleme programı kullanılmış ve referans piki olarak 4.730 MeV enerjili IAS piki seçilmiştir. Ayrıca $L=0$ GT geçişlerinin tespit edilebilmesi amacıyla tepkime kesiti ve beta bozunumunun standart $B(\text{GT})$ değeri arasındaki orantıdan yararlanılmıştır.

Bu çalışmaların, deneysel yöntem ve uygulanan metotlar açısından sadece RCNP Araştırma Merkezinde gerçekleştirilebilirliği, nükleer tabloda pf-kabuk çekirdekleri arasında yer alan ^{45}Ti çekirdeğinin beta-bozunumuyla ulaşılamayan seviyelerinin $B(\text{GT})$ geçiş güçlerinin tespitine imkan sağlamıştır.

Bu çalışmada, Bölüm 2 de Genel Kısımlar başlığı altında çalışmanın dayandığı teorik bilgiler, Bölüm 3 te, deneysel kısım ile ilgili olarak, deneyde kullanılan manyetik öğeler, detektörler ve deneysel teknikler anlatılmıştır. Bölüm 4 te bulgular başlığı altında, data analizi ve $B(\text{GT}^-)$ değerlerinin çıkarılması için yapılan DWBA (Distorted Wave Born Approximation) hesaplamaları yer almaktadır. Bölüm 5 te ise bulgulardan yola çıkılarak genel değerlendirme yapılmıştır.

2. GENEL KISIMLAR


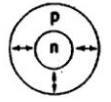
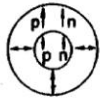
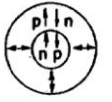
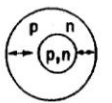
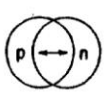
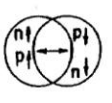
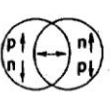
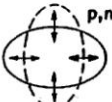
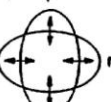

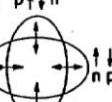


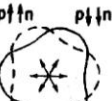

2.1. GAMOW-TELLER (GT) GEÇİŞİ VE YÜK DEĞİŞİM (CE) REAKSİYONU

Yüksek uyarılma enerjilerinde dev rezonans (GR) yapılarına neden olan kollektif (ortaklaşa) uyarılmaların varlığı nükleer çoklu yapı sistemlerinin belirtilerinden biridir. Kollektif modele göre her bir nükleon bir potansiyel içinde diğer nükleonlardan bağımsız olarak hareket eder. Eğer çekirdeğin yapısındaki nükleonları, yüksek frekansla titreşen bir sıvı damlasındaki moleküller olarak ele alırsak GR lar nükleer uyarılmalarının temel bir modu olarak bilinir ve birkaç kuantum sayısı ile ifade edilir. Örneğin açısız momentum, spin ve izospin gibi.

Çekirdeğin bir sıvı damlası olduğunu düşünürsek, spesifik modların farklı açısız momentum değerleri, Şekil 2.1 de gösterilen titreşimlerin farklı şekilleriyle belirtilmektedir. Bu titreşim modları, aktarılan açısız momentum L ye bağlı olarak; $L=0$, monopol modlar; $L=1$, dipol modlar ve $L=2$, kuadrupol modlar olarak adlandırılır. Bu şekilde modlar izospin uyarılmalarıyla ilişkilidir örneğin, nötronların ve protonların aynı fazda buldukları titreşimler izoskaler (isoscaler (IS)) ($\Delta T=0$), proton ve nötronların zıt fazda buldukları titreşimler ise izovektör (isovector (IV)) ($\Delta T=1$) olarak adlandırılır.

Benzer olarak modlar spin uyarılmaları ile de ilişkilidir örneğin, zıt fazda titreşen spin-yukarı ve spin-aşağı nükleonlar manyetik modlar olarak adlandırılır ($\Delta S=1$). Diğer yandan spin uyarılmaları ile ilişkili olmayan elektrik modlar gösterilmektedir ($\Delta S=0$). IV ve IS rezonansları, CE reaksiyonlarıyla çalışılabilen bu rezonansların özel bir türüdür. Kollektif uyarılmaların ilgi çekici yanı, nükleer yapıda spin ve spin-izospine bağlı etkin etkileşmeler hakkında doğrudan bilgi vermesidir [15].

Ancak bu gibi görsel tabloları, daima doğru olup olmadığı ve çekirdek gibi kuantum sistemi için açık olup olmadığı konusuna dikkat edilmelidir.

	Electric Mode ($\Delta S=0$)		Magnetic Mode ($\Delta S=1$)	
	IS ($\Delta T=0$)	IV ($\Delta T=1$)	IS ($\Delta T=0$)	IV ($\Delta T=1$)
L=0				
L=1				
L=2				
L=3				

Şekil 2.1: Nötron ve protonların açısal momentuma bağlı olarak faz içindeki ve dışındaki titreşimleri sonucu oluşan rezonanslar

Bu durumda bir mikroskopik sınıflandırma Denklem 2.1 de gösterilen multipol operatörlerini gerektirir.

$$Q_{LM} = \sum_{i=1}^A r_i^L Y_M^L(\Theta_i \Phi_i) \quad (2.1)$$

Denklem 2.1 de birinci değişken dalga fonksiyonunun radyal kısmını, ikinci değişken açısal kısmını göstermektedir. Açısal çözüm (l,m) şeklinde iki kuantum sayısına bağlıdır. Bu mikroskopik sınıflandırma, nükleer temel seviyeler veya uyarılmış seviyeler üzerine etki eder. Bu durumda izospin değişimine bağlı olarak dört rezonans durumu ortaya çıkar. Örneğin $\Delta T=1$ veya 0 olmasına bağlı olarak izovektör veya izoskaler rezonanslar, $\Delta S=1$ veya 0 olmasına bağlı olarak spinflip (magnetik) veya non-spinflip (elektrik) rezonanslar ortaya çıkar. Spinflip rezonansları yine iki alt grupta incelenir: İzoskaler spin-flip ($S=1, T=0$) ve izovektör spin-flip ($S=1, T=1$) durumları. Bu dört tür, yukarıda tanımlanan mikroskopik sınıflandırma multipole operatörlerinin 1,

σ , τ veya $\sigma\tau$ operatörlerinden biri ile çarpılması ile oluşturulur. Orbital açısal momentum L, monopol, dipol, kuadrupol gibi rezonanslarla karakterize edilir. Orbital açısal momentumun L=0 a sahip en basit izovektör rezonansları izobarik temel seviyeler (IAS) ve Gamow-Teller Rezonans (GTR) larıdır. Şekil 2.2 de bu rezonanslar gösterilmektedir [16].

	$\Delta S = 0$ $\Delta T = 0$	$\Delta S = 0$ $\Delta T = 1$	$\Delta S = 1$ $\Delta T = 0$	$\Delta S = 1$ $\Delta T = 1$
L = 0		$\sum \tau_i$ IAS		$\sum \bar{\sigma}_i \tau_i$ GTR
2 nd order	$\sum r_i^2$ ISGMR	$\sum r_i^2 \tau_i$ IVGMR	$\sum r_i^2 \bar{\sigma}_i$ ISSMR	$\sum r_i^2 \bar{\sigma}_i \tau_i$ IVSMR
L = 1		$\sum r_i Y_m^1 \tau_i$ IVGDR	$\sum r_i Y_m^1 \bar{\sigma}_i$ ISSDR	$\sum r_i Y_m^1 \bar{\sigma}_i \tau_i$ IVSDR
2 nd order	$\sum r_i^3 Y_m^1$ ISGDR			
L = 2	$\sum r_i^2 Y_m^2$ ISGQR	$\sum r_i^2 Y_m^2 \tau_i$ IVGQR	$\sum r_i^2 Y_m^2 \bar{\sigma}_i$ ISSQR	$\sum r_i^2 Y_m^2 \bar{\sigma}_i \tau_i$ IVSQR
L = 3	$\sum r_i^3 Y_m^3$ ISGOR	$\sum r_i^3 Y_m^3 \tau_i$ IVGOR	$\sum r_i^3 Y_m^3 \bar{\sigma}_i$ ISSOR	$\sum r_i^3 Y_m^3 \bar{\sigma}_i \tau_i$ IVSOR

Şekil 2.2: Orbital açısal momentumunun farklı değerlerine karşılık gözlenen rezonanslar

Orta enerjili nükleer reaksiyonlar ile yapılan GT geçiş gücü ölçümlerinde bir çekirdekdeki protonun nötrona veya nötronun protona geçişi ile ilgilenilmektedir. Bu geçişler, bir çekirdeğin beta bozunumu veya bir nötronun beta bozunumunda zayıf etkileşmelerle oluşturulan serbest veya bağlı nükleonlar için kendiliğinden oluşabilir. CE reaksiyonları kullanılarak bu geçişler oluşturulur.

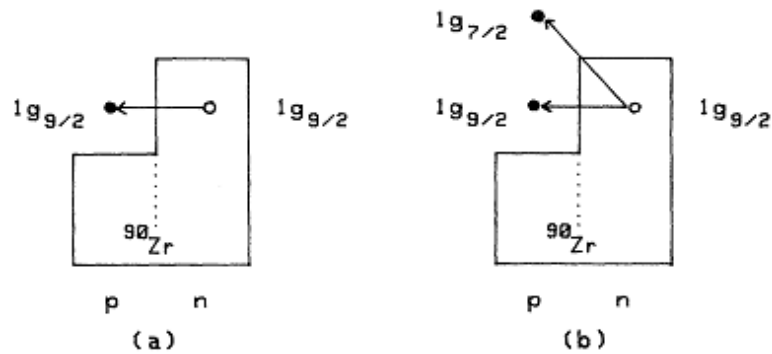
CE reaksiyonlarında yüksek hızlı proton çekirdeğin içinden geçer ve yükünü bağlı nötronla değiştirir. Eğer açığa çıkan nötronlar, gelen proton yörüngesinden çok az yansıma içeren yönde gözlenirse ve eğer enerji değişimi küçükse düşük momentum transfer işlemleri dikkate alınır. Bu durum, nükleonların farklı kabuk model yörüngelerinde uyarılmadığını açıkça gösterir. Yük değişim nükleonu kendi orjinal kuantum seviyesinde kalır sadece nötronun yerini proton alır. Bu durumda son nükleer

seviye, beta bozunumunun enerji bakımından mümkün olduğu izinli beta bozunumlarından elde edilen sonuçlarla aynıdır.

Bir kuantum seviyesi hem nötronla hem de protonla dolu ise bu geçiş izinli bozunum olarak adlandırılmaz. İzinli geçiş için yörüngesel açısal momentum sayısında veya temel kuantum sayısında değişikliğin olmaması gerekmektedir. Bu ilkeye en iyi örnek, çift sihirli sayıda nükleona sahip Ca çekirdeği için verilebilir. Örneğin ^{40}Ca için Fermi ve GT geçişleri hem β^- hem β^+ yönünde engellenir. Dolayısıyla ^{40}Ca için bu modelden beklenen iyi bir şekilde ortaya çıkmış olur. Sadece çok küçük miktarda GT geçiş gücü gözlenir bu da çift sihirli çekirdeklerin temel seviye konfigürasyonlarının küçük bir safsızlığını gösterir.

Günümüzde çekirdekler için kullanılan bazı modeller, nükleonun yapısını göz ardı etmektedir. Bu yaklaşımda nükleonlar çekirdeğin bileşenleridir. Beta bozunumlarının kendiliğinden olan geçişlerinin ölçümü temel bilgilerin çoğunu sağlar. Burada çekirdek nötronun ve protonun birleşimi olarak modellenir. Örneğin süper-izinli Fermi geçişlerinin gözlenmesi izospin simetrisinin modele ilave edilmesinin gerekli olduğunu gösterir. Nötronun beta bozunumu oranı, nükleonla eşleşen zayıf etkileşmelerin ölçümü ile sağlanır. Bu bozunumda iki bileşen vardır. Spin değişiminden bağımsız Fermi (vektör) çiftlenmesi ve spin değişimine bağlı GT (eksenel vektör) çiftlenmesidir. Fermi ve GT geçişleri matrix elementleri ile tanımlanmaktadır [17].

Yukarıda bahsedilen Gamow-Teller ve Fermi isimleri beta bozunumundaki ‘izinli’ geçişlerden gelmektedir. Şekil 2.3 de Fermi ve GT geçişleri gösterilmektedir.



Şekil 2.3: Fermi ve GT geçişlerinin gösterimi. a) Fermi geçişinin gösterimi, b) GT ve Fermi geçişinin gösterimi.

Fermi geçişinin söz konusu olması için açısal momentum transferi $\Delta L=0$, spin transferi $\Delta S=0$ ve izospin transferi $\Delta T=0$ olmalı; GT geçişinin söz konusu olması için ise $\Delta L=0$, $\Delta S=0$ veya 1 ve $\Delta T=0$ veya 1 olmalıdır. Fermi geçişi için indirgenmiş geçiş gücü $B(F) \sim |\langle f|\tau|i\rangle|^2$ ve GT geçişi için ise geçiş gücü $B(GT) \sim |\langle f|\sigma\tau|i\rangle|^2$ beklenen değeri ile orantılıdır [18].

Beta bozunum oranının nükleer faktörünü ifade etmenin en genel yolu f Fermi fonksiyonunu göstermek üzere $\log ft$ değeridir ve ft değerlerinden beta bozunma yarı ömrü ve nükleer matris elemanları hakkında bilgi elde edilebilir. $t_{1/2}$ yarı-ömür, bozunum sabiti λ ile ters orantılıdır, $f_{\beta}t_{1/2}$ çarpımı ise nükleer matris elemanının karesi ile ters orantılı olarak ifade edilir. İzinli beta bozunumlarında ft değerleri Denklem 2.2 de gösterildiği gibi Fermi ve GT geçişlerinin indirgenmiş geçiş güçleri ile orantılıdır [19].

$$1/ft \approx g_v^2 \langle F \rangle^2 + g_A^2 \langle GT \rangle^2 \quad (2.2)$$

Bu denklemde f ; elektron ve nötrino için faz uzayını gösteren bozunma enerjisinin fonksiyonunu, t ; yarı ömrü, g_v ; Fermi matrix elementi $\langle F \rangle$ için çiftlenim sabitini, g_A ; GT matrix elementi $\langle GT \rangle$ için çiftlenim sabitini göstermektedir. Çekirdekte Fermi geçişleri sadece IAS ler arasındaki geçişlerdir. IAS ler komşu nükleer izobar çekirdeklerde aynı toplam açısal momentuma ve spin-pariteye sahiptir. Ayrıca bu seviyeler neredeyse özdeş nükleer yapıya sahiptir. GT geçişleri diğer seviyeler arasında da olabilir. Hatırlanması gereken bir diğer durum ise, IAS geçişlerinde tüm Fermi gücü, GT matrix elementinin sıfır olduğu $0^+ \rightarrow 0^+$ geçişleridir. Eğer IAS geçişlerinde, başlangıç seviye sıfırdan büyükse hem Fermi hem de GT matrix elementleri sıfır olmaz. Böyle geçişler karışık Fermi ve GT geçişleri adını alır. Herhangi bir seviyeden başlayarak $N=Z$ olmadığı taktirde Fermi ve bazı GT geçişleri mevcut olmalıdır. Toplam Fermi gücü $N-Z$ ile tanımlanırken toplam GT gücü $3(N-Z)$ dir. Diğer farklı konfigürasyonlar için bu güç daha büyük olabilir.

(GT^{\pm}) geçişleri σ spin operatörünü ve τ izospin operatörünü belirtmek üzere spin-izospin operatörü $\sigma\tau^{\pm}$ ile gösterilir. τ^+ operatörü nötronun protona dönüşümünü, τ^- operatörü ise protonun nötrona dönüşümünü ifade etmektedir. Fermi geçişleri de izospin

τ^\pm operatörü ile gösterilir. (GT^\pm) geçişleri temel olarak beta bozunumlarında etkilidir. Bu geçişler nükleer zayıf süreçler arasında temel olduğu için sadece nükleer fiziğin değil aynı zamanda astrofiziğin de ilgi alanındadır.

(GT^\pm) geçişlerinde üç önemli özellik bulunmaktadır. Bu geçişlerde benzer uzaysal şekilli seviyeler birbirine bağlanır, σ operatörü nedeniyle $j>(=l+1/2)$ ve-veya $j<(=l-1/2)$ konfigürasyonlarına sahip seviyeler birbirine bağlanır ve σ operatörünün τ operatörü ile kombinasyonu sonucunda izospin kuantum sayısı T önemli bir rol alır. T izospin kuantum sayısı z bileşeni ile ifade edilen T_z izospin değerinin mutlak değerine eşittir. T_z kuantum sayısı ise N nötron ve Z proton sayısı olmak üzere $T_z=(N-Z)/2$ değerine eşittir [18].

GT geçişleri Denklem 2.3 de gösterilen $B(GT)$ adını verdiğimiz (reduced transition strenghts) indirgenmiş GT geçiş gücü ile tanımlanır. Diğer yandan Fermi geçiş gücü ise $B(F)=N-Z$ ile ifade edilir.

$$B(GT^\pm) = \frac{1}{2J_i + 1} \frac{1}{2} \frac{C_{GT}^2}{2T_f + 1} [M_{GT}(\sigma\tau^\pm)]^2 \quad (2.3)$$

Formülde, J_i ilk durumun toplam açısal momentumunu, T_f ise son durumun beklenen izospin değerini göstermektedir. (C_{GT}) ise Clebsch-Gordan katsayısını göstermektedir. Nükleonun hangi seviyede olduğu kesin olarak bilinmez ayrıca nükleonun dalga fonksiyonuna farklı enerji seviyelerinden de katkı gelir. Seviyelerden gelen katkıların yüzdesi izospin (C_{GT}) değeri $\langle T_i T_{zi} 1 \pm 1 | T_f T_{zf} \rangle$ notasyonu ile ifade edilir. $M_{GT}(\sigma\tau^\pm)$ değerleri ise izovektör spin tipli GT matrix elementini gösterir.

$B(GT^\pm)$ değerleri için en direk deneysel bilgi β^\pm bozunum deneylerinden elde edilir ancak ulaşılabilen uyarılma enerjileri β^\pm bozunumunun Q değeri ile sınırlandırılmıştır. $B(GT^\pm)$ değerlerini yüksek uyarılma enerjilerinde elde etmek için yük değişim CE (p,n) ve ($^3\text{He},t$) reaksiyonları kullanır. CE reaksiyonları dışarıdan enerji verilerek gerçekleştiği için bu reaksiyonlarla yüksek uyarılma enerjilerine ulaşılabilir. Fakat β bozunumları kendiliğinden gerçekleştiği için compton bariyerini aşmayacak şekilde uyarılmış enerji seviyeleri gözlemlenebilir yani düşük uyarılma enerji bölgesinde çalışılır.

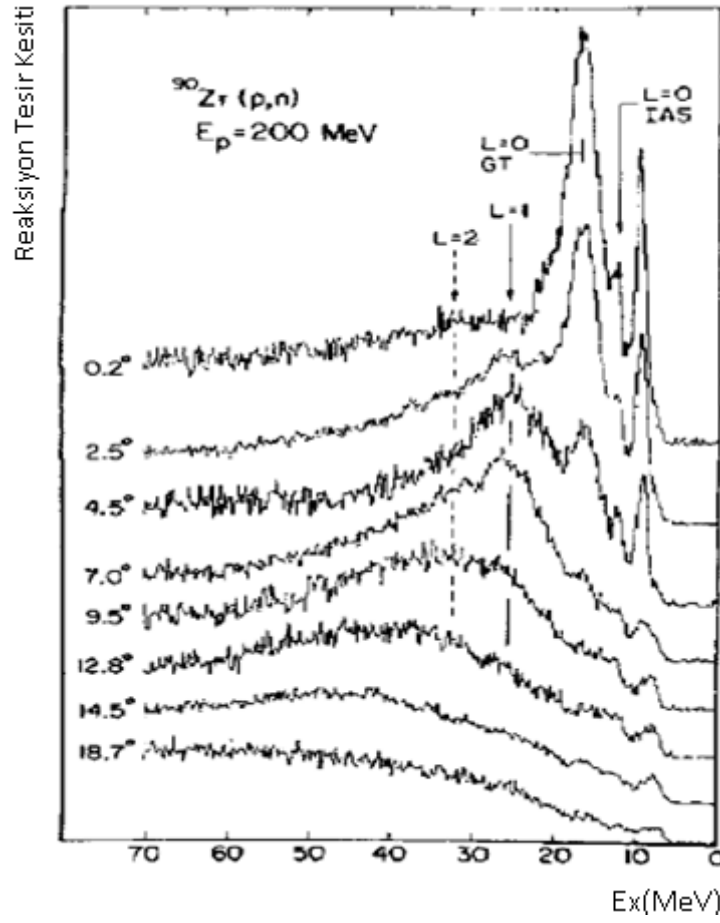
Beta bozunumlarında, ana çekirdeğin bir durumundan kız çekirdeğin seviyelerine geçişlerin toplam bozunum yarı ömrünün ve dallanma oranının ölçülmesiyle, her bir seviyeye ait etkili yarı ömür ve buna bağlı olarak seviyelerin kesin $B(GT^\pm)$ değerleri bulunur. Bu durum, $B(GT)$ değerleri ile GT reaksiyon tesir kesitleri arasında oluşabilecek bir oranı gösterir [20].

$$\hat{\sigma}_{GT} = \sigma(GT) / B(GT) \quad (2.4)$$

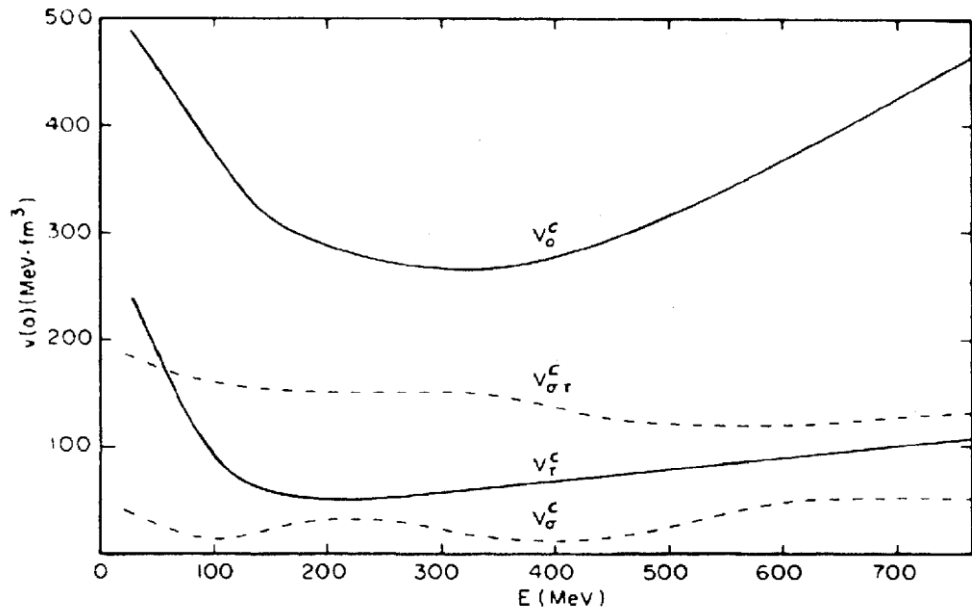
Denklem 2.4'te tanımlanan birim tesir kesiti $\hat{\sigma}_{GT}$, iki şekilde elde edilebilir. İlki, β^+ bozunumuyla ölçülen standart $B(GT^+)$ değerini ve β^+ bozunumuyla zıt yönde gerçekleşen CE reaksiyonundan elde edilen reaksiyon tesir kesitini kullanarak, ikincisi izobar çekirdeklerin izospin simetri yapısı kullanarak elde edilir. $\hat{\sigma}_{GT}$ birim tesir kesiti değeri bir kez elde edildikten sonra yüksek uyarılma enerjilerindeki $B(GT^-)$ değerleri de belirlenir. Eğer $\hat{\sigma}_{GT}$ bilinmeseydi sadece yakın $B(GT^\pm)$ değerleri çıkarılabilirdi. Elde edilen tesir kesitini kesin $B(GT^\pm)$ değerine yöneltmek için $\hat{\sigma}_{GT}$ değerinin çıkarılmasına ihtiyaç vardır.

Diğer yandan CE reaksiyonlarında GT geçişlerinin tanımlandığı σ^\pm operatörü, açısal momentum değişimine izin vermediği için $\Delta L=0$ olmalıdır ve bu durumda (GT^\pm) geçişlerinin tesir kesiti maksimumu gösterir. [21]. Şekil 2.4 te örnek olarak 200 MeV enerjide 0.2° ve 18.7° arasındaki açılarda $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ spektrumunun E_x enerji değerlerine karşılık reaksiyon tesir kesiti gösterilmiştir [7]. Görüldüğü gibi GT geçişlerinin baskın olduğu $L=0$ pikinin tesir kesiti $0,2^\circ$ açı değerinde en belirgin haldedir. $L=0$ pikine kıyasla $L=1$ ve $L=2$ geçişlerinin gözlenme olasılığı daha düşüktür.

Eğer daha büyük açılarda ölçüm yapılırsa benzer spektrumlar elde edilir fakat $L=1$ veya $L=2$ pikleri öne çıkar ve bu bölgelerde artık GT geçişlerinin gözlenme olasılığı çok azdır. GT geçişlerinin gözlenme olasılığının artmasında, reaksiyonun 0° saçılma açısında yapılmasının yanında, orta enerjilerde (100-500 MeV/n) yapılması da etkilidir.



Şekil 2.4: 200 MeV enerjide 0.2° ve 18.7° arasındaki saçılma açılarında örnek $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ spektrumu



Şekil 2.5: Momentum transferinin sıfır olduğu $V(q=0)$ potansiyel bileşenlerinin reaksiyon enerjisine bağlılığı

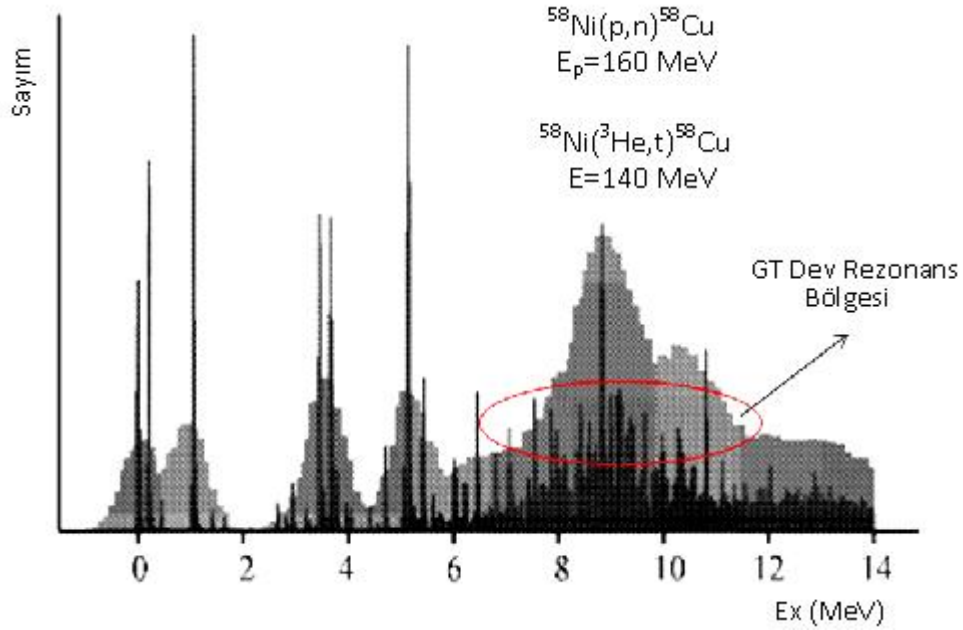
CE reaksiyonlarında, spin-izospin modu hüzme-hedef etkileşmesi, $V_{\sigma\tau}$ potansiyeli ile tanımlıdır. Şekil 2.5 te momentum transferinin sıfır olduğu $V(q=0)$ potansiyel bileşenlerinin reaksiyon enerjisine bağlılığı gösterilmektedir. Orta enerjilerde $V_{\sigma\tau}$ etkileşme potansiyeli hemen hemen sabit olduğu için CE reaksiyonları bu enerji aralığında etkindir ve GT geçişlerinin gözlenme olasılığı artmaktadır [20].

2.2. B(GT) DEĞERİNİN BELİRLENMESİ

Zayıf etkileşmelerde GT geçişleri en temel geçişlerdir. Bu sebeple B(GT) değerleri üzerine yapılan çalışmalar önem kazanmıştır. Eğer β bozunumu araştırmalarından A kütleli bir sistem için standart B(GT⁺) değeri elde edilebiliyorsa, B(GT⁻) değerlerini daha yüksek uyarılma enerjilerinde elde etmek için CE reaksiyonları kullanılmaktadır.

Beta bozunumu ile ulaşılamayan GT seviyeleri hakkında bilgi edinebilmek için 1980 yılından itibaren orta enerjilerde (p,n) CE reaksiyonları pf-kabuk çekirdekleri için gerçekleştirilmeye başlanmıştır [7]. B(GT⁻) değerlerinin ilk ölçümleri, 1980 li yıllarda Indiana Üniversitesinde, yüksek uyarılma enerji bölgesinde, 100-200 MeV reaksiyon enerjisinde ve 0° saçılma açısında yapılan (p,n) reaksiyonları ile elde edildi. Bu deneyler sonunda B(GT) değerleri hakkında genel bilgi sağlansa da, limitli enerji rezolüsyonu (~300 keV) nedeniyle tek geçişler için doğru sonuçlar elde edilememiştir [8]. Ayrıca β^+ bozunumlarından elde edilen standart B(GT⁺) değerleri kullanılarak birim tesir kesitini kalibre etmek için direkt bir yol yoktu. Diğer yandan standart B(GT⁺) değerleri pf-kabuk çekirdekleri için çok az biliniyordu. Bu sebeple Osaka Üniversitesi RCNP Araştırma Merkezinde halka siklotron hızlandırıcısı, yüksek dispersiv (dağıtıcı) hüzme hattına sahip WS (West-South) hüzme hattı [13] ve yüksek rezolüsyonlu GR magnetik spektrometresi [12] kullanarak, 140 MeV/nükleon orta enerjili hüzme ile β^- tipi (³He,t) CE reaksiyonları gerçekleştirilmiştir. Orta hüzme enerjilerinde yüksek rezolüsyonlu 0° ölçümleri sadece RCNP araştırma merkezinde yapılabilmektedir. Bu orta enerjili hüzmeye farklı eşleştirme tekniklerinin [14] uygulanmasıyla da ilk çalışmalara kıyasla daha iyi bir enerji rezolüsyonu (~35 keV) elde edilmiştir. Şekil 2.6 da farklı rezolüsyonlardaki β^- tipi ⁵⁸Ni pf-kabuk çekirdeği için yapılan (p,n) ve (³He,t) deneylerinden elde edilen spektrumlar karşılaştırılmaktadır.

Rezolüsyonu daha düşük olan spektrum, 1980 yılında 160 MeV reaksiyon enerjisinde $^{58}\text{Ni}(p,n)^{58}\text{Cu}$ reaksiyonu ile elde edilmiştir. RCNP de gerçekleştirilen yeni araştırmalarda ise 140 MeV hüzme enerjisinde $^{58}\text{Ni}(^3\text{He},t)^{58}\text{Cu}$ reaksiyonu ile elde edilen spektrumda 13 MeV lik uyarılma enerjisine kadar ince ve keskin pikler gözlenmiştir.



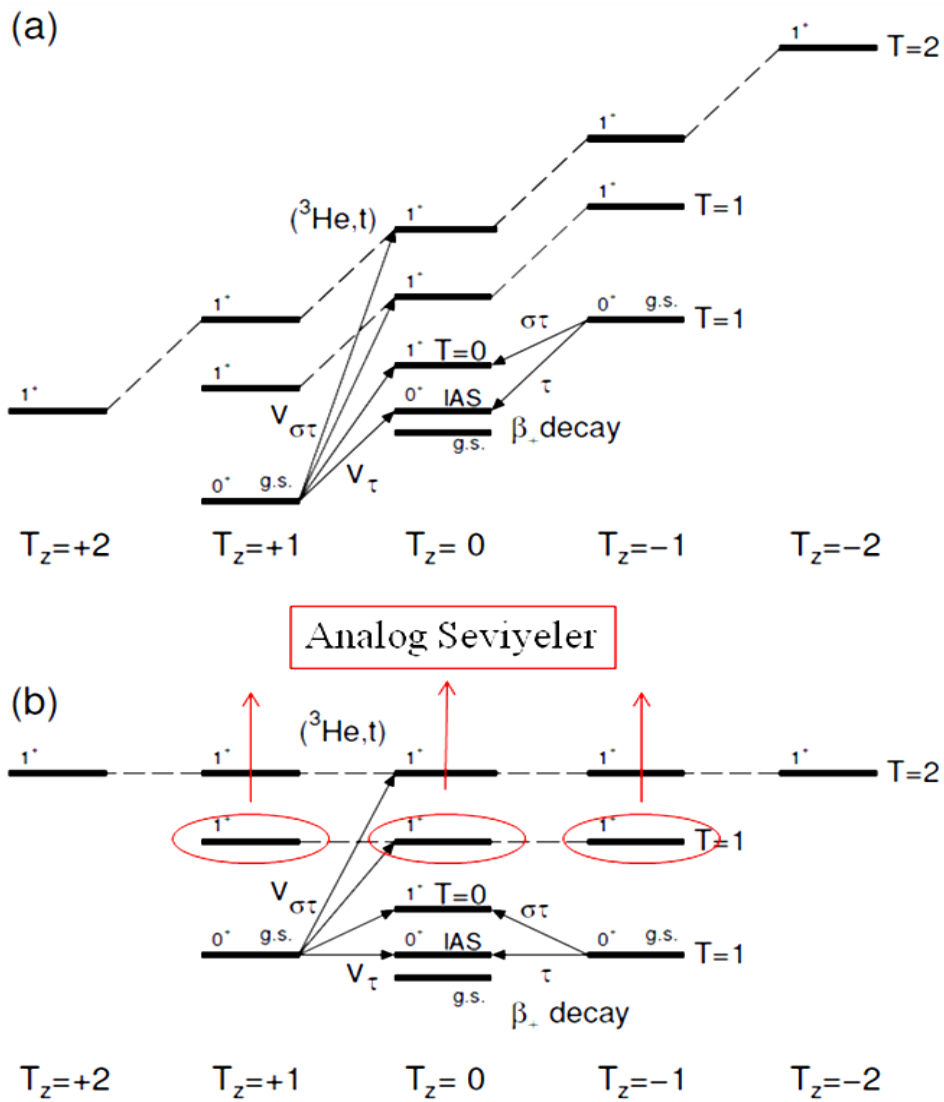
Şekil 2.6: ^{58}Ni çekirdeğinin 0° saçılma açısında CE reaksiyonlarına ait enerji spektrumları

Yüksek rezolüsyona sahip spektrumda, GT dev rezonans (GTGR) bölgesi olarak adlandırılan $E_x = 7-12$ MeV enerji değerleri arasında daha ince yapılar gözlenmiştir. Spektrumdaki artış 6 MeV den daha yüksek uyarılma enerjilerinde elde edilmiştir. $^{58}\text{Ni}(p,n)^{58}\text{Cu}$ reaksiyonunda ise GTGR bölgesinde tümsek şeklinde bir yapı gözlenmektedir. Bu yapı süreklilik gösteren birçok ayrı seviyeyi içerir. Bu nedenle GTGR bölgesi rezolüsyonu düşüktür. Bu benzer spektrumlardaki rezolüsyon farkı, reaksiyon enerjilerine ve CE reaksiyon çeşidine bağlı olarak değişiklik göstermektedir. Her zaman rezolüsyonu iyi olan pikler ile istenilen sonuca ulaşmak daha kolaydır. Dolayısıyla $B(\text{GT})$ değerlerinin belirlenebilmesi daha da kolaylaşmaktadır [22].

2.2.1. İzobar Çekirdeklerde İzospin Simetri Yapısı ve Analog Geçişler

Nükleer etkileşmelerin yük simetrik olması varsayımı ile izospin iyi bir kuantum sayısıdır. Aynı kütleli ve farklı T_z izospine sahip çekirdeklerde izobarik analog yapı gözlenir. Şekil 2.7 de kesikli çizgilerle bağlanan üç durumun bir kümesi gibi gösterilen

seviyeler birbirleri ile IAS dir. Şekil 2.7.a da $T_z=0$, ± 1 ve ± 2 çekirdekleri için bu analog durumlar gösterilmiştir. CE reaksiyonlarında sadece bir proton bir nötronla yada bir nötron bir protonla yer değiştirir. Reaksiyon sonucunda çekirdeklerin nükleer yapılarında çok büyük değişiklik olmadığı için çekirdekler arasında sadece nükleoların yer değiştirmelerinden kaynaklı bir enerji açığı çıkar. Bu enerji Coulomb yer değiştirme enerjisi olarak adlandırılır. İzospin simetri yapısını daha iyi gösterebilmek için IAS ler arasındaki Coulomb yer değiştirme enerjisi ihmal edilebilir. Bu durum Şekil 2.7.b de gösterilmiştir.



Şekil 2.7: Aynı kütle numarasına sahip izospini $T_z = 0, \pm 1$ ve ± 2 çekirdeklerin izospin simetri yapısı. a) bu çekirdeklerin gerçek enerji uzayında oluşan seviye şeması b) bu çekirdeklerin Coulomb yerdeğiştirme enerjisini kaldırıldıktan sonra oluşan seviye şeması.

Bu analog seviyeler aynı J^π ve T değerlerine sahiptir ayrıca bu seviyelerin aynı nükleer yapıyı göstermesi beklenir. Nükleer yapılarının aynı olmaları ise, nükleer kabuk modelindeki seviyelerin proton ve nötronlar tarafından Pauli Dışarlama ilkesine göre doldurmaları ile açıklanabilir. Bu analog seviyelere bağlantı sağlayan geçişler ise analog geçişler olarak adlandırılır ve bu seviyelerin bu geçişlere karşılık gelen geçiş şiddetleri benzer özellik gösterir. Şekil 2.7.b de gösterilen T=0 durumları sadece $T_z=0$ çekirdeği için gösterilir ve tekli (singlet) durum adını alır. Bunun yanında T=1 durumu $T_z=0, \pm 1$ üçlü (triplet) durumlar ve T=2 durumu $T_z=0, \pm 1, \pm 2$ beşli (quintet) durumlar adını alır. T, bir çekirdeğin analog seviyelerinin izospininin alabileceği tüm değerleri gösterirken, T_z o çekirdeğin kesin değerini gösterir.

Örneğin, Şekil 2.7.b de (${}^3\text{He},t$) reaksiyonu için temel seviyesi $J^\pi = 0^+$ ve izospin değerleri T=1 ve $T_z=+1$ olan bir çekirdek için iki tip geçiş söz konusudur. $T_z=0$ çekirdeğinin IAS analog seviyesine olan geçiş Fermi geçiştir. β^- tipi GT geçişleri ise $J^\pi = 0^+$ temel seviyesinden T nin 0, 1 ve 2 olduğu $J^\pi=1^+$ uyarılmış seviyelerine geçişler olarak belirlenmiştir. β^+ bozunum reaksiyonu için ise temel seviyesi $J^\pi = 0^+$, izospin değeri T=1 ve $T_z=-1$ olan ayna çekirdeğin, $T_z=0$ olan IAS analog seviyesine Fermi geçişi gözlenmektedir. Bunun yanında β^+ bozunumunun $J^\pi = 0^+$ temel seviyesinden izospini $T_z=0$ olan çekirdeklerin $J^\pi = 1^+$ uyarılmış seviyelerine (GT⁺) geçişleri gözlenmektedir. $T_z=\pm 1$ olan çekirdeklerin temel seviyelerinden $T_z=0$ olan çekirdeğin uyarılmış durumlarına GT_± geçişleri birbirleri ile analogdur. İzospin simetrisinin varsayımları altında (${}^3\text{He},t$) ve β^+ bozunum deneyleri ile belirlenen B(GT⁻) ve B(GT⁺) değerleri aynı güce sahiptir.

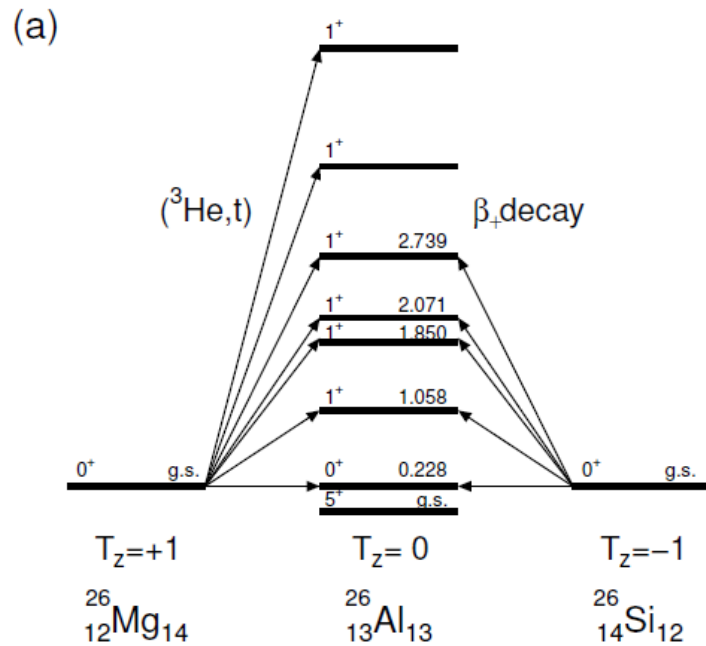
Enerji rezolüsyonu yüksek olan spektrumlar belirli GT seviyelerinin geçiş gücünü çalışmayı mümkün kılar. (${}^3\text{He},t$) reaksiyonu ile elde edilen B(GT) geçiş güçleri, GT geçişleri ile analog olan inelastik saçılmalardan, γ bozunumundan ve ayna β^+ bozunumlarından elde edilen geçiş güçleri ile karşılaştırılabilir. Dolayısıyla Denklem 2.4 de verilen $\hat{\sigma}_{GT} = \sigma(GT)/B(GT)$ orantısı, (${}^3\text{He},t$) reaksiyonunda gözlemlenen her bir B(GT⁻) değeri ile ayna β^+ bozunumunda görülen analog geçişlerdeki geçiş güçlerinin kıyaslanmasıyla elde edilmiştir. Güçlü nükleer kuvvet ile oluşturulan CE reaksiyonları, etkileşme terimi $\sigma\tau$ olan zayıf kuvvetlerin etkin olduğu β^+ bozunumlarıyla her zaman

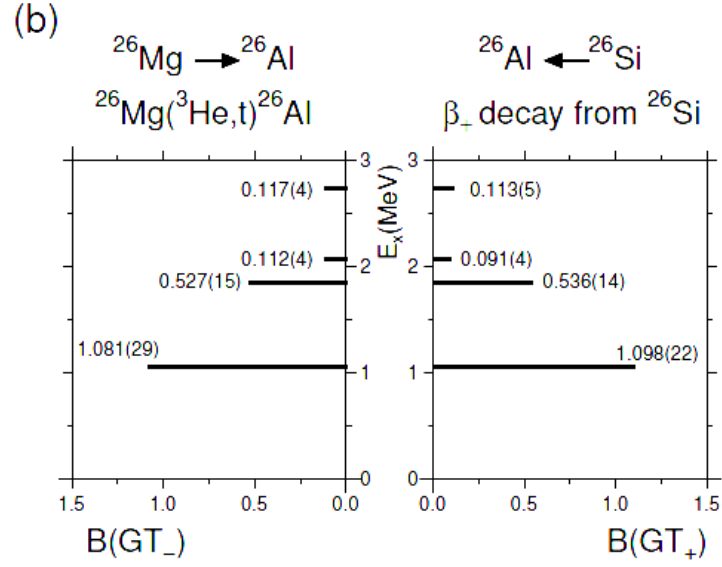
özdeş değildir. β bozunumlarında seviyeler reaksiyonun Q değeriyle sınırlandırıldığı için orantılılık her zaman geçerli olmaz [20].

2.2.2. Kütle Numaraları A=26-27 Olan Sistemlerde B(GT⁺) Değerleri ve Tesir Kesiti Arasındaki Orantılılık

0° saçılma açısında yüksek rezolüsyonlu $^{26}\text{Mg}(^3\text{He,t})^{26}\text{Al}$ reaksiyon deneyi ile elde edilen tesir kesitleri ve ^{26}Si çekirdeğinin β^+ bozunum deneyi ile analog seviyelere olan geçişler için elde edilen B(GT⁺) değerleri arasında orantılılık gözlenmiştir [6].

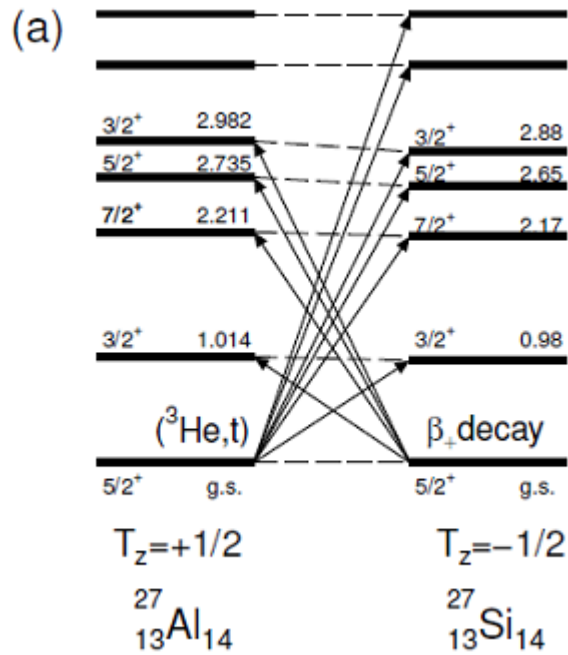
Şekil 2.8.a da kütle numarasının çift A=26 olduğu durumlarda izospini $T_z=0$ ve ± 1 olan çekirdekler (^{26}Mg , ^{26}Al ve ^{26}Si) gösterilmiştir. ^{26}Mg ve ^{26}Si un temel seviyesi ve ^{26}Al un 0.228 MeV lik uyarılmış seviyesi birbirleri ile IAS dir. $^{26}\text{Mg}(^3\text{He,t})^{26}\text{Al}$ reaksiyonu ile ^{26}Mg un temel seviyesinden ^{26}Al 'un uyarılmış 1^+ seviyelerine geçişlerin tesir kesitleri ve ^{26}Si β_+ bozunumu deneyleri ile ^{26}Si 'un temel seviyesinden ^{26}Al un uyarılmış 1^+ seviyelerine geçişlerin B(GT⁺) değerleri ölçülmüştür. Analog seviyeler için, belirlenen reaksiyon tesir kesitleri ve B(GT⁺) değerleri arasındaki orantılılıktan $\hat{\sigma}_{GT}$ elde edilmiştir. Şekil 2.8.b de görüldüğü gibi β^+ bozunumlarından elde edilen standart B(GT⁺) değerleri ile analog seviyeler için ölçülen B(GT⁻) değerleri arasında sadece %5 kadarlık bir belirsizlikle iyi bir orantılılık gözükmektedir.

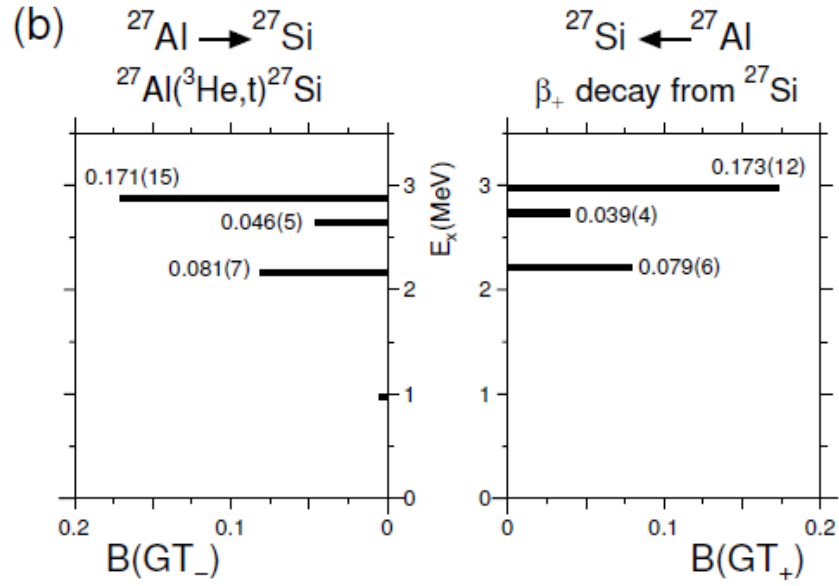




Şekil 2.8: a) $A=26$ olduğu durumlarda izospini $T_z=0$ ve ± 1 olan çekirdeklerde (^{26}Mg , ^{26}Al ve ^{26}Si) IAS ler. b) β^+ bozunumlarından elde edilen standart $B(\text{GT}^+)$ değerleri ile analog seviyeler için ölçülen $B(\text{GT}^-)$ değerlerinin karşılaştırılması.

Bu orantılılık $^{27}\text{Al}({}^3\text{He}, t)^{27}\text{Si}$ reaksiyonu ve ^{27}Si β^+ bozunum deneyleri kullanılarak tek kütle numaralı çekirdekler için de çalışılmıştır [23]. $A=27$ ve $T_z=\pm 1/2$ olan çekirdekler için izospin simetri yapısı Şekil 2.9.a da gösterilmektedir. İzospini $T_z=\pm 1/2$ olan çekirdeğin temel seviyesinden izospini $T_z=\pm 1/2$ olan çekirdeğin uyarılmış seviyelerine geçişlerde analog yapı gözlenir.





Şekil 2.9 : a) $A=27$ olduğu durumlarda izospini $T_z=\pm 1/2$ olan çekirdekler (^{27}Al , ^{27}Si) için izobarik analog seviyeler. b) bu çekirdeklerin ($^3\text{He},t$) ve β^+ bozunum deneyleri kullanılarak ölçülen analog $B(\text{GT}^\pm)$ değerlerinin karşılaştırılması.

^{27}Al çekirdeğinin temel seviyesinden ^{27}Si çekirdeğinin uyarılmış seviyelerine geçişlerin reaksiyon tesir kesitleri, ($^3\text{He},t$) deneyi ile $B(\text{GT}^+)$ değerleri ise β^+ bozunum deneyleri kullanılarak ^{27}Si çekirdeğinin temel seviyesinden ^{27}Al çekirdeğinin uyarılmış seviyelerine geçişin ölçülmesi ile elde edilmiştir. Şekil 2.9.b de bu çekirdeklerin analog geçişlerin karşılaştırılması ile $B(\text{GT}) > 0.04$ değerleri ile bu geçişler için iyi bir orantı elde edilmiştir.

($^3\text{He},t$) deneyleri çalışmaları çeşitli sd-kabuk hedef çekirdeklerle örneğin ^{23}Na [4] ve ^{25}Mg [5,6] çekirdekleri ile başlamıştır. Bu çekirdeklerin $B(\text{GT}^-)$ değerleri ise izobarlarda izospin simetri yapısını temel alarak ve β^+ deneyleri kullanılarak ölçülen standart $B(\text{GT}^+)$ değerleri kullanılarak ölçülmektedir.

2.3. pf-KABUK ÇEKİRDEKLERİ İÇİN GT GEÇİŞLERİ

2.3.1. Kuru Çökmüş Süpernova Çekirdeğinde (Core Collapse Supernova) GT Geçişleri

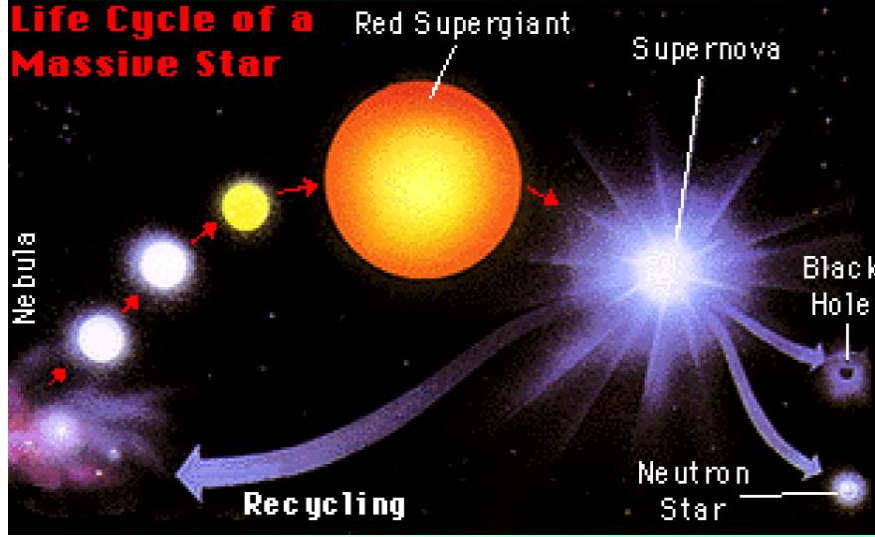
β^- tipli ($^3\text{He},t$) CE reaksiyonları için $B(\text{GT}^-)$ geçiş güçleri bazı sd-kabuk çekirdekler için çalışılırken pf-kabuk çekirdekler henüz çalışılmamıştı. sf-kabuk çekirdeklerden başlayan $B(\text{GT}^-)$ değerlerinin ölçümü astrofiziksel açıdan da oldukça önemlidir.

Yıldızların boyutları büyüdükçe ömürleri azalır. Çünkü devasa kütlelerinin dağılmaması ve gerekli enerjiyi üretebilmeleri için daha fazla nükleer füzyon gerçekleştirmeleri gerekir. Bir yıldız, evrimi boyunca çekirdeğindeki hidrojeni termonükleer tepkimeler ile Helyuma çevirerek enerji üretir. Merkezindeki hidrojenin tamamını yakarak tüketmiş olan bir yıldız artık evriminin sonuna gelmiştir. Ağır yıldızın gelişimini tamamlaması sonucunda içteki korda p-f-kabuk çekirdekleri birikir. Büyük yıldız, çekirdeğindeki sıcaklık 1 milyar C° ye erişinceye kadar yanmaya devam eder. Füzyon reaksiyonları bu sırada ağır elementler üretir ve sonunda yıldızın çekirdeği demire dönüşür. Demir füzyon reaksiyonlarının son halkasıdır ve demirden daha ağır elementlerin üretimi sırasında dışarıya enerji verilmez aksine dışarıdan enerji alınır. Demir, nükleer füzyon yoluyla enerji üretmediğinden, yerçekimi baskın çıkar. Isı azalırken çekirdeği büzülen yıldızın sıcaklığı bir süre sonra 1 milyar C° ye ulaşır. Büzülen yıldız bu durumda basıncı dengeleyemez ve çekirdek şiddetle içine doğru çöker; geride bir kara delik ya da bir nötron yıldızı kalır. Çökme çok ani olur ve açığa çıkan enerji, yıldızın yaşamı boyunca yaydığı enerji kadardır.

Bu aşamada, elektron yakalama reaksiyonu, β bozunumu ve nötrinoya bağlı reaksiyonlar önemli rol oynamaktadır. Elektron yakalama reaksiyonuyla çekirdek nötron bakımından zengin hale gelmektedir. Sadece yüzeyde bir miktar proton birikir. Elektron sayısının azalması ile de çökme hızlanır. Bu durumda β bozunumu da işin içine girer. Ek olarak, nötrino ve anti nötrinolar kordan enerji alır. Korun içindeki kinetik enerji daha da azalır ve çöküş daha da hızlanır. Bu durum ikinci tip süpernovanın başlangıcıdır. Büyük bir çöküş ile kütesinin ve enerjisinin büyük bölümünü yitiren ağır yıldızlara "süpernova" adı verilir. Çökmelerin simülasyonu için bu tür zayıf yapıli reaksiyonların, dolayısıyla B(F) ve B(GT) nin bilinmesi önem taşır. Bu nedenle de bulacağımız B(F) ve B(GT) değerleri astrofizikçiler için de yararlıdır. Buna öncülük eden çalışmalar birçok kararlılıktan uzak p-f-kabuk çekirdekleri (^{46}Cr , ^{50}Fe , ^{54}Ni ve ^{58}Zn) için yapılmıştır.

Süpernovalar, yıldız oluşumunu, özellikle de yarattığı yüksek basınçla büyük kütleli yıldızların oluşumunu tetikleyen mekanizmalardan en önemlisidir. Bu büyük kütleli yeni yıldızlar da gün gelecek yeni süpernova oluşumlarına yol açacaktır. Şekil 2.10 da

örnek süpernova tekrarlanımı gösterilmektedir. Bu şekilde meydana gelen zayıf yapıllı reaksiyonlar için reaksiyon oranı bu çökmelerin simülasyonu için önemli bir parametredir. Bu tarz işlemleri simüle etmek için Fermi geçişlerinin geçiş gücü; $B(F)$ ve GT geçiş gücü; $B(GT^\pm)$ önemli iki parametredir.



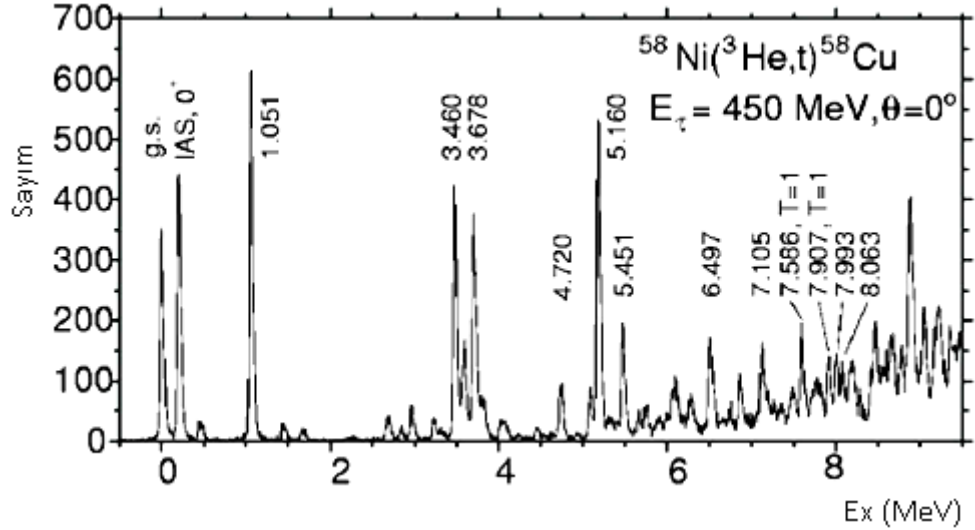
Şekil 2.10: Süpernova tekrarlanımı

Diğer yandan, GT^\pm geçiş gücü $B(GT^\pm)$, birçok seviyeye ayrılır ve $B(GT^\pm)$ güç dağılımları çekirdeklere bağlı olarak birbirlerinden farklıdır.

GT geçişlerinde ve presüpernova modellerinde kullanılan zayıf etkileşme oranı, sistematik fakat fenomenolojik olarak kütle numarası $A < 60$ olan çekirdekler için Fuller, Fowler ve Newan (FFN) [24, 25, 26] tarafından tahmin edilmiştir. Ancak yapılan hesaplamalar deneysel data'lara dayanmamaktaydı. sd-kabuk çekirdeklerde $B(GT^-)$ değerleri shell modelle uyumludur fakat pf-kabuk çekirdeklerinde $B(GT)$ değerlerindeki farklılıklardan dolayı bu modelle her zaman tutarlı değildir. Kor çöküşlerinin daha gerçek simülasyonunu oluşturmak için, pf-kabuk çekirdekleri için ayrıntılı bir şekilde belirlenmiş $B(GT^\pm)$ dağılımlarını elde etmek asıl gerekli olanıdır. Bu yüzden deneysel $B(GT^\pm)$ dağılımları ölçülmeli ve teorik hesaplamalarla örneğin shell-model hesaplamaları ile karşılaştırılmalıdır. Eğer shell-model hesaplamalarından elde edilen dağılımlar tatmin edici ise daha sonra bu hesaplamalar kararsız çekirdeklerden başlayarak GT^\pm geçiş güçlerinin tahmin edilmesine olanak sağlar [27, 28]. Şimdilerde bu çekirdeklerin geçiş güçlerini deneylerde ölçmek oldukça zordur. Bu yüzden bu tarz hesaplamalara ihtiyaç duyulur.

2.3.2. pf-Kabuk Çekirdekleri İçin B(GT⁻) Değerlerinin Ölçümleri

pf-kabuk çekirdekleri için B(GT⁻) ölçümleri ile ilgili ilk detaylı ölçümler (³He,t) reaksiyonu kullanılarak ⁵⁸Ni çekirdeği için yapılmıştır. Temel seviyesi J^π=0⁺ ve izospini T=1 olan ⁵⁸Ni çekirdeğinin temel seviyesinden, temel seviyesi J^π=1⁺ ve izospini T=0 olan ⁵⁸Cu çekirdeğinin uyarılmış seviyelerine geçiş GT geçişi olduğu için birim tesir kesiti σ_{GT} değeri, kısım 2.1 de anlatıldığı gibi β⁺ bozunumu deneylerinden elde edilen standart B(GT⁺) değerleri kullanılarak Denklem 2.4 e göre hesaplanır. Bu elde edilen B(GT⁻) değerleri dağılımları, shell model hesapları ile karşılaştırılabilir. Şekil 2.11 de örnek olarak ⁵⁸Ni(³He,t)⁵⁸Cu reaksiyonundan elde edilen ⁵⁸Cu çekirdeğinin spektrumu 9 MeV enerji değerine kadar gösterilmektedir.

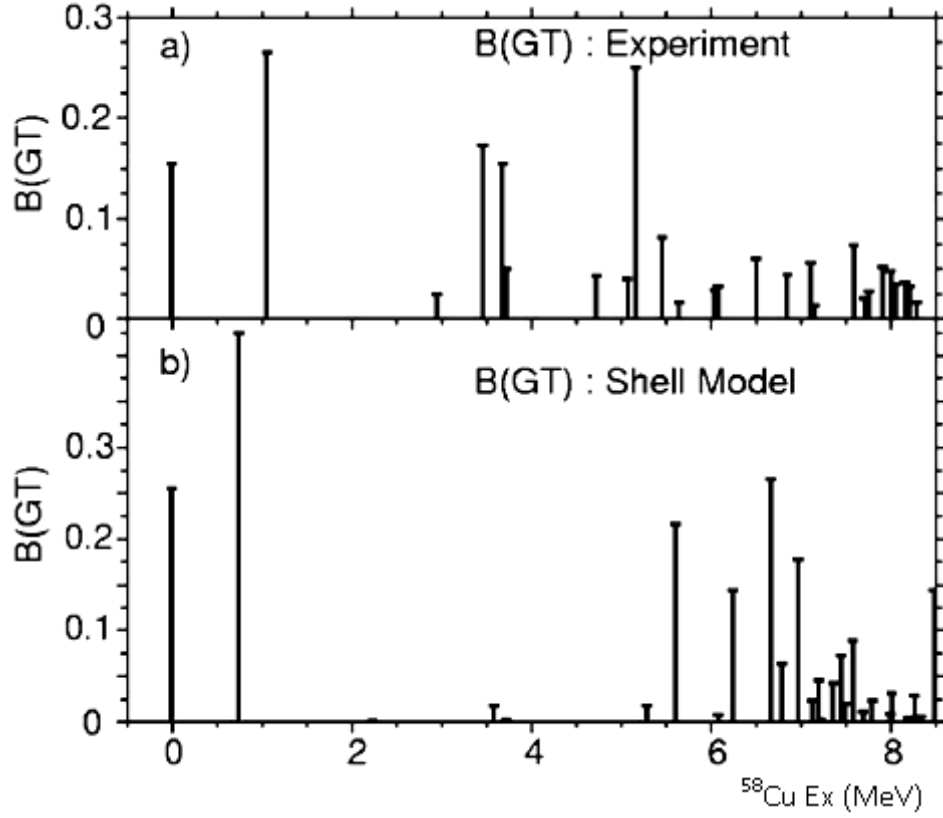


Şekil 2.11: 9 MeV enerji değerine kadar ⁵⁸Cu spektrumu.

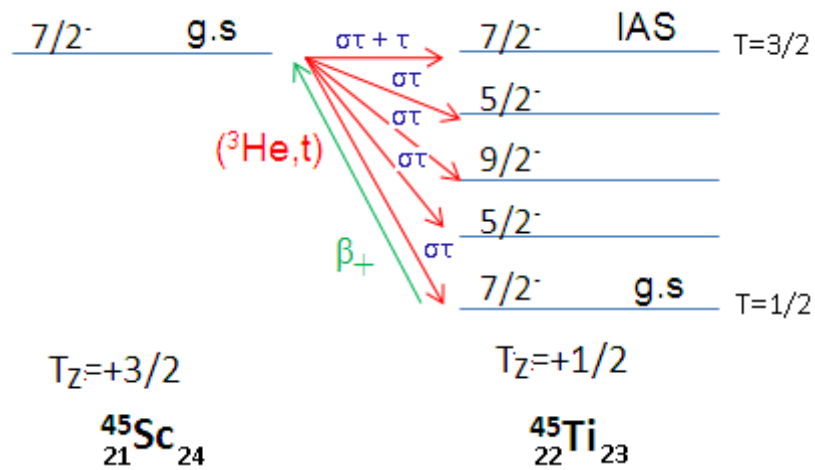
Şekil 2.12 de ise bu spektrumdan elde edilen deneysel B(GT⁻) dağılımları ile hesaplanan shell model B(GT⁻) değerleri karşılaştırılmaktadır. Bu çalışmaları genişletmek için farklı pf-kabuk çekirdekleri için GT⁻ geçişlerinin incelenmesine başlanmıştır [23].

Bu tez çalışması için izospini T_z=+3/2 ve temel seviyesi J^π=7/2⁻ olan ⁴⁵Sc pf-kabuk çekirdeğinin RCNP araştırma merkezinde gerçekleştirilen yüksek rezolüsyonlu ⁴⁵Sc (³He,t)⁴⁵Ti reaksiyonu sonucu oluşan izospini T_z=+1/2 ve J^π=7/2⁻ olan ⁴⁵Ti spektrumu incelenecektir. Temel seviyesi J^π=7/2⁻ olan ⁴⁵Sc çekirdeğinin (³He,t) reaksiyonu sonucu oluşan GT⁻ geçişleri, ⁴⁵Ti çekirdeğine ait J^π=7/2⁻, 5/2⁻, 9/2⁻ seviyeleri için izinlidir.

Kütle numarası $A=45$ olan Sc çekirdeğinin izospin yapısı Şekil 2.13 te gösterilmektedir. ^{45}Sc çekirdeğinin temel seviyesi $J^\pi=7/2^-$ den, ^{45}Ti çekirdeğinin $J^\pi=7/2^-$ temel seviyesine ve $J^\pi=5/2^-$, $9/2^-$ uyarılmış seviyelerine geçişlerin hepsi GT^- geçişleri olarak adlandırılır.



Şekil 2.12 : a) ^{58}Cu çekirdeğinin enerji spektrumundan elde edilen $B(\text{GT})$ dağılımları. b) shell-model hesaplamalarından elde edilen $B(\text{GT})$ dağılımları.



Şekil 2.13: ^{45}Sc çekirdeğinin izospin yapısı

Ancak dikkat edilmesi gereken önemli bir nokta ise, ^{45}Sc çekirdeğinin temel seviyesinden ^{45}Ti çekirdeğinin temel seviyesine olan IAS geçişi, hem GT hem Fermi geçişini içerir.

B_{GT} birim tesir kesitini elde etmek için kullanılan en kolay yol β^+ bozunumundan elde edilen ‘standart’ $B(\text{GT}^+)$ değerlerini kullanmaktır. Bu şekilde $B(\text{GT}^-)$ değerlerinin, ölçülen reaksiyon tesir kesitlerinin kullanılmasıyla yüksek uyarılma enerji bölgesinde hesaplanabileceği bölüm 2.1 de anlatılmıştır.

Bu tez çalışmasında amaçlanan ^{45}Sc çekirdeğinin temel seviyesinden, ^{45}Ti 'un uyarılmış seviyelerine GT geçişlerin geçiş güçlerinin yani $B(\text{GT})$ değerlerinin hesaplanmasıdır. Bölüm 4 te Bulgular başlığı altında, ^{45}Ti çekirdeğinin data analizi ve $B(\text{GT}^-)$ değerlerinin çıkarılması için yapılan DWBA hesaplamaları yer almaktadır.

3. MALZEME VE YÖNTEM

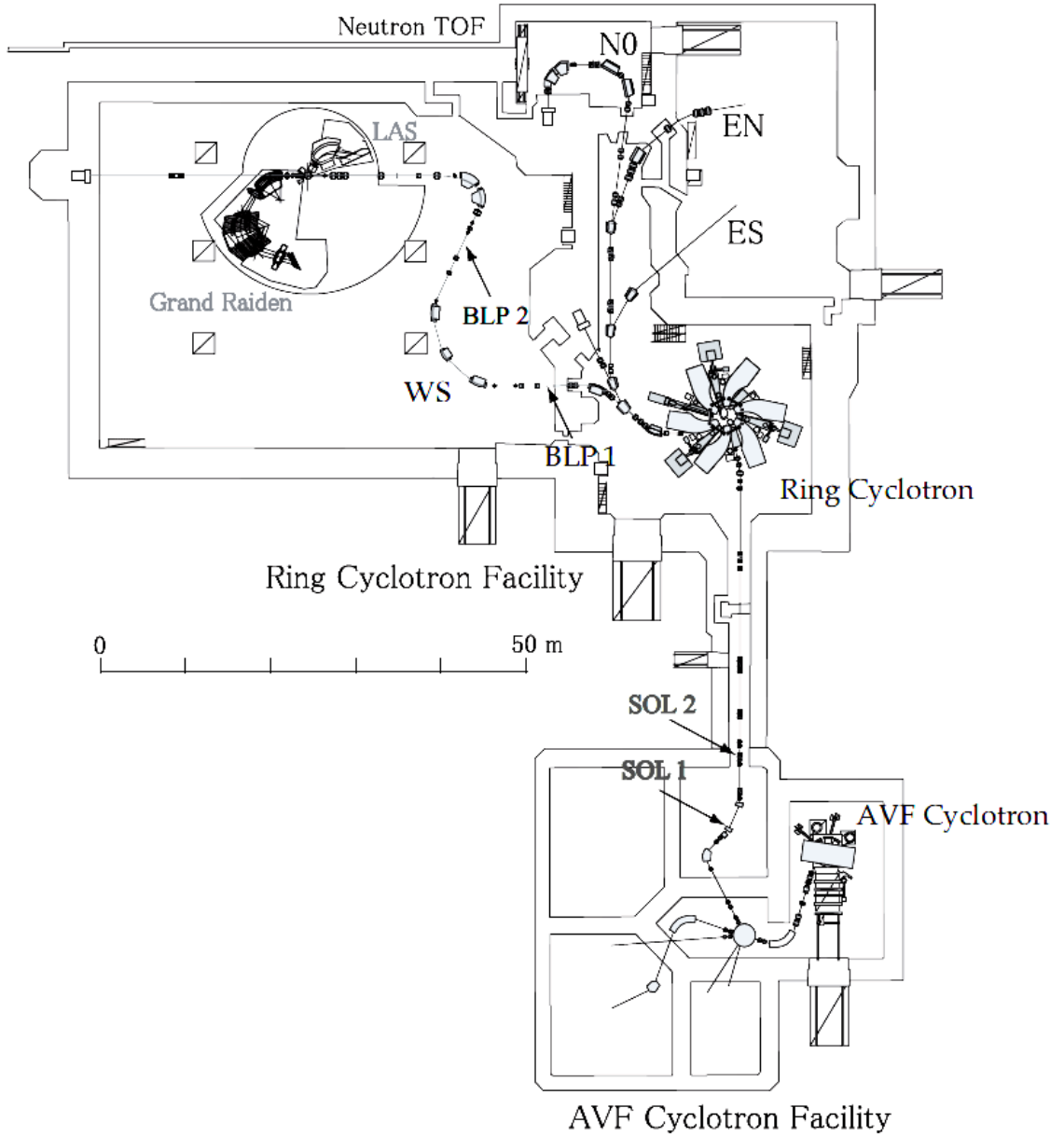
Japonya Osaka Üniversitesi'nde bulunan Nükleer Fizik Araştırma Merkezi-**R**esearch Center for Nuclear **P**hysics (RCNP), nükleer fizik çalışmaları için 1971 yılında kurulmuştur. Merkezin asıl amacı nükleer fizik çalışmalarını geliştirmek, ilerletmektir. RCNP Araştırma Merkezi nükleer fizik çalışmalarının yanında parçacık fiziği çalışmalarından katı hal fiziği çalışmalarına ve hatta medikal fizik çalışmalarına da olanak sağlar [29].

RCNP Araştırma Merkezinde nükleer fizik deneyleri açısız olarak çeşitlendirilmiş AVF (**A**zimuthally **V**arying **F**ield) siklotron ve RING (Halka) siklotron denilen iki parçacık hızlandırıcısı tarafından hızlandırılan hüzmeler kullanılarak yapılmaktadır. Bu hızlandırıcılar protonların ve diğer parçacıkların hüzmelerini kaskat modda ışık hızının % 40-70 fazlasına kadar hızlandırmak için kullanılır [30].

Bu hızlandırıcılara ek olarak RCNP Araştırma Merkezinde bulunan GR (**G**rand-**R**aiden) ve LAS (**L**arge **A**cceptance **S**pectrometer) spektrometreleri ilgilenilen çekirdeklerin deneysel çalışmalarında kullanılmak üzere kurulmuştur. Şekil 3.1 de RCNP Araştırma Merkezinin genel görünümü verilmektedir.

3.1. AVF SİKLOTRON PARÇACIK HIZLANDIRICISI

RCNP Araştırma Merkezi AVF siklotron parçacık hızlandırıcısı, yüksek kalitede hüzmeye elde etmek için parçacıkları, örneğin protonu 65 MeV e kadar hızlandırarak enjektör hızlandırıcı olarak kullanılmaktadır. Şekil 3.2 de AVF siklotronunun genel görünümü verilmektedir [31].



Şekil 3.1: RCNP Araştırma Merkezinden genel görünüm.

3.2. HALKA SİKLOTRON PARÇACIK HIZLANDIRICISI

Halka siklotron parçacık hızlandırıcısı, burulmuş altı tane sarmal kısımlı magnetten oluşmaktadır. AVF hızlandırıcısıyla 65 MeV e kadar hızlandırılan proton, halka siklotron hızlandırıcısıyla 400 MeV e, döteron 200 MeV e, ^3He 510 MeV e ve ^4He 400 MeV e kadar hızlandırılabilir. Şekil 3.3 te halka siklotronun genel görünümü verilmektedir [30].



Şekil 3.2: RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan AVF siklotron.



Şekil 3.3: RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan halka siklotron.

3.3. RCNP ARAŞTIRMA MERKEZİNDE KULLANILAN İYON KAYNAKLARI

RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan iyon kaynakları ve hızlandırıldıkları enerji değerleri aşağıdaki Tablo 3.1 de verilmiştir [32].

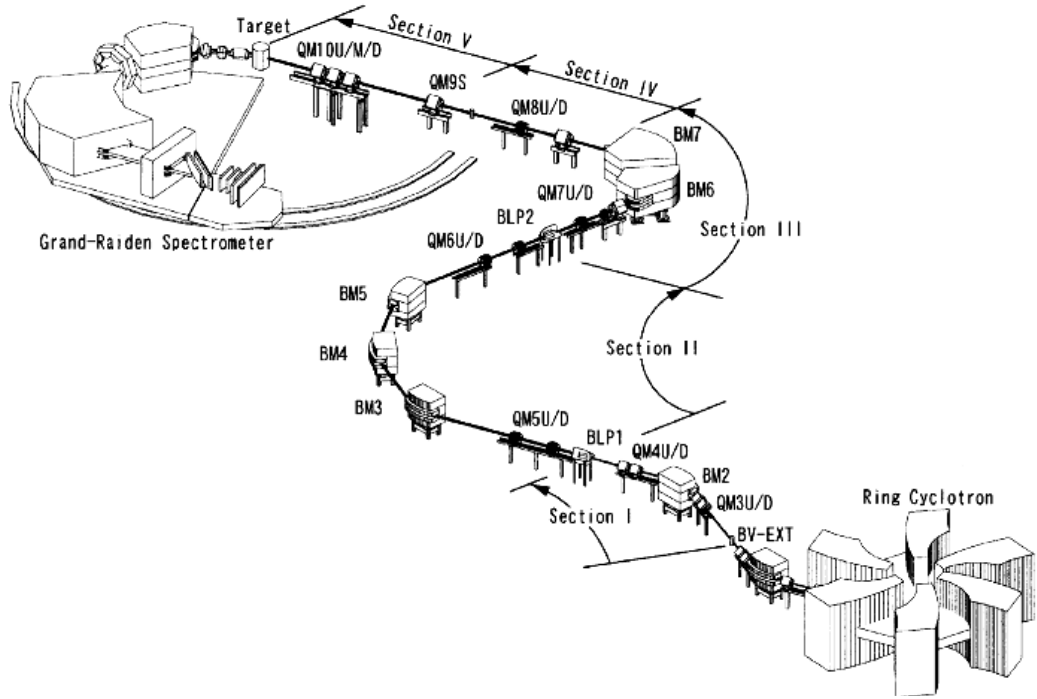
Tablo 3.1: RCNP de kullanılan iyon kaynakları ve kullanıldıkları enerjiler

Parçacıklar	Energileri (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

3.4. HÜZME TAŞINIMI

RCNP Araştırma Merkezi hüzme taşınımı WS (**West Experimental Hall-South Inlet Port**) adı verilen, deney alanının batısından güney kısma kadar devam eden bölümle sağlanır. AVF ve Halka siklotronunda hızlandırılan parçacıklar hedef pozisyonuna kadar yüksek rezolüsyonlu hüzme taşınımı sağlanabilen WS hüzme hattına gönderilir [33]. Hızlandırılan hüzme, hüzme hattında bulunan dipol ve kuadrupol magnetlerle hedefe taşınır. Kuadrupol magnetler hüzmei odaklamak için, dipol magnetler ise hüzmei döndürmek için kullanılır. İki kuadrupol magnet gelen hüzmei hem düşey hem yatay yönde odaklamak için yeterlidir. Bu hüzme hattı; dipol, kuadrupol ve özel QM9S kuadrupol magnetlerini içeren beş fonksiyonel kısımdan oluşmaktadır.

Şekil 3.4 te WS hüzme taşınımı gösterilmektedir. Birinci kısımda gelen hüzme halka hızlandırıcının çıkışındaki noktadan (BV-EXT) 40° döndürülür ve dört kuadrupol magnet ve bir dipol magnetten geçerek ilk çift odaklama noktası olan BLP (**Beam Line Polarimeter**) hüzme taşınım polarimetresine gönderilir [34]. BLP, dört adet sintilasyon detektörü ve bunlar ortasına yerleştirilmiş hedeften oluşmaktadır ve kullanılan hüzmenin polarizasyonunun ölçülmesinde kullanılmaktadır.



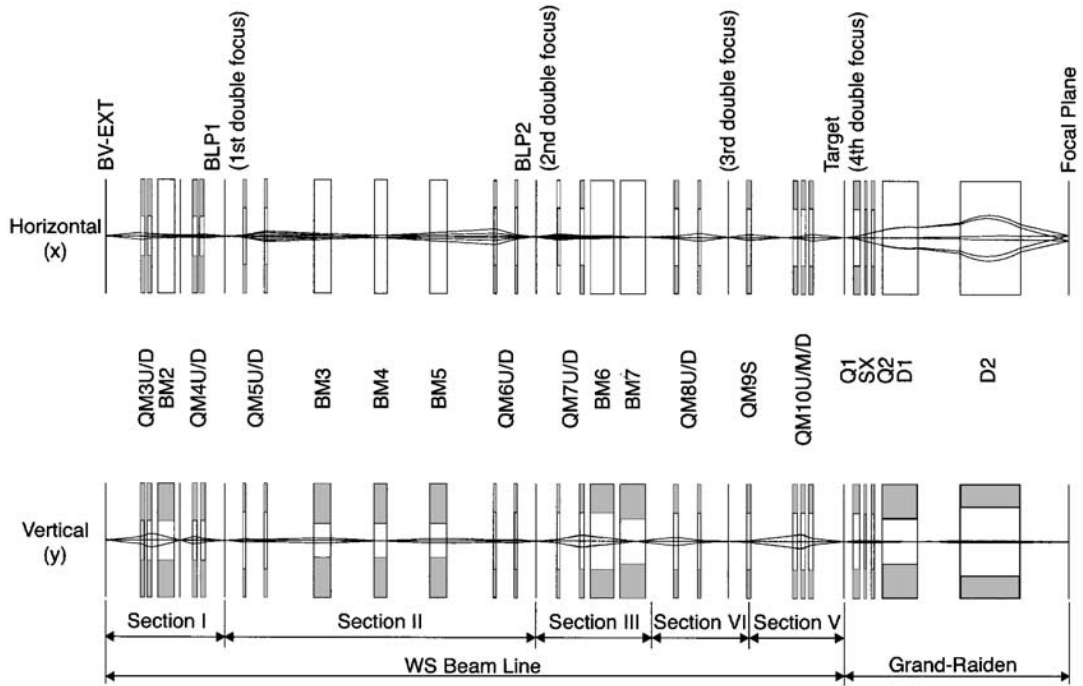
Şekil 3.4: WS hüzme taşınımı

[35]. Ayrıca bu kısımda saptırıcı magnet olarak BM2, yukarı ve aşağı yönde odaklayıcı magnet olarak QM3U(upstream)/D(downstream) ve kuadrupol magnet olarak QM4U/D bulunmaktadır. Bu magnetler çift olarak guruplandırılır. QM3U ve QM4D gelen hüzmenin düşey odaklanmasını sağlarken QM3D ve QM4U ise yatay odaklanmasını sağlar. İkinci kısım ilk çift odaklama noktasından ikinci çift odaklama noktası BLP2 noktasına kadar olan kısımdır. Bu kısımda bulunan QM5U/D ve QM6U/D Kuadrupol magnetleri yine düşey ve yatay yönde grup olarak odaklama sağlarlar. Üçüncü kısım ise ikinci çift odaklama noktası BLP2 den üçüncü çift odaklama noktası BM7 magnetinin sonundaki noktaya kadardır. Bu kısımda bulunan QM7U Kuadrupol magneti sadece akromatik modda hüzme taşınımı esnasında kullanılırken QM7D magneti ise düşey odaklama için kullanılır. Dördüncü kısım, üçüncü çift odaklama noktasından dördüncü çift odaklama noktasına kadardır. Bu kısımda bulunan QM8U QM8D magnetleri yatay ve düşey odaklamayı sağlarlar. Bu bölümde asıl amaç, GR için gerekli olan eşleştirme şartlarının sağlanması amacıyla I., II. ve III. bölümler tarafından üretilen dispersiyonu arttırmaktır. Kuadrupol QM9S magneti dördüncü çift odaklama noktasında yer almaktadır. Bu noktada hüzme hem yatay hem düşey olarak odaklanır. Beşinci kısım, gelen hüzme QM9S magnetinden beşinci ve son çift odaklama noktası olan hedef pozisyonuna kadar iletir. Bu bölüm simetrik üçlü QM10U(upstream)

/M(middle)/D(downstream) kuadrupol magnetini içerir. QM10U ve QM10D magnetleri yatay yönde odaklamayı sağlarken QM10M magneti düşey yönde odaklama sağlar. Bu kısmın asıl amacı hüzmeyi hedefe doğru odaklama şartlarını sağlayarak odaklamaktır [34].

3.4.1 Akromatik Hüzme Taşınımı

Hüzme hattı hedef pozisyonunda küçük bir enerji yayını oluşturmak için 'S' şeklinde düzenlenmiştir. Hüzme yukarıda da anlatıldığı gibi dipol magnetlerle saptırılarak kuadrupol magnetlerle odaklanır. Akromatik hüzme taşınımı ile hüzme ayarı yapılmaktadır ve ~ 100 keV enerji rezolüsyonuna kadar ulaşılmaktadır. Akromatik modda hedef pozisyonunda küçük bir enerji yayını gözlenemediği için, dispersiv hüzme taşınımına ihtiyaç duyulmuştur. Şekil 3.5 te akromatik hüzme taşınımı gösterilmiştir. [34].

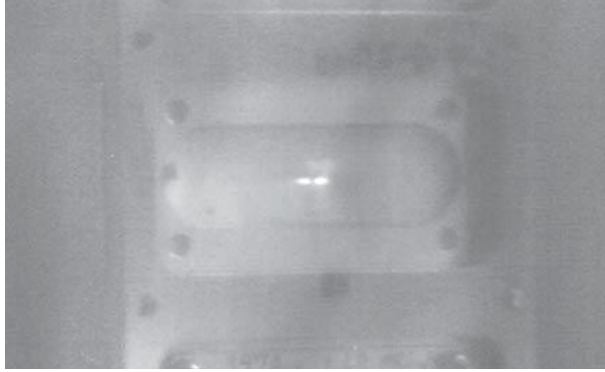


Şekil 3.5: Akromatik hüzme taşınımı

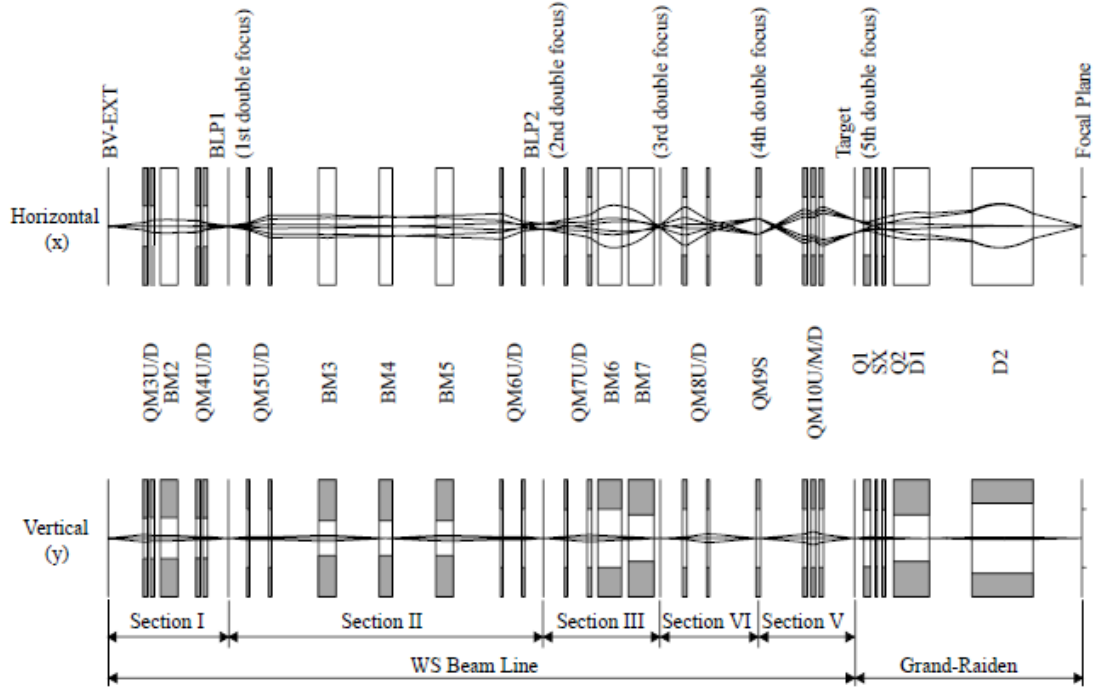
3.4.2 Dispersiv Hüzme Taşınımı

Dispersiv hüzme taşınımında hüzme, hedef pozisyonuna dispersiv olarak yani farklı enerji ve momentumlarda küçük bir enerji yayını yaparak gelmektedir. Dispersiv hüzme taşınımı ile RCNP de ~ 20 keV enerji rezolüsyonuna kadar ulaşılabilmektedir.

[34]. Dispersiv hüzme taşınımı ile hüzmenin hedef pozisyonundaki görünüşü Şekil 3.6 da verilmiştir. Dispersiv hüzme taşınımı ise Şekil 3.7 de gösterilmektedir.



Şekil3.6: Dispersiv hüzme taşınımı ile hedef pozisyonundaki hüzme görünümü.

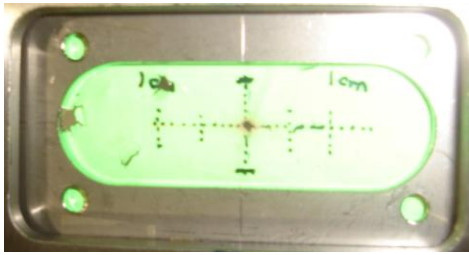


Şekil 3.7: Dispersiv hüzme taşınımı.

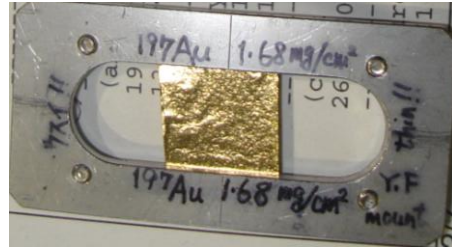
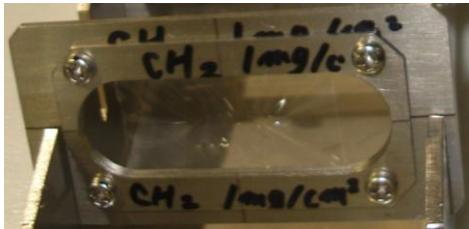
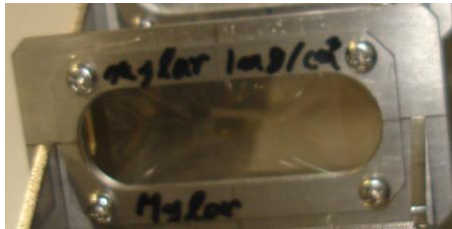
3.5. HEDEF

Manyetik spektrometrenin kullanıldığı yüksek enerji rezolüsyonu çalışmalarında hedef olarak daha çok ince metal levhalar kullanılır. Bunun yanında oksitler gibi bileşikler içeren metal olmayan malzemeler de kullanılabilir. Hedef materyali giden parçacığın geçişini etkilemeyen veya reaksiyona katkı sağlamayan ince bir destek üzerine

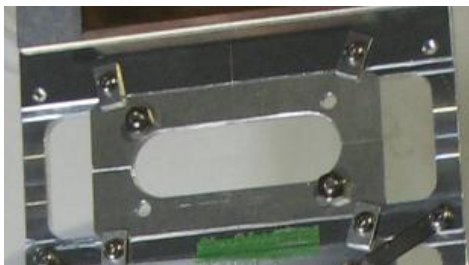
yerleştirilir. Birçok uygulama için, son derece nadir bulunan alkalin ve alkalin toprak metallere kullanılmaktadır. CE reaksiyonlarında kullanılmak amacıyla bu elementlerden ince hedef elde etmek için, bu elementlerin kararlı izotopları kullanılır. Kullanılan hedef kalınlığı genelde $1-2 \text{ mg/cm}^2$ dir. Bu tarz ince hedeflerde hüzmelerin ve reaksiyon ürünlerinin enerji kaybı farkı küçüktür dolayısıyla yüksek rezolüsyonlu manyetik spektrometre kullanımıyla çok iyi rezolüsyon değerine ulaşılır [36]. İncelenmesi istenen hedeflerle birlikte çeşitli amaçlara yönelik olarak ZnS, CH₂, Mylar, ^{Nat}Mg, ¹⁹⁷Au, ²⁶Mg ve boş hedefler de kullanılmaktadır. Gelen hüzmelerin background katkısını ölçmek için boş hedef, gelen hüzmelerin geçtiği yol içerisinde odaklanmış olarak merkezden geçip geçmediğini kontrol etmek için ZnS, açılı kalibrasyonu için ¹⁹⁷Au ve CH₂, enerji kalibrasyonu için Karbon ve Oksijenin yüksek uyarılmış enerji seviyeleri bilindiği için Mylar (O,C,H den oluşur) ve düşük enerji seviyeleri bilindiği için ise ^{Nat}Mg hedefleri kullanılır. Şekil 3.8 de hedefler gösterilmiştir.



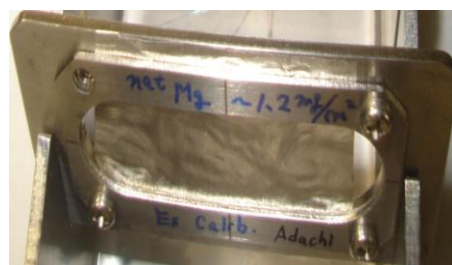
a) ZnS

b) ¹⁹⁷Auc) CH₂

d) Mylar



e) Boş

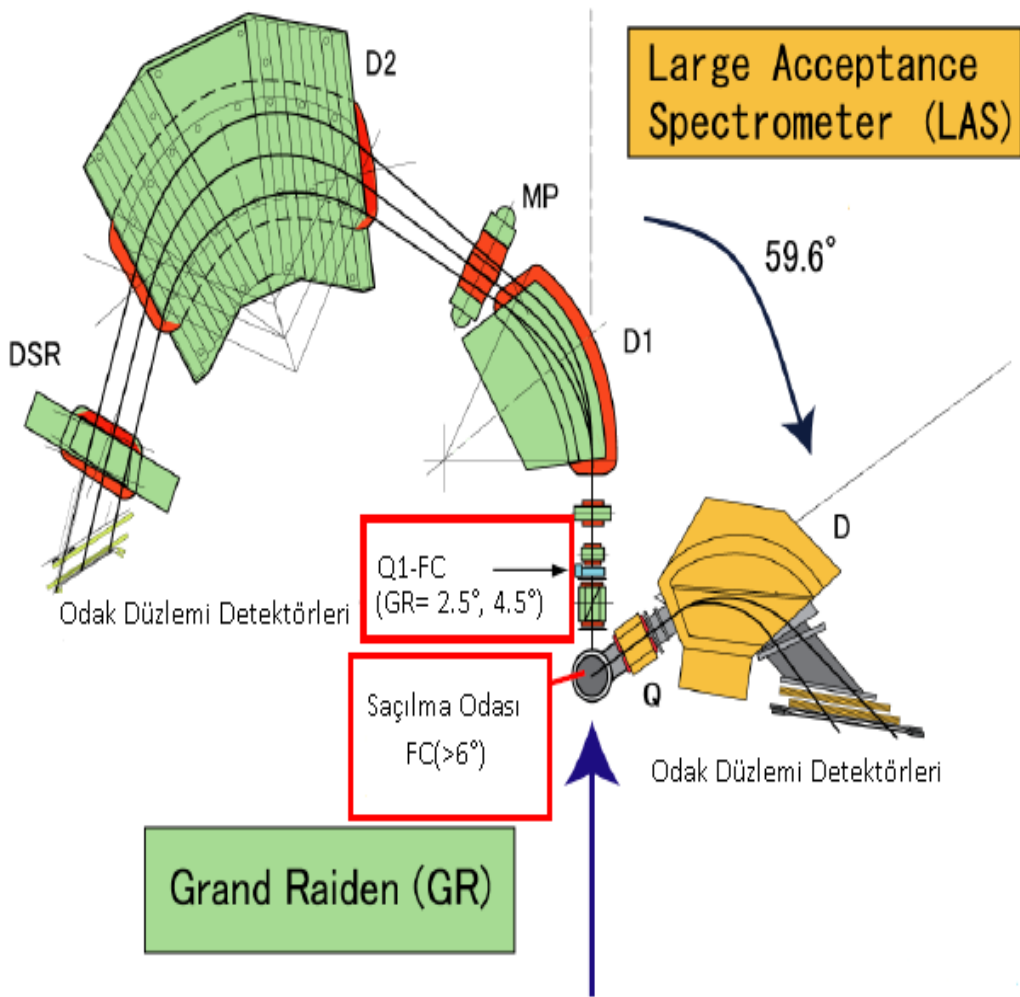
f) ^{Nat}Mg

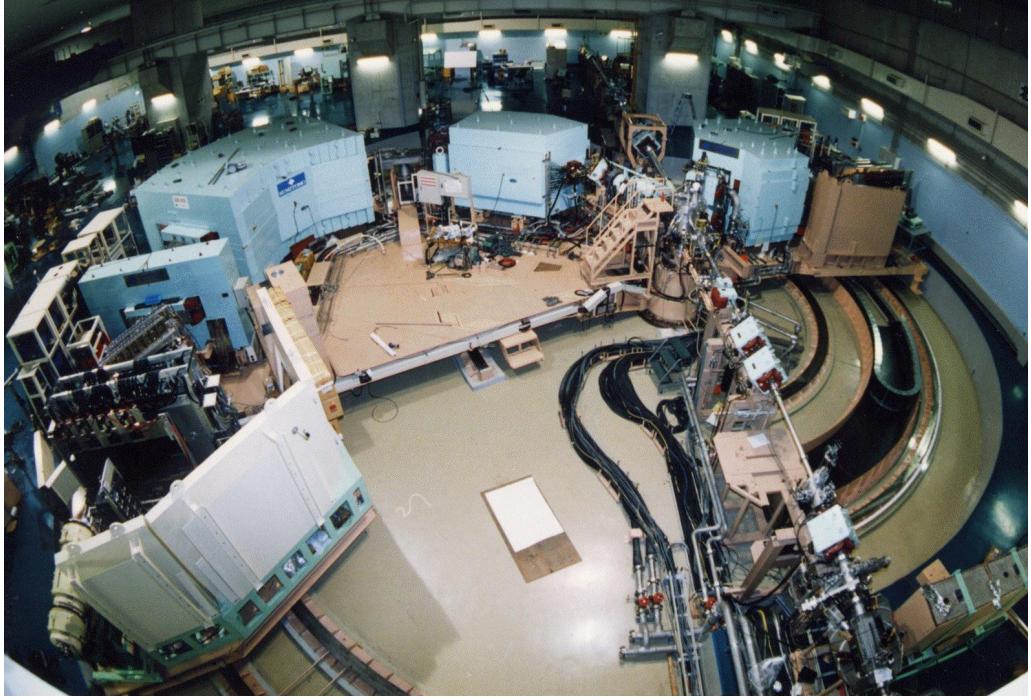
Şekil 3.8: RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan hedefler

3.6. MANYETİK SPEKTROMETRELER

Deneysel fizik çalışmalarında detektör sistemleri için en önemli gereklilik, spektrumlarda gözlenen background katkısından amaca yönelik sinyal veya olayları seçebilmektir. Yüklü parçacıkların deteksiyonu için manyetik spektrometreler çok büyük önem taşımaktadır çünkü momentum seçiminde ve background katkısını azaltmada yüksek performans sağlar [37].

RCNP Araştırma Merkezinde 0° ölçümlerinde yapılan yüksek rezolüsyon deneylerinde kullanılan iki tip spektrometre vardır. **Grand Raiden (GR)** ve **Large Acceptance Spectrometers (LAS)**. Şekil 3.9 da GR ve LAS spektrometreleri, Tablo 3.2 de ise bu iki spektrometrenin özellikleri gösterilmektedir [33].





Şekil 3.9: RCNP Araştırma Merkezi 0° ölçümlerinde kullanılan manyetik spektrometreler

Tablo 3.2 : RCNP de kullanılan GR ve LAS spektrometrelerinin özellikleri

	GR	LAS
	Spektrometresi	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 kabulü	± 20 mr	± 60 mr
Düşey açı kabulü	± 70 mr	± 100 mr

3.6.1 LAS Spektrometresi

LAS spektrometresi QD (kuadropol-dipol) tipli bir spektrometredir. Bu spektrometre bir kuadropol magnet, bir dipole magnet ve focal plane (odak düzlemi) detektörlerinden oluşmaktadır. Bu spektrometreyle $\theta_{lab} = 59.6^\circ$ dereceye kadar ölçüm yapılabilmektedir. LAS spektrometresi genelde yarı serbet (quasi-free) saçılan protonları detekte etmek

için kullanılır ve elde edilen data düşey yönde hüzme pozisyonuna bağlı GR spektrometresiyle ölçülen protonların, düşey saçılma açılarının kalibrasyonu için kullanılır [33].

3.6.2 GR Spektrometresi

Yüksek rezolüsyonlu spektrometre GR, RCNP Araştırma Merkezinde nükleer ve atomik fizik yüksek rezolüsyon çalışmaları için aktif olarak kullanılmaktadır. ‘Yüksek rezolüsyon’ RCNP Araştırma Merkezindeki deneysel araştırmaları karakterize eden anahtar sözcüktür. GR, RCNP Araştırma Merkezine 1976 yılında inşa edilmiştir. Genelde 0° spektrometre açısında yapılan yüksek rezolüsyon deneylerinde kullanılmaktadır. Şekil 3.10 da spektrometre açısı gösterilmektedir.



Şekil 3.10: RCNP Araştırma Merkezi 0° de bulunan GR spektrometre açısı

GR spektrometresi maksimum 90° ye kadar döndürülebilir. Bu spektrometrenin en önemli özelliği yüksek momentum rezolüsyonuna (yaklaşık $p/\Delta p=37000$) ve yüksek manyetik güce sahip olmasıdır (yaklaşık 5.4 T.m) [23].

GR spektrometresine gelen yüklü parçacıklar aynı mv/q değerine yani aynı ρ yörünge yarıçapına sahiptir. Düzgün bir manyetik alan, demeti ρ yarıçaplı bir dairesel yörünge şeklinde bükür.

Denklem 3.1 de gösterildiği gibi birbirinden farklı olan parçacıklara uygulanan manyetik alan değeri aynı fakat ρ yörünge yarıçapı her parçacığın farklıdır.

$$m \frac{v^2}{\rho} = qvB \rightarrow B\rho = \frac{mv}{q} \quad (3.1)$$

Hedef bölgesine parçacıklar aynı hızda gelir ve aynı momentumda yarıçapları m/q olarak hesaplanır. Yarıçapı az olan parçacığa yükü ile orantılı olarak daha çok manyetik kuvvet $F=qvB$ uygulanır. Bu kuvvet büyük olduğunda parçacık yoluna devam edemez ve durdurulur. Diğer parçacıklar ise odak düzlemine ulaşır ve odak düzleminde herşey enerji kaybı ile orantılı olduğu için parçacıkların hızları artık aynı değildir.

Grand Raiden üç dipol (D1, D2, DSR), iki kuadrupol (Q1, Q2), bir sextupol (SX) ve bir multipol (MP) magnetin yanında saçılma odasında, gelen parçacıkların saçılma açılarına göre yerleştirilen SC (Saçılma Çemberi) faraday kap ve Q1 faraday kap tan oluşmaktadır [34].

3.6.2.1 GR Spektrometresinin İçinde Yer Alan Manyetik Öğeler

Manyetik öğelerden ilki olan ‘D1 Faraday Kap’ hüzmelenin taşıdığı yük miktarına bağlı olarak hüzmelenin akımını ölçen bir alettir. Kap doğrudan hüzmelenin önüne konulduğu için hüzme yapısına zarar verir, hüzme durdurulur. Kap, bir veya birden çok kalın iletken malzemedden (Cu, C, Pb, Ta gibi) oluşmaktadır. Demetteki parçacıkların tamamen soğurulması için, malzemenin türü ve L kalınlığı demetin E enerjisine bağlı olarak seçilir. Malzemede birim uzunluk başına enerji kaybı dE/dx olmak üzere $L = E/(dE/dx)$ olmalıdır. Bağlı bir R direnci üzerinden ölçülen V voltajı, soğurulan anlık akımın değerini verir. Böylece demet yükü, karşılık gelen bir akıma dönüştürülmüş olur. Sabit bir manyetik alan içerisinde serbest duran iletkenden akım geçirilecek olursa iletken hareket eder. Faraday kabını kullanarak elektrostatik denge durumunda elektrik yükleri bir iletkenin dış yüzeyinde toplanır. Yüzey yük yoğunluğu eğrilik yarıçapına bağlıdır. Şekil 3.11 de D1 faraday kap gösterilmiştir [38].

Manyetik öğelerden ikincisi GR SC ‘Scattering Chamber’ (saçılma odası) adı verilen reaksiyonların gerçekleştiği kısımdır. Şekil 3.12 de gösterilen iki şekil, saçılma odasının dıştan ve içten görünümüdür.



Şekil 3.11: GR spektrometresinde D1 magnetinin içinde yer alan Faraday kap

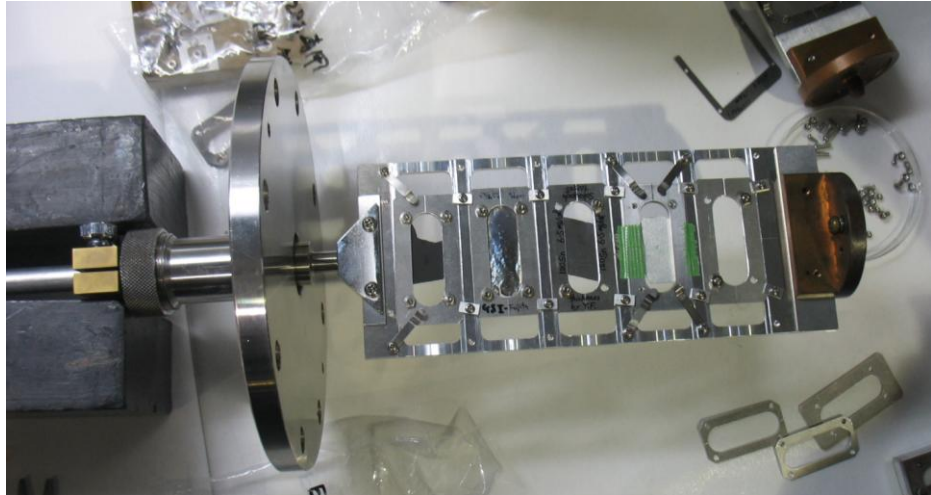
Bu oda çok düşük iyon hüzmelerinin akımlarını ölçmek için içerisinde bir (SC faraday kap) faraday kap bulunmaktadır. 6° den büyük açılarda gelen hüzmeler bu faraday kpta durdurulmalıdır.





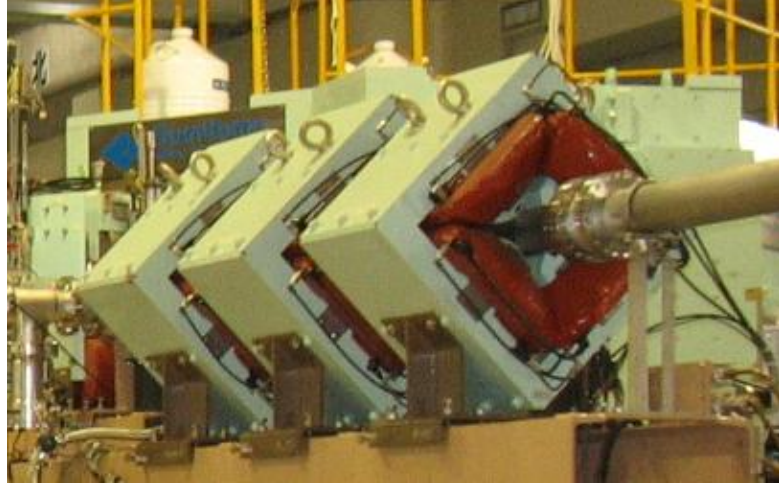
Şekil 3.12: GR spektrometresinde bulunan saçılma odası

Bunun yanında çemberin içerisinde hedef tutucu (target ladder) denilen hedefleri taşıyan bir parça bulunur ve bu parça saçılma odasının içine monte edilir. Şekil 3.13 te hedef tutucu görülmektedir.



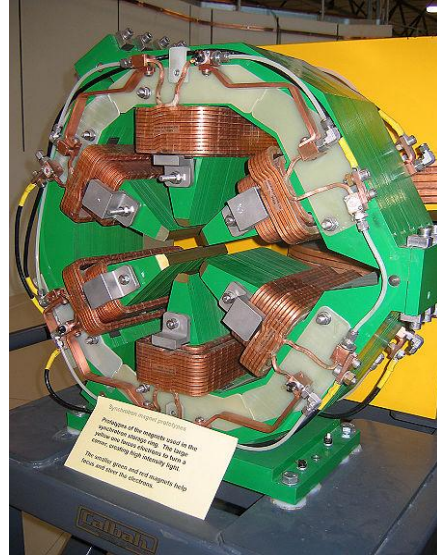
Şekil 3.13: Saçılma odasının içinde bulunan hedef tutucu

Manyetik öğelerden üçüncüsü ise gelen hüzmeleri yatay yönde birbirinden ayıran ve odaklanmasını sağlayan 'Q1 ve Q2' kuadropol magnetleridir ve Şekil 3.14 te gösterilmiştir. Ayrıca güçlü manyetik özelliği olan Q1 magneti y eksenine büyük saçılma açılarında gelen parçacıkları tutmak için saçılma çemberinin yakınına konulmuştur. Q1 magnetinin gelen hüzmeye için maksimum eğim gücü 0.13 T/cm iken Q2 magnetinin maksimum eğim gücü ise 0.033 T/cm dir. Ayrıca faraday kaplardan bir diğeri de 2.5° ve 4.5° saçılma açısıyla gelen hüzmeyi durdurmak için Q1 magnetinin üst kısmına yerleştirilen Q1 faraday kaptır [23].



Şekil 3.14: RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan kuadrupol magnetler

Manyetik öğelerden dördüncüsü ise ‘Sextupol magnetler’ dir. Yüksek enerjilere çıkıldığında daha güçlü bir manyetik yönelim meydana geldiğinden dolayı bu magnetler kullanılmaktadır. Şekil 3.15 de RCNP de bulunan bir sextupol magnet görülmektedir.



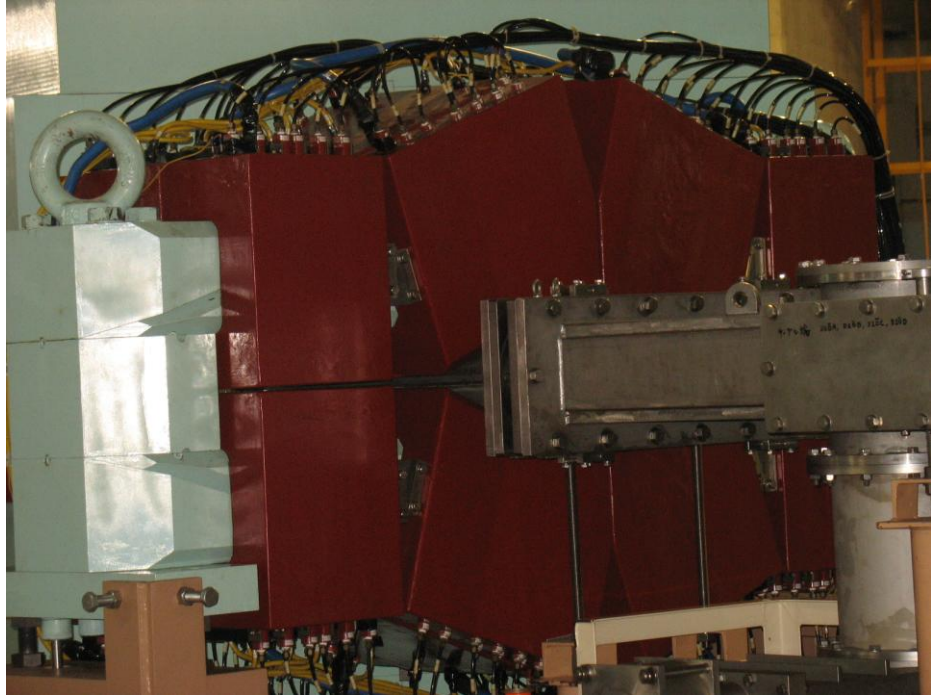
Şekil 3.15: RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan sextupol magnetler

Manyetik öğelerden beşincisi ‘D1 ve D2’ dipol magnetleridir. Şekil 3.16 da GR dipol magnetleri görülmektedir. RCNP Araştırma Merkezinde bulunan D1 ve D2 magnetlerinin maksimum manyetik alan gücü 1.8 T, yörünge yarıçapı (ρ) = 3m dir.



Şekil 3.16: GR spektrometresinde bulunan D1 ve D2 dipol magnetleri

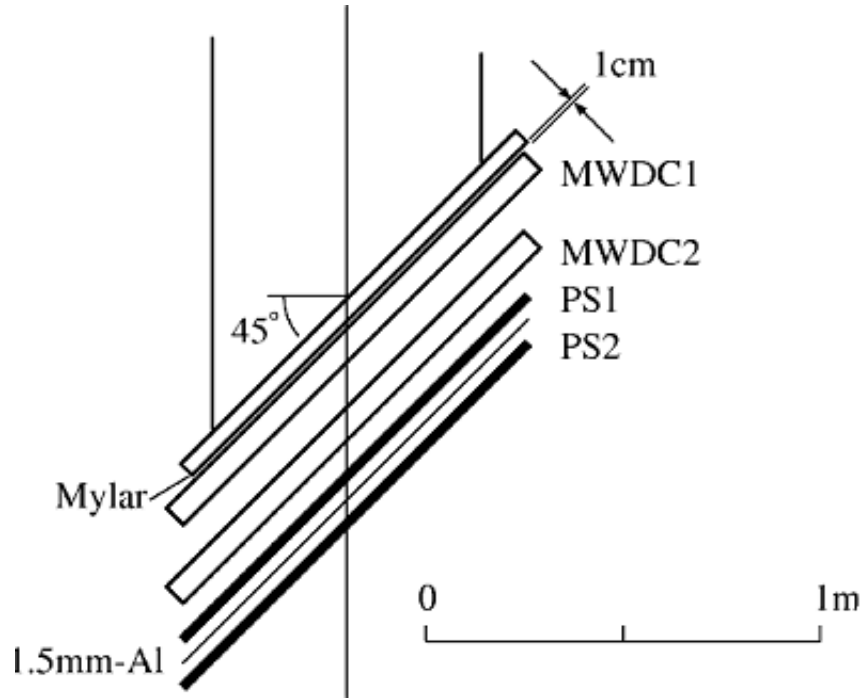
Manyetik öğelerden altıncısı ise MP çok kutuplu magnet olup yüksek saçılma açılarıyla gelen sapmaya uğramış hüzmeleri odaklamak için kullanılır. MP magneti içerisinde kuadrupol, sextupol, oktupol, dekapol magnetlerini içerir (Şekil 3.17).



Şekil 3.17: RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan multipol magnet

3.7. ODAK DÜZLEMİ (FOCAL PLANE) DETEKTÖRLERİ

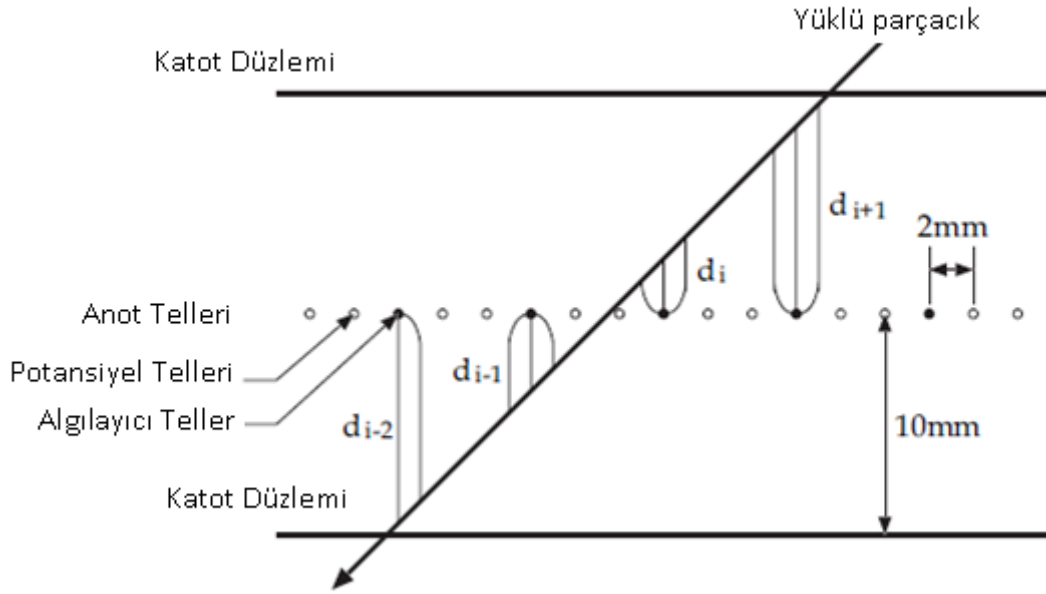
Odak düzlemi detektör sistemi, parçacıkların pozisyon ve açı ölçümleri için düşey sürüklenme tipli **Verticle Drift Chamber (VDCs)** çemberlerden oluşan iki adet çok sarımlı sürüklenme odası detektörleri, **Multi Wire Drift Chamber (MWDC)** leri ve parçacık tanımlamaları ve trigger şartını sağlamak için ise iki adet plastik sintilasyon detektörlerini (PS1 ve PS2) içermektedir. Parçacıklar odak düzlemine 45° lik açı ile geldiği için bu detektörler 45° lik açı ile yerleştirilmiştir. Şekil 3.18 de odak düzlemi detektörleri gösterilmektedir [23].



Şekil 3.18: Odak düzlemi detektörleri

3.7.1 Çok Sarımlı Sürüklenme Odası (MWDC) Detektörleri

MWDC ler odak düzleminde yüklü parçacıkların yönelimlerini belirlemek için kullanılmaktadır. MWDC lerin tel düzleminin yapısı Şekil 3.19 da, tel düzleminin özellikleri ise Tablo 3.3 te gösterilmiştir.

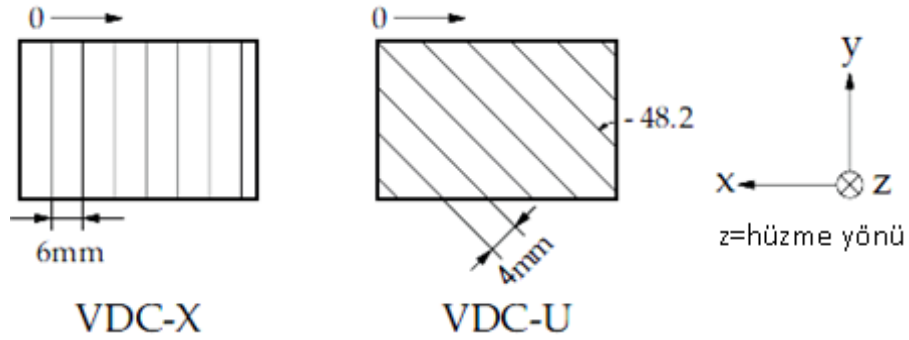


Şekil 3.19: Çok Sarımlı Sürüklenme Odası (MWDC) Detektörleri. Tipik yüklü parçacık yöneliminde katot düzlemi ile anot tellerinin birlikte gösterimi.

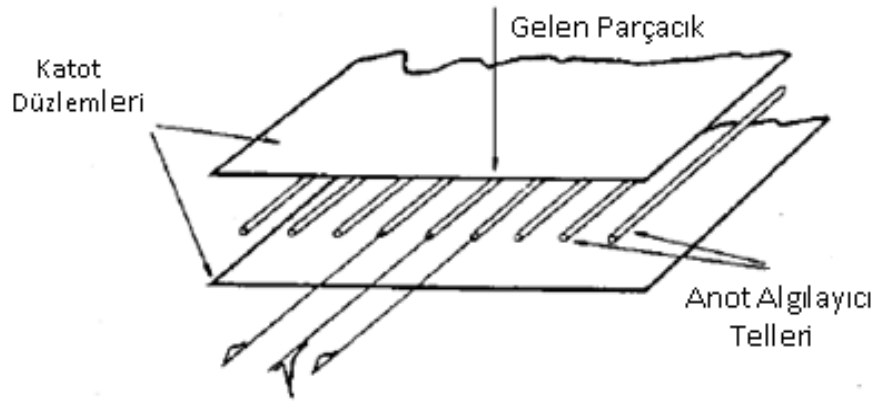
Tablo 3.3: MWDC lerin özellikleri

Anot tellerinin konfigürasyonu	X(0° =düşey), U($48,2^\circ$)
Düzlemlerdeki (algılayıcı) algılayıcı tellerinin sayısı	192 (X), 208 (U)
Katod düzlemi ile anot telleri arasındaki mesafe	10 mm
İki anot teli arasındaki mesafe	2 mm
İki algılayıcı tel arasındaki mesafe	6 mm (X), 4 mm (U)
Algılayıcı telleri	20 μm altın kaplama tungsten tel
Potansiyel telleri	50 μm Berilyum-Bakır tel
Katod	10 μm Karbon-Aramid film
Katod voltajı	-5.6 kV
Potansiyel tellerinin voltajı	-0.35 kV
MWDC içinde kullanılan gazlar	Argon (%70) + Iso-butane (%30)
MWDC’de kullanılan pre-amplifier	LeCroy 2735 DC
MWDC’de kullanılan TDC	LeCroy 3377

Her bir MWDC üç katot düzlemi ile sıkıştırılmış iki anot düzleminin (X ve U) oluşmaktadır. Her iki tel düzleminin konfigürasyonu ve görünümü Şekil 3.20 ve 3.21 de gösterilmiştir [23].



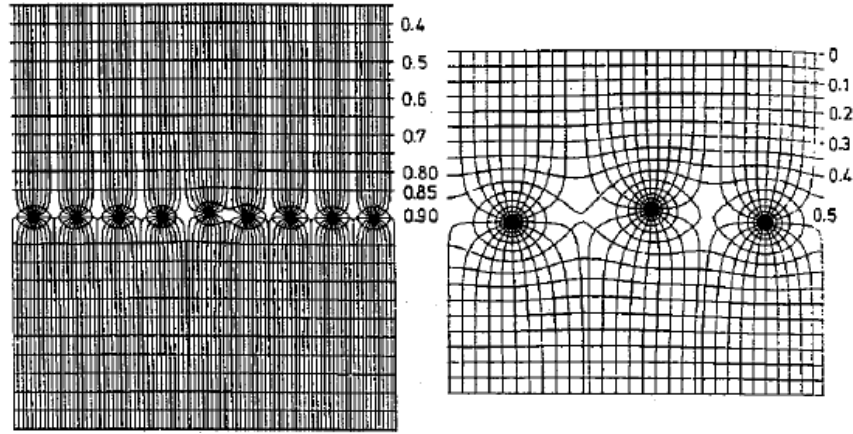
Şekil 3.20: MWDC detektörünün x ve u düzleminin konfigürasyonu



Şekil 3.21: MWDC detektörünün anot algılayıcı tellerinin görünümü

MWDC iyonların toplanması prensibine dayanır ve iyonizasyon meydana getirmek asıl amaçtır. Yüklü parçacıklar çemberin içinde bulunan gazla etkileşip iyonlar meydana getirir. Pozitif yüklü iyonlar yavaş yavaş katota doğru hareket etmeye başlar. Katoda ulaşan iyonlar metalin elektronları ile birleşir ve nötr hale gelir. Bunun sonucunda ilave elektronlar açığa çıkar bu ilave elektron çıkışını durdurmak için söndürücü izobütan gazı ilave edilir.

Yüklü parçacık çıktığı bir gaz içinde sadece algılayıcı tellerin yakınında gerçekleşir. Algılayıcı teller elektrik bilgilerini bize aktarırken potansiyel telleri ise anot düzlemi ile katot düzlemi arasında homojen elektrik alan sağlar [39].

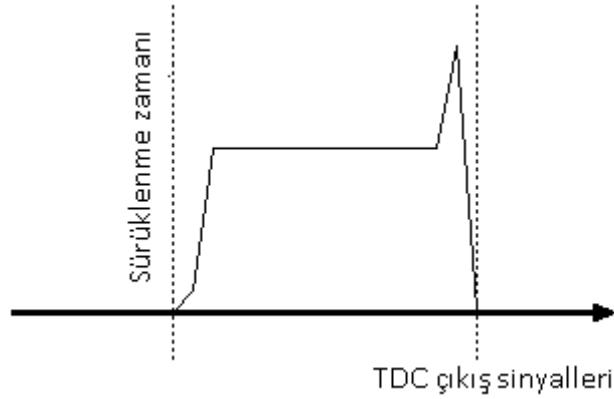


Şekil 3.22: Algılayıcı tellerde oluşan elektrik alan görünümü

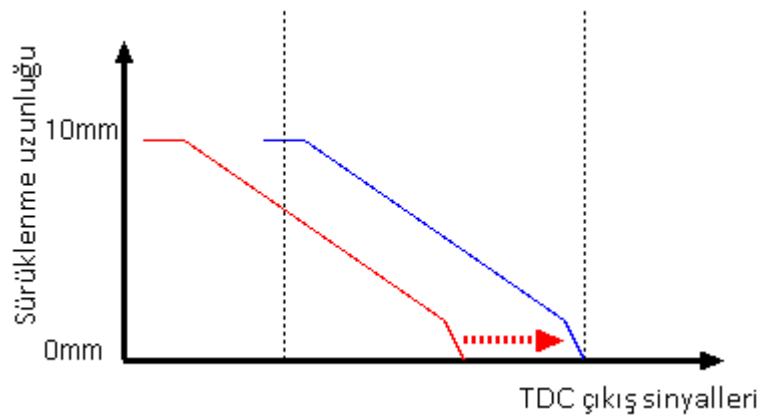
MWDC lerin katot düzlemine -5.6 kV luk yüksek voltaj uygulanır. Katot düzlemine negatif voltaj uygulanırsa, elektrik alan görünümü Şekil 3.22 deki gibi olur. Ayrıca elektrik alan oluşturmak için katot düzleminin varlığından dolayı yüksek voltaj uygulanmaktadır. Diğer yandan MWDC lerden daha iyi verim alabilmek için X ve U düzleminde potansiyel tellerine de -0.35 kV luk voltaj uygulanır. Potansiyel tellerinde normalde voltaj sıfırdır yani anot telinin ucu topraklanmıştır. Eğer potansiyel tellerine çok az miktarda $-0,3$ kV voltaj uygulanırsa anot teline doğru ilerleyen negatif yüklü parçacıkların elektrik alan çizgileri algılayıcı tellere doğru sapar. Algılayıcı tellerin yakınındaki parçacıkların elektrik alan çizgileri daha düzensizdir. Anot teline çok yakın bölgeler dışında alan çizgileri neredeyse paralel ve sabittir. Eğer sabit bir alan bölgesinde elektronlar ve iyonlar serbest kalırsa bunlar en yakın anot teline kadar ve katot düzlemine zıt yönde alan çizgileri boyunca sürüklenirler.

Bu şekilde sürüklenme zamanı bilgileri yüklü parçacıkların geliş doğrultusundan dolayı 3 veya 4 algılayıcı telden alınan bilgilerle sağlanmaktadır. Bu algılayıcı tellerden sürüklenme zamanının elde edilmesi için parçacıkların MWDC ye girdiği zamanı ve algılayıcı tellere ulaştığı zamanın bilinmesi gerekir. Yani başlangıç ve bitiş zamanlarının belirlenmesi gerekir. Bitiş zamanı, yüklü parçacıkların algılayıcı tellere geldiği anda TDC (**T**ime to **D**igital **C**onverter) lerden alınan sinyallerle belirlenirken başlangıç zamanı ise MWDC lerden sonra kullanılan sintilasyon detektörlerinden alınan sinyallerle belirlenir. Elektronlar algılayıcı tellere yavaş yavaş ilerlerken ağır olan yüklü parçacıklar bu süre zarfında sintilatörlere ulaşırlar. Bu parçacıkların sintilatörlere ulaştıklarındaki zaman bilgisi başlangıç zamanı olarak kabul edilir. İki sintilatörden de

eş zamanlı cevap alınır. TDC lerden alınan sinyallerin sürüklenme zamanına bağlılığı Şekil 3.23 te, TDC lerden alınan sinyallerin sürüklenme uzunluğuna bağlılığı ise Şekil 3.24 te, gösterilmiştir.



Şekil 3.23: TDC çıkış sinyallerinin sürüklenme zamanına bağlı şekli.



Şekil 3.24: TDC çıkış sinyallerinin sürüklenme uzunluğuna karşılık şekli

Bu TDC değerleri sadece algılayıcı tellerden alınan sürüklenme zaman bilgilerini içermektedir. Parçacıkların sürüklenme hızı neredeyse sabit olduğu için Şekil 3.23 teki gibi sabittir. Ancak algılayıcı tellerin yakınlığında elektrik alan çizgilerinin düzensiz oluşundan dolayı bir pik gözlenmektedir. TDC değerlerinden sadece sürüklenme zamanı bilgileri, zaman bilgilerinden sürüklenme uzunluğu bilgileri elde edilir.

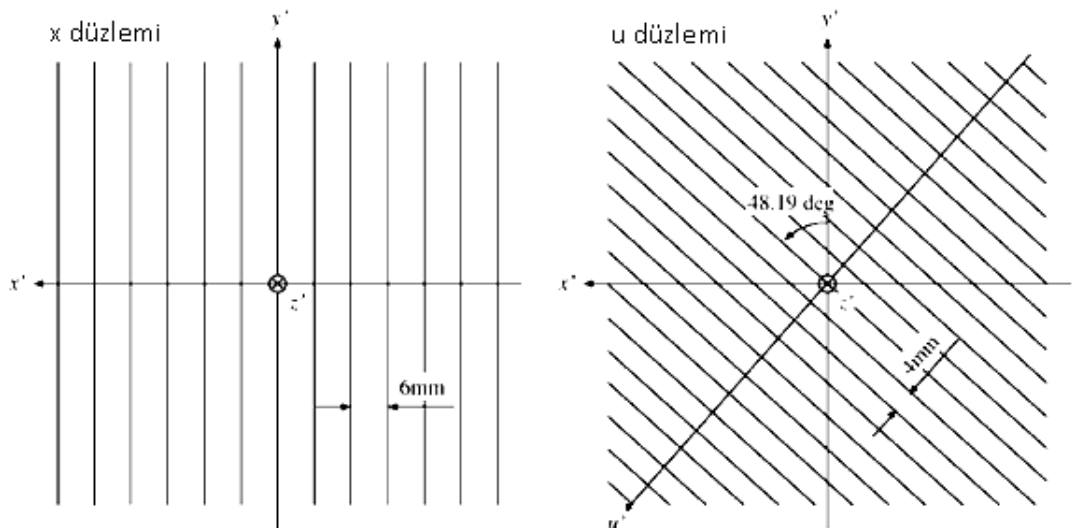
MWDC lerde preamplifier (ön yükseltici) lar bulunmaktadır ve her bir preamplifier 16 algılayıcı telden oluşmaktadır. Bu yükselticiler sayesinde algılanabilen zaman bilgileri TDC sinyallerinden elde edilir. Yüklü iyonların pozisyonlarının elde edilmesi için bu

sürüklenme zaman bilgisinden yararlanarak sürüklenme uzunluğunun elde edilmesi gerekmektedir. Sürüklenme zaman bilgisi aynı kümeden (en az iki algılayıcı telden) alınan sinyallerden elde edilir. Şekil 3.19 da gösterildiği gibi bir kümede bulunan üç algılayıcı telden d_i en küçük sürüklenme uzunluğuna sahip ise parçacıkların pozisyonu Denklem 3.2 ile hesaplanır;

$$p = p_i + l_{ws} \frac{d_{i-1} + d_{i+1}}{d_{i-1} - d_{i+1}} \quad (d_{i-1} > 0, d_{i+1} < 0) \quad (3.2)$$

Burada p_i ; i. telin pozisyonunu, l_{ws} ; algılayıcı telinin mesafesini gösterir. Elektronlar i-1. tele doğru hareket ederler ve i+1. tel ters yöne sürüklenir.

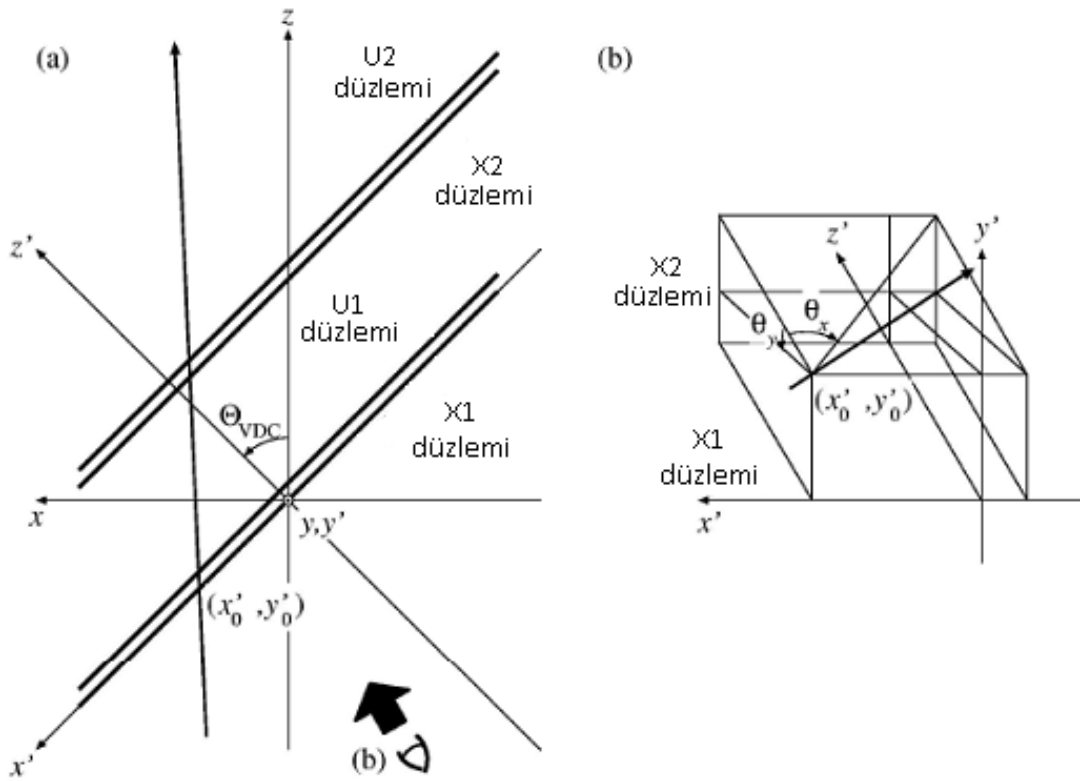
Yüksek alan bölgelerinin üstünde elektronlar çabucak çığ oluşturacak şekilde hızlanırlar. Pozitif iyonlar ise serbesttirler ve sonra çoğalma bölgesinde anot kablosundaki negatif sinyallerle yok olurlar. Anot bölgesindeki sinyaller sadece bir koordinatla ilgili bilgileri aktarabilir. Gelen parçacıkların açıları hakkında kesin bir cevaba ulaşamayız bu yüzden ikinci koordinatla yani y kordinatı ile ilgili bilgilerin aktarılması için ikinci bir MWDC ye ihtiyaç duyulur. İkinci detektörün telleri birinci MWDC ye göre farklı açıda yerleştirilir. Bir sayım sisteminin algıladığı parçacıkların pozisyonu belirlenip X ve U anot düzlemlerinden alınan bilgilerle düşey yöndeki Y bileşenin açısı hakkındaki bilgilere ulaşılabilir. Şekil 3.25 de anot düzlemleri için koordinatlar gösterilmiştir.



Şekil 3.25: X ve U anot düzlemlerinin koordinatları

X düzleminde algılayıcı teller her 6 mm lik mesafeye yerleştirilmiştir. Bunun yanında U düzleminde ise teller düşey düzleme göre her 4 mm mesafeye yaklaşık olarak 48° açı ile yerleştirilmiştir. U düzleminin yatay mesafesi de 6mm dir.

Bu dört anot düzlemi için iki koordinat düzlemi tanımlanmıştır. Birincisi z eksenini tanımlayan merkezi koordinat, diğeri ise MWDC ye dikey olarak yerleştirilmiş z' eksenini tanımlayan odak düzlemi olarak adlandırılan koordinat düzlemdir. Şekil 3.26 da gösterilmiştir.



Şekil 3.26: a) x-z, x'-z' koordinat sistemini gösterir. b) a da gösterilen koordinatların z' ekseninden üç boyutlu gösterimidir.

Her iki koordinat sisteminde de X1 düzleminin merkezi, orijin olarak alınmıştır. Odak düzlemi koordinat düzleminde parçacıkların yatay ve düşey pozisyonları $(x'-y')$ ve Denklem 3.3 de gösterilen gelen parçacıkların açıları, Denklem 3.2 den yararlanılarak bulunan p_{x1} , p_{u1} , p_{x2} , p_{u2} pozisyon değerlerinden elde edilir.

$$\left(\theta'_{x'} = \frac{dx'}{dz'}, \theta'_{y'} = \frac{dy'}{dz'} \right) \quad (3.3)$$

$$\tan \theta'_{x'} = (p_{x2} - p_{x1}) / L_{DC} \quad (3.4)$$

$$\tan \theta'_{u'} = (p_{u2} - p_{u1}) / L_{DC} \quad (3.5)$$

$$\tan \theta'_{y'} = \frac{\tan \theta'_{x'}}{\tan \theta_{\phi}} - \frac{\tan \theta'_{u'}}{\sin \theta_{\phi}} \quad (3.6)$$

$$x'_{0'} = p_{x1} \quad (3.7)$$

$$u'_{0'} = p_{u1} - z'_{u1} \cdot \tan \theta'_{u'} \quad (3.8)$$

$$y = \frac{x'_{0'}}{\tan \theta_{\phi}} - \frac{u'_{0'}}{\sin \theta_{\phi}} \quad (3.9)$$

Yukarıdaki denklemlerden anlaşıldığı gibi x ve u eksen bilgilerinden y eksenine ait bilgiler elde edilebilir.

$$L_{DC} = z'_{x2} - z'_{x1} = z'_{u2} - z'_{u1} \quad (3.10)$$

L_{DC} iki MWDC in mesafesini gösterirken ϕ , u düzleminin döndürme açısını göstermektedir. Merkezi koordinat sisteminin koordinatları ise;

$$\theta_x = \theta'_{x'} - \Theta_{VDC} \quad (3.11)$$

$$\tan \theta'_{y'} = \tan \theta_y \cos \Theta_{VDC} \quad (3.12)$$

şeklinindedir. MWDC de önemli olan pozisyon rezolüsyonudur ve spektrometrenin odak düzlemi pozisyon sayıcısı olarak görev yapar. Saçılan parçacıkların açısal dağılımını -5° den 90° ye kadar ölçmek mümkündür. MWDC ler tritonların odak düzlemindeki açılarının düşey ve yatay pozisyonunun belirlenmesini mümkün kılar.

3.7.2. Sintilasyon Detektörleri

Parçacıklar spektrometreye aynı A/Z oranı ile gelirler. Bu yüzden düşük background a sahip spektrum elde etmek için parçacıkların tanımlanmasına ihtiyaç duyulur. Bu parçacık tanımları plastik sintilatörlerle yapılır. GR spektrometresinde manyetik alanla analizi yapılan parçacık tanımlanması, plastik sintilatörlerle de enerji kaybı (ΔE) sinyali olarak tanımlanır. İki MWDC arkasına biri 3mm diğeri 10 mm kalınlıklarında iki plastik sintilatör (PS1, PS2) yerleştirilmiştir.

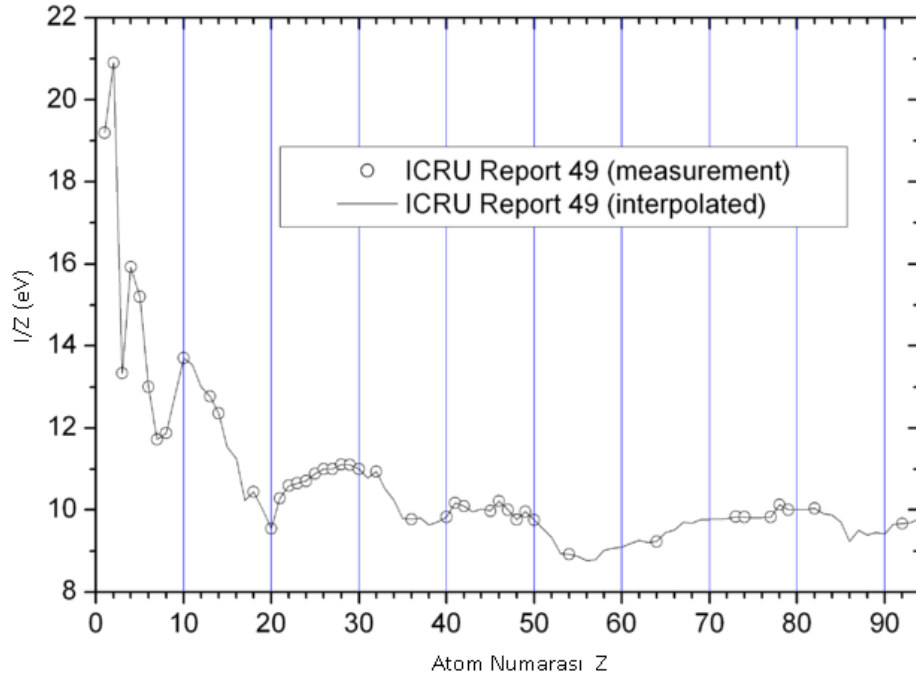
RCNP Araştırma Merkezinde, büyük hacimlerde yapılabilir olmasından ve hızlı cevap (ns) alınabilir olmasından dolayı plastik sintilatör detektörleri kullanılmaktadır. Bu detektörlerde önemli olan iyi rezolüsyondan ziyade çabuk yanıt alınabilmesidir.

Bu sintilatör detektörleri arasına gama ışınlarını durdurup background kısmını azaltmak için ise 1.5 mm kalınlığında Al plaka yerleştirilir. Bu plakaya gelen gama ışınları compton veya fotoelektrik olayla elektron yayınlılar. Yayınlanan bu elektronlar Al plakada durdurulmaya çalışılır. İki adet sintilatörden odak düzlemine yakın ve ince olanı 3 mm, kalın olanı ise 10 mm kalınlığına sahiptir. Sisteme öncelikle ince sintilatörün yerleştirilmesinin amacı yüklü parçacıkların bir sonraki detektöre ulaşmalarını sağlamaktır. Böylece ikinci sintilatörle birinci sintilatörden eş zamanlı sinyal alınır.

Parçacık tanımlamaları MWDC arkasındaki iki plastik sintilatör içindeki farklı enerji kayıpları ΔE kullanılarak yapılır. ΔE (enerji kaybı) S1 detektöründen, E (enerji) değerleri de S2 detektöründen alınan sinyallerle belirlenir. Sintilatördeki yüklü parçacıkların enerji kaybı, Denklem 3.13 te gösterildiği gibi Bethe denklemi ile verilir.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \cdot \frac{nz^2}{\beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \cdot \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)}\right) - \beta^2 \right] \quad (3.13)$$

Denklem 3.13 te E: parçacıkların enerjisi, x: parçacıklar tarafından katedilen yol, m_e : elektronun durgun kütlesi, c: ışık hızı, n: hedefin elektron yoğunluğu, z: parçacık yükü, e: elektronun yükü, $\beta=v/c$ ve I: hedefin ortalama uyarılma potansiyelini gösterir. I=(10 eV).Z (Şekil 3.27) dir.



Şekil 3.27: Elektronların ortalama uyarılma enerjisinin atom numarasına göre grafiği

Denklemdede yer alan hedefin elektron yoğunluğu n ; Denklem 3.14 te gösterilmiştir.

$$n = \frac{N_A \cdot Z \cdot \rho}{A} \quad (3.14)$$

Denklem 3.14 te ρ : hedefin yoğunluğu, Z : hedefin atom numarası, A : hedefin kütle numarası, N_A ise avogadro sayısıdır. Aynı momentumlu yani aynı kütleye ve ρ değerine sahip parçacıklar için Denklem 3.15 şu şekilde de yazılır;

$$\Delta E = \propto \frac{z^2}{v^2} = z^2 \left(\frac{m}{qB\rho} \right)^2 \propto z^2 \frac{m^2}{q^2} \quad (3.15)$$

Enerji kaybı (ΔE), z^2 ile orantılıdır ve enerji kaybı spektrumu, parçacık tanımı için kullanılabilir. Atomik enerji kaybı sadece z^2 ile orantılıdır. Sintilasyon fotonları herbir sintilatörde üretilir ve sintilatörün iki ucuna konan fototüplerde detekte edilir. Bu geçişte sintilatör materyali içindeki soğurulma nedeniyle foton şiddeti x in fonksiyonu olarak azalır.

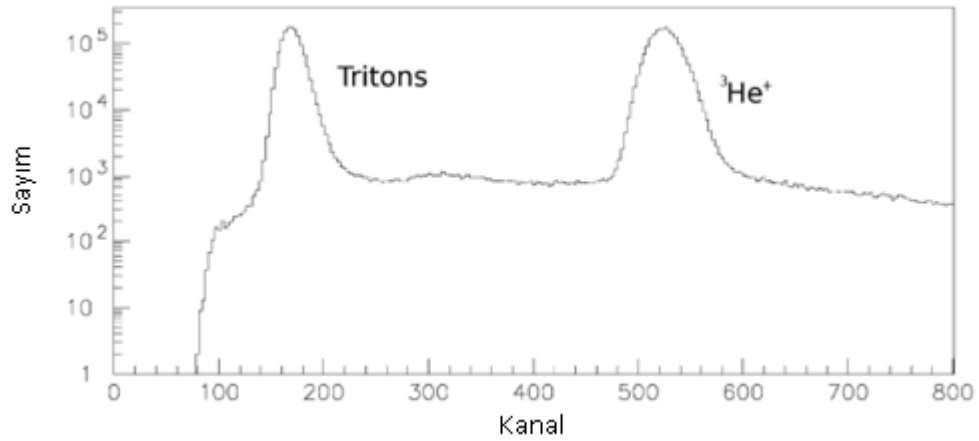
$$I(x) = I_0 \exp\left(-\frac{x}{l}\right) \quad (3.16)$$

I_0 ; ilk fotonun şiddetini, l ise materyalin inceltirme uzunluğudur. Sintilatörün uzunluğu L ise foton şiddeti sintilatörün uçlarında $I(x)$ ve $I(L-x)$ olacaktır. Sol ve sağ fototüp çıkışı (P_L ve P_R), $I(x)$ ve $I(L-x)$ ile orantılıdır. Bu iki fototüp çıkış sinyallerinin geometrik yapısı Denklem 3.17 de gösterilmektedir.

$$P_m = \sqrt{P_L \cdot P_R} \propto \sqrt{I(x) \cdot I(L-x)}$$

$$= I_0 \exp\left(-\frac{L}{2l}\right) \quad (3.17)$$

Görüldüğü gibi P_m , x den bağımsızdır ve şiddeti I_0 ile yani ΔE ile orantılıdır. Atomik reaksiyonların uyarılma enerjileri nükleer reaksiyonlara göre ihmal edilecek kadar küçük olduğundan, ${}^3\text{He}^+$ in enerjisi neredeyse ${}^3\text{He}^{++}$ nın geliş enerjisiyle aynıdır. ${}^3\text{He}^+$ in odak düzleminin yüksek momentumlu tarafına çarpması beklenir. Bu yöntem protonları, tritonları (${}^3\text{H}$) ve helyumu (${}^3\text{He}^+$) birbirlerinden ayırmak için iyi bir yöntemdir. Denklem 3.17 kullanılarak elde edilen örnek bir spektrum Şekil 3.28 de verilmiştir. Triton ve ${}^3\text{He}^+$ pikleri iyi bir şekilde ayrılmıştır. Parçacık sayısı kanalın fonksiyonu olarak parçacığın enerji kaybına karşılık gelecek şekildedir. Enerji kaybı z^2 ile orantılı olduğundan, tritonların piki ${}^3\text{He}^+$ in pikine göre daha küçüktür [20].

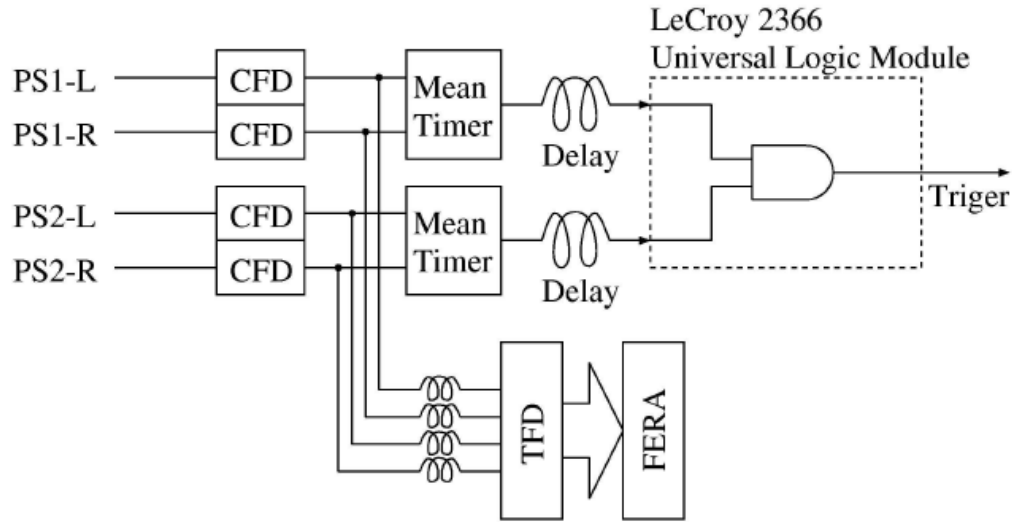


Şekil 3.28: ${}^3\text{He}^+$ ve tritonların parçacık tanımlanması.

3.8.TRIGGER SİSTEMİ

GR spektrometresinin odak düzlemi sintilatörlerinin trigger sistemi Şekil 3.29 da gösterilmektedir. Sintilatörlerin iki ucunda bulunan fototüplerden alınan çıkış sinyalleri

öncelikle **Constant Fraction Discriminator (CFD)** e gider. Gama ışınlarıyla üretilen daha küçük sinyaller CFD ile ayrılırlar. Sintilatörün iki ucundan alınan sinyallerin genlikleri aynı olmadığı için bu modül iki sinyalin de algılanabilir genliğe ulaşmasını sağlar. Bu CFD çıkış sinyalleri **Time to Digital Converter (TDC)** sistemi içerisinde (**Fast Encoding and Readout ADC (Analog to Digital Converter)**) FERA nın izlediği TFD (Time-to-FERA converter) ve Mean Timer (Ana zamanlayıcı) a bölünmektedir. Ana zamanlayıcı trigger sistemini başlatmak için, FERA ise parçacık tanımlanması için kullanılmaktadır. TDC ler zaman bilgilerini saklamak için kullanılır. Sintilatörlerin sağ ve sol fotomultipler tüplerinden gelen sinyaller Ana zamanlayıcı ile ortalanarak FPGA çipleriyle LeCroy 2366 ULM modüllerine girer. Eğer iki plastik sintilatörün sinyali aynı anda gelirse ULM trigger sinyali üretir [36].



Şekil 3.29 : GR spektrometresinin odak düzlemi sintilatörlerinin trigger sistemi

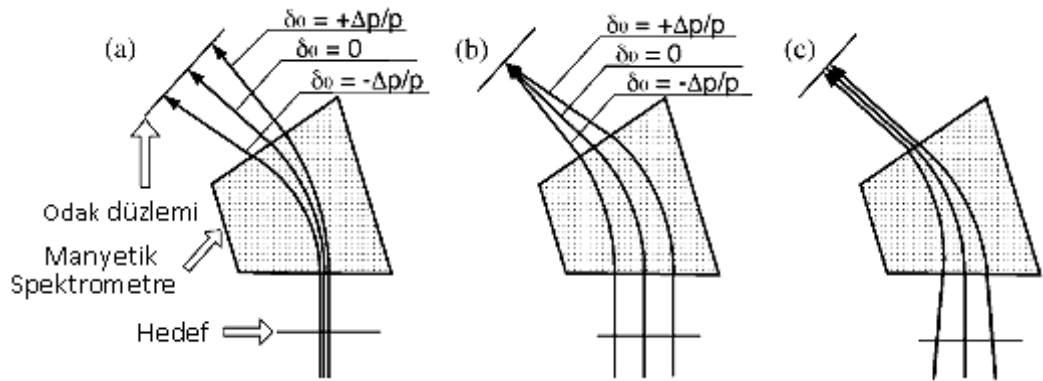
MWDC lerin anot tellerinden gelen sinyaller ise ön yükselticilerle yükseltilerek LeCroy 2735DC modülü ile ayrılır. Zaman bilgisi ise TDC lerin sürüklenme tüpü LeCroy 3377DC modülü ile dijitalize edilir. Sintilatörlerin fototüplerinden gelen sinyaller ise FERA sistemi ile dijitalize edilir ve DAC (Veri toplama sistemi) sistemi ile kaydedilir [33].

3.9. EŞLEŞTİRME TEKNİKLERİ

Yüksek enerjili parçacıklar yüksek momentum yayılımına (Δp) neden olurlar. Bu yüzden yüksek rezolüsyon spektrometresi GR nin potansiyelinden tam olarak

yararlanabilmek, odak düzlemi detektörlerindeki ölçümlerden iyi bir spektrum elde etmek için hüzme karakteristiklerinin hedef pozisyonunda eşlenmesi çok önemlidir. Siklotrondan üretilen hüzme, akromatik hüzme taşınması ile genelde 100 keV rezolüsyona ulaşır fakat bu kötü bir değerdir.

Odak düzlemi yatay pozisyonu X_{fp} ve odak düzlemi yatay açısı θ_{fp} de istenmeyen belirsizlikleri kaldırmak için hüzme büyüklüğü X_0 , ilk olarak minimuma indirilmelidir. X_{fp} hüzme pozisyonunun minimum boyutlarında belirlenen katsayı değerleri (θ_0 , δ_0 , Θ) hüzme doğrultusundaki geliş açısı, momentumu ve etkin saçılma açısı ile iyi rezolüsyona ulaşılabilir. Hüzme eşleşmesi, akromatik hüzme taşınması, yatay dispersiyon eşleştirmesi ve hem yatay dispersiyon hem açısal dispersiyon eşleştirmesi ile sağlanmaktadır. Dispersiv hüzmenin δ_0 momentum terimi θ_{fp} de çok büyük belirsizliği de beraberinde getirir.

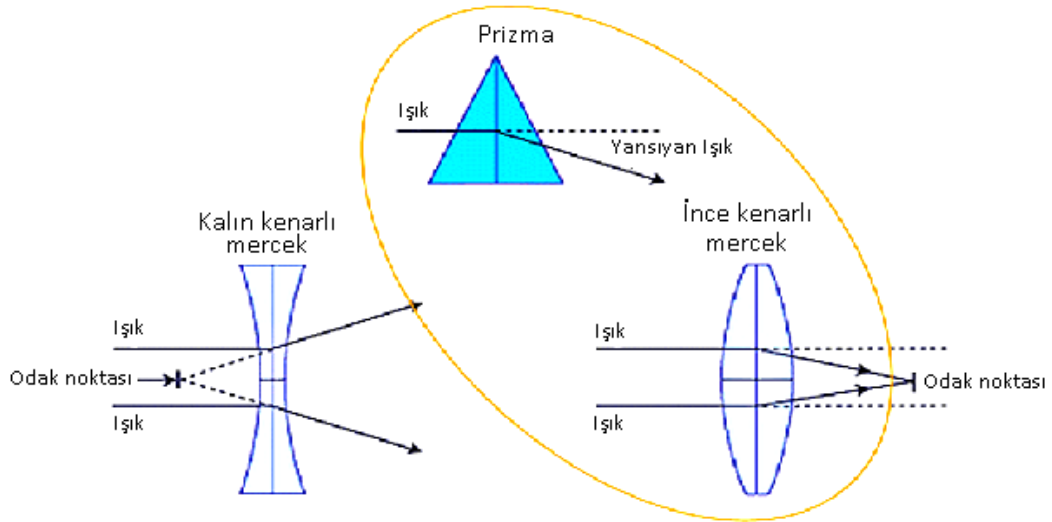


Şekil 3.30: Hüzme eşleştirme teknikleri, a) akromatik hüzme taşınımı, b) yatay dispersiyon eşleştirmesi, c) yatay ve açısal dispersiyon eşleştirmesi

Şekil 3.30 hüzmenin 0° derecedeki saçılmalarında odak düzleminde oluşturduğu farklı momentum dağılımlarını göstermektedir. Şekil 3.30.a da hüzme, hedef pozisyonuna kadar akromatik olarak taşınır. Çünkü hızlandırıcıdan çıkan hüzme enerjileri aynı noktada farklı enerjilerde küçük bir yayılım gösterirler. Bu akromatik hüzme yukarıda da anlatıldığı gibi dipol magnetlerle saptırılarak kuadrupol magnetlerle odaklanır. Hüzme enerji yayılımı odak düzleminde geniş bir görüntü yaratır. Akromatik hüzme taşınımı ile istenilen rezolüsyon değerine ulaşıldıktan sonra şekil 3.30.b de yatay dispersiyon hüzme taşınması eşleştirmesi uygulanır.

Hedef pozisyonunda farklı momentumlara sahip hüzmeler için dispersiv monokromatik odaklama kullanılır. Hedefteki dispersiyon, spektrometrenin dispersiyonu ile telafi edilir. Dispersiv modda farklı momentumlara ve enerjilere sahip olan parçacıklar spektrometre yardımıyla tek bir noktada birleşir ve farklı hüzmeye enerjileri odak düzleminde engellenir. Bu olay sadece yatay dipersiyon tekniğini gösterir. Bu teknikte parçacıklar saçılma açılarının aynı olmasına rağmen odak düzleminde açısal belirsizlikler bulunur. Şekil 3.30.c de yatay açısal dispersiyon eşleştirme hüzmeye taşınması gösterilmektedir. Hedef pozisyonunda farklı momentumlara sahip parçacıkların açısal belirsizliklerini ortadan kaldırmak için açısal eşleştirme tekniği uygulanmaktadır [14].

Diğer önemli bir nokta ise farklı momentumlarda gelen parçacıkların odak düzleminde aynı noktada birleşebiliyor olmasıdır. Çünkü spektrometrenin içinde yani dipol magnetin içinde Şekil 3.31 de gösterildiği gibi prizma ve mercek bulunmaktadır..



Şekil 3.31: D1 ve D2 magnetlerinin içinde bulunan prizma ve mercek sistemi

3.10. ZAYIFLATILMIŞ HÜZME (FAINT BEAM) METODU

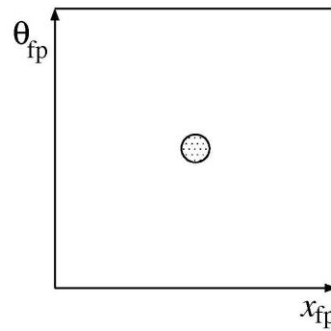
Yüksek rezolüsyon elde etmek için eşleştirme şartlarının uygulanmasına rağmen etkin malzemelerin sınırlı oluşu tekniksel ayarlamalarda zorluklar yaratmaktadır. Hüzmeye hattı, hedef pozisyonunda ve odak düzleminde ZnS hedefi ile kontrol edilmektedir. Hüzmeye büyüklüğüne bakarak dispersiyon eşleştirmesinin iyi bir şekilde uygulandığı tahmin edilemez. Çünkü odaklanmamış hüzmeye, dispersiv hüzmeye kadar yayılım yapar ve

yeteri kadar momentum yayılımı elde edilemez. Bu yüzden GR spektrometresi için basit ve hızlı bir metod uygulanmaktadır [20].

Gelen hüzmelerin şiddeti nA mertebesinde olmasına rağmen bu hüzmeye standart odak düzlemi detektörleri ile ölçülemez, hem hedef pozisyonunda hem de detektör sisteminde hasara neden olabilir. Zayıflatılmış hüzmeye kullanılmazsa hüzmeye hattı üzerinden geçip detektöre gelen ışınlar yüksek şiddetlerinden dolayı sintilatörü kırabilir. Bu yüksek enerjili parçacıkları biraz olsun zayıflatmak için kullanılan eşleştirme işlemi faint beam (zayıflatılmış hüzmeye) metodu adını taşımaktadır.

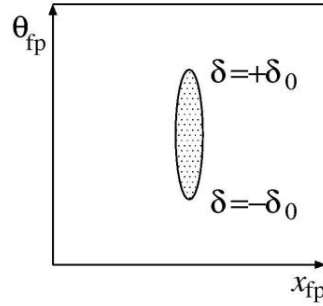
Zayıflatılmış hüzmeye metodu WS hüzmeye hattı için ve GR spektrometresi için tanımlanmıştır. Bu metotta hüzmeye akımı, hüzmeye hattı odak düzleminde örgü azaltıcılar kullanılarak azaltılmaktadır (10^3 parçacık/sn). Kullanılan hüzmeye düşük şiddete rağmen aynı momentum saçılımına ve yayılımına neden olarak zayıflatılmış hüzmeye olarak odak düzlemi detektörlerinde sayılır. Zayıflatılmış hüzmeye WS hüzmeye hattı üzerinde odak noktasında ve hedef pozisyonunda hüzmeye görünüşünde ince küçük bir floresana sahiptir. Zayıflatılmış hüzmeye tekniğinin farkına varılıp varılmadığı ise boş hedef kullanılarak anlaşılır.

WS hüzmeye her adımın sonunda hedefin momentumuna ve pozisyonuna bağlı olarak yatay ve düşey yönlerde odaklanır. Eğer bölüm 3.9 da anlatılan bu üç eşleştirme şartı sağlanırsa $X_{fp}-\theta_{fp}$ saçılma şekli incelenebilir ve odak düzleminde Şekil 3.32 de gösterildiği gibi hüzmeye pozisyonu ve saçılma açısı minimum olacak şekilde bir görüntü oluşur.



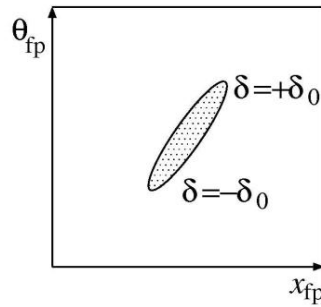
Şekil 3.32: Odak düzleminde akromatik hüzmeye taşınım şartı, yatay ve açısal dispersiyon eşleştirmesi uygulandığında oluşan görüntü.

Eğer sadece akromatik hüzme taşınımı ve yatay dispersiyon eşleştirme şartları sağlanır, fakat açıl dispersiyon eşleştirmesi sağlanmazsa odak düzleminde Şekil 3.33 teki gibi uzatılmış elips şeklinde bir θ_{fp} genişliği oluşur.



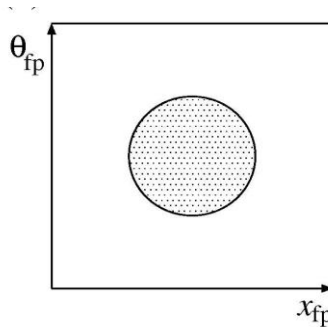
Şekil 3.33: Akromatik hüzme taşınım şartı ve yatay dispersiyon eşleştirme şartı uygulandığında oluşan görüntü.

Sadece akromatik hüzme taşınım şartı uygulanırsa Şekil 3.34 te gösterildiği gibi farklı momentumlara sahip parçacıklar odak düzleminde farklı kesişme noktalarına sahip olup elips şeklinde bir görünüm alırlar.



Şekil 3.34: Akromatik hüzme taşınım şartı uygulandığında oluşan görüntü.

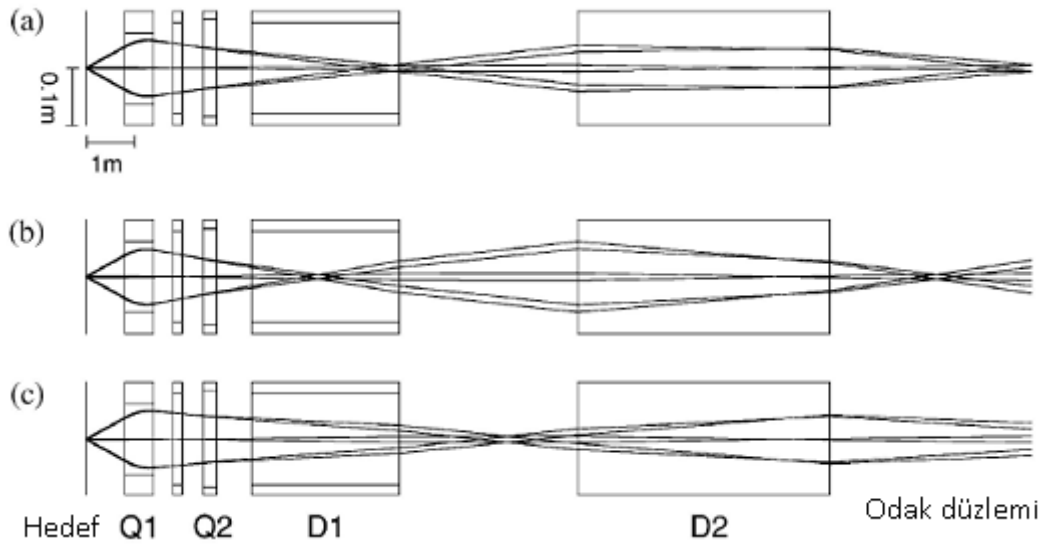
Hiçbir başlangıç şartı olmadan $X_{fp} - \theta_{fp}$ dağılımı odak düzleminde Şekil 3.35 te gösterildiği gibidir [14].



Şekil 3.35: Hiçbir eşleştirme şartı uygulanmadığı durumda oluşan görüntü.

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

İyi enerji rezolüsyonu için sadece yatay açıdaki belirsizliklerin düzeltilmesi yeterli olmaz, düşey açıdaki belirsizliklerin de düzeltilmesi gereklidir. Yatay saptırıcı spektrometre olan GR spektrometresinde büyük düşey açı yayılımı için düşey odaklama Q1 kuadropol magnetinin gücünden yararlanılmaktadır. Bu magnet hedef pozisyonuna yakın yere konulmalıdır. Bu şekilde düşey açı genişlemesi odaklanarak küçülmektedir. Bu yüzden Q1 magneti saçılma odasının yakınında yerleştirilmiştir. Odak düzleminde düşey açı rezolüsyonunu düzeltmek için güçlü off-focus modları kullanılmaktadır. Detektör düzleminde, düşey pozisyon Y_{fp} den düşey saçılma açılarının yeniden düzenlenmesi mümkündür. Şekil 3.36 da normal odaklama ve off-focus modlarının gösterimi bulunmaktadır.



Şekil 3.36: a) normal focus, b) over focus, c) under focus

Parçacıkların yörüngesi, düşey yönde hedef pozisyonundan odak düzlemine kadardır. Şekil 3.36.a da normal focus modda hedef pozisyonundaki geniş düşey saçılma açısına rağmen odak düzleminde açisal dağılım çok azdır. Bu yüzden gelen hüzmelerin pozisyonlarını seçmek oldukça zordur. Ayrıca pozitif yönde saçılan hüzmeye odak düzleminde negatif yönde yer almaktadır ki bu, istenmeyen bir durumdur. Eğer odak düzleminde hüzmelerin pozisyonu hakkında bilgi edinilirse parçacıkların saçılma açıları belirlenebilir yani parçacıkların doğru pozisyonda gelip gelmedikleri anlaşılabilir. Başka bir ifadeyle $\Delta y \cdot \Delta \phi$ korunmalıdır fakat Şekil 3.36.a da görüldüğü gibi odak

düzleminde hem Δy , hem $\Delta\phi$ daha küçük bir yayılım yapmaktadır. Şekil 3.36.b de over focus modda parçacıkların saçılma açıları odak düzlemindeki dispersiv açıları ile hemen hemen aynıdır ve $\Delta y.\Delta\phi$ korunumu sağlanmaktadır. Odak düzlemindeki normal görüntü sayesinde açısal kalibrasyon yapılabilir, yani parçacıkların saçılma açıları belirlenebilir. Düşey odaklama için over focus modunun kullanılmasından sonra hüzmeye yatay ve açısal dispersiyon eşleştirme şartları uygulanmalıdır. Ancak, öncelikle over focus mod düşey odaklama için ayarlanmalıdır. Şekil 3.36.c de under focus modda $\Delta y.\Delta\phi$ korunmadığından şekilden de anlaşıldığı gibi odak düzleminde Δy yönünde geniş yayılım oluşur. Bu modda Q1 magnetinin gücü daha azdır.

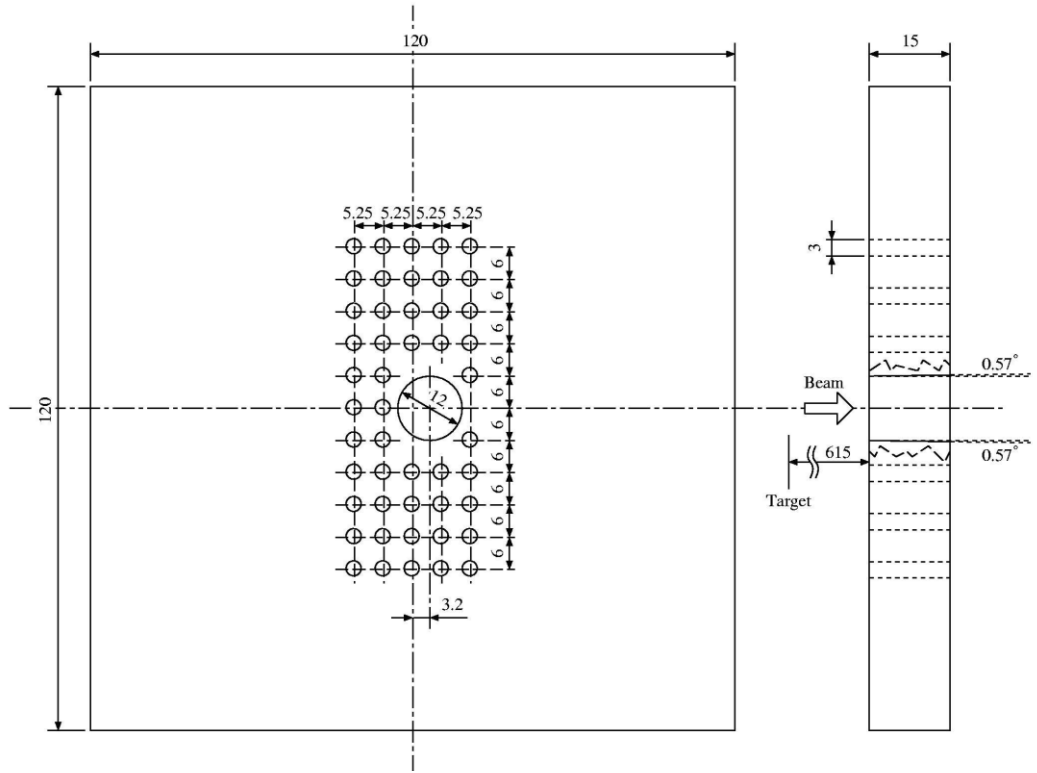
Bu odaklama modları, deney esnasında deneyin amacına göre seçilip istenen şartlar sağlanır. RCNP Araştırma Merkezinde (p,p') inelastik saçılma deneylerinde under focus mod kullanılırken ($^3\text{He,t}$) reaksiyonunda ise over focus mod tercih edilir [20].

3.12. REAKSİYON SAÇILMA AÇISININ BELİRLENMESİ

Hasas ölçüm yapmak için hedef pozisyonunda yatay saçılma açısına θ_{tgt} ve düşey saçılma açısına ϕ_{tgt} ihtiyaç duyulur.

Açısal dispersiyon eşleştirme tekniğinin ve over focus modun uygulanması ile bu yatay ve düşey saçılma açıları odak düzleminde yatay açı θ_{fp} ve düşey pozisyon y_{fp} ile uyumlu olacaktır. GR spektrometresine farklı momentumlarda gelen parçacıklar hedef pozisyonunda reaksiyona uğradıktan sonra uygulanan manyetik kuvvetle odak düzleminde farklı yönelimlerde bulunurlar yani pozisyon ve açı bilgilerinde belirsizlikler meydana gelir. Gelen parçacıkların odak düzlemindeki açı bilgileri hakkında bilgi edinebilmek için Şekil 3.37 de gösterilen RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan çok delikli süzgeç (multi-hole slit) adı verilen metal bir blok kullanılarak kalibre edilmektedir.

Bu süzgecin boyutları ve boşluklarının mesafe uzunlukları bilindiği için hüzmelin odak düzleminde açı bilgileri süzgeçten geçen parçacıkların X_{fp} ve Y_{fp} pozisyon bilgilerinden elde edilir.



Şekil 3.37: Çok delikli süzgeç

3.13. DENEYSEL ŞARTLAR

Bu tez çalışmasına konu olan RCNP Araştırma Merkezinde yapılan “**High-resolution ($^3\text{He,t}$) studies of Gamow-Teller transitions from ^{45}Sc nucleus**” deneyinde kullanılan deneysel şartlar Tablo 3.4 te özetlenmiştir.

Tablo 3.4 : Genel deneysel şartlar

Hüzme	$^3\text{He}^{+2}$
Hüzme enerjisi	420 MeV
Hedef	^{45}Sc
Hedef kalınlığı	2.6 mg/cm ²
^{45}Sc 'nin zenginliği	% 100
Hüzme akımı	30 nA
Enerji rezolüsyonu (akromatik hüzme taşınımı ile)	86.3 keV
Enerji rezolüsyonu (zayıflatılmış hüzme ve dispersiv hüzme taşınımı ile)	~ 35 keV
GR laboratuvar açısı	0°

Gelen ${}^3\text{He}^{+2}$ hüzmesi AVF siklotronunda 65 MeV enerji değerine kadar ön hızlandırıldıktan sonra halka siklotronunda istenilen 420 MeV enerji değerine kadar hızlandırılmıştır. Hüzmenin hava molekülleri ile çarpışmaları sonucu istenmeyen ürünlerin meydana gelmesi ve demet şiddetinin azalmasını önlemek için deney, yüksek vakum altında gerçekleştirilmiştir. Hızlandırılan ${}^3\text{He}^{+2}$ hüzmesi WS hüzme hattı kullanılarak 2.6 mg/cm^2 kalınlığındaki ${}^{45}\text{Sc}$ hedefine gönderilmiştir. Hedefle etkileştiğinde ${}^3\text{He}^{+2}$ hüzmesinin büyük çoğunluğu GR spektrometresinde yer alan D1 magnetinin içinde bulunan Faraday kaptı durdurulur ve durdurulamayan ${}^3\text{He}^{+2}$ hüzmesi reaksiyondan sonra yoluna ${}^3\text{H}^+$ (triton) olarak devam eder. Fakat tüm ${}^3\text{He}^{+2}$ parçacıkları hedefle etkileşmeyebilir bu durumda ortamda bulunan hızı ${}^3\text{He}^{+2}$ a göre çok az olan elektronları yakalayıp etkileştiği takdirde yoluna ${}^3\text{He}^+$ olarak devam edecektir.

Diğer yandan tritonlar ${}^3\text{He}^{+2}$ dan farklı olarak yatay yönde (x) $\pm 17\text{mr}$ düşey yönde (y) ise $\pm 40\text{mr}$ değerine kadar saçılan tritonlar GR spektrometresinde manyetik olarak analiz edilip odak düzleminde odaklanmıştır. Açısal dağılım ölçümleri, θ ve ϕ yi tayin etmek ve kesin bir referans doğrultusuna sahip olmak için hüzme mükemmel bir şekilde paralel hale getirilmiş ve odaklanmış olmalıdır. Tritonların odak düzleminde oluşturduğu geniş enerji yayılımını düzenlemek amacıyla WS hüzme hattı için yatay dispersiyon eşleştirmesi ve açısal dispersiyon eşleştirmesi teknikleri kullanılmıştır. Reaksiyon sonucu tritonların ve ${}^{45}\text{Ti}$ çekirdeğinin duyarlı spektroskopik analizini yapmak için, kullanılan ${}^3\text{He}^{+2}$ hüzmesinin belli koşulları sağlaması gerekmektedir. Bunun için etkili ve hızlı hüzme ayarı olan “faint beam (zayıflatılmış hüzme) methodu uygulanmıştır. Daha sonra odak düzleminde etkin hüzme görüntüsüne sahip olmak yani düşey açı rezolüsyonunu düzeltmek için güçlü off-focus modlarından over focus modu kullanılmıştır.

Deney süresince parçacıkların pozisyon ve açısal dağılım ölçümleri için iki adet çok sarımlı sürüklenme odası MWDC ve giden parçacıkların enerjisini, parçacık tanımlamalarını ve trigger şartını sağlamak için ise iki adet plastik sintilasyon detektörleri (PS1 ve PS2) kullanılmıştır.

4. BULGULAR

4.1. DATA ANALİZİ

Teze konu olan yüksek rezolüsyonda $^{45}\text{Sc}(^3\text{He,t})^{45}\text{Ti}$ CE reaksiyonuyla elde edilen, ^{45}Ti pf-kabuk çekirdeğinin GT geçişlerini tespit edebilmek, bir dizi analiz prosedürünü gerektirmektedir.

Dataların analizi için etkileşimli grafiksel sunuların, yani histogramların ve istatistiksel verilerin gösterilmesinde PAW “Physics Analysis Workstation” (Fizik Çözümleme/Analiz İş İstasyonu) kullanılmaktadır [40]. Linux işletim sistemi altında çalışan PAW, fortran ve C programlama dili temelli bir istatistik grafik paketidir.

Analiz çalışmaları için Osaka Üniversitesi RCNP Araştırma Merkezinde bulunan uzman bilim adamları C programlama dilinde yazdıkları ve geliştirdikleri software programlarını kullanmaktadırlar.

Temelde PAW için yazılan ve geliştirilen “GR_sorter” isimli analiz programı bazı kaynak dosyalardan oluşur. Ana fonksiyon “sorter_GR.c” dosyasıdır. Bu fonksiyon (***.bld) data dosyalarını açar ve “sorter_read.c” dosyasında tanımlı “read_data_blk” fonksiyonunu çağırır. Bu fonksiyonlar bld dosyaları içindeki data toplayıcıları (TDC, ADC, TOF,...) ndan GR DAQ sisteminin çıkış dosyalarının sonuçlanmasını sağlar ve bu parametreleri “sorter_user.c” dosyasının içindeki “user_analysis” fonksiyonuna verir. Bunun yanında tüm histogramlar “sorter_hb.c” dosyasında tanımlıdır. Bu histogramları doldurmak için ise (fill_hist_**) kısmı bu dosyada tanımlıdır.

Bu software programında ($^3\text{He,t}$) reaksiyonu sonucunda oluşan tritonlar ve kalan çekirdek ^{45}Ti un duyarlı spektroskopik analizini yapmak için, kullanılan hüzmelin belli koşulları sağlaması gerekmektedir. Hüzmelin açisal dağılım ölçümleri olan θ (theta) ve ϕ (phi) yi tayin etmek ve kesin bir referans doğrultusuna sahip olmak için demet

mükemmel bir şekilde paralel hale getirilmiş ve odaklanmış olmalıdır. Eğer demet doğrultusuna göre (θ, \emptyset) doğrultusunda yayınlanan giden parçacığı kaydetmek için bir detektör yerleştirilirse, detektör hedef çekirdekte küçük bir açı tanımlar bu nedenle giden parçacıkların tümü gözlenmez. Ayrıca giden parçacıklar tüm doğrultularda eşyönlü yayınlanmazlar; θ ve \emptyset ye bağlı bir açısal dağılıma sahip olurlar.

⁴⁵Ti çekirdeğinin analizi için TDC lerden elde edilen histogramların her bir detektörde meydana getirdiği şekillerin “sorter_user.c” dosyasında düzenlenmesi gerekmektedir. Bunun yanında yüklü parçacıkların detektör içindeki hareketi için sürüklenme uzunluğunun minimum ve maksimum noktalarının optimizasyonu da “sorter_user.c” dosyasından yapılmalıdır. Yapılan deneyler sonucunda elde edilen çekirdeklere ait yüksek rezolüsyonlu spektrum elde etmek için açı ve enerji kalibrasyonları yine RCNP deki uzman bilim adamlarınca geliştirilen software analiz programları ile yapılabilmektedir.

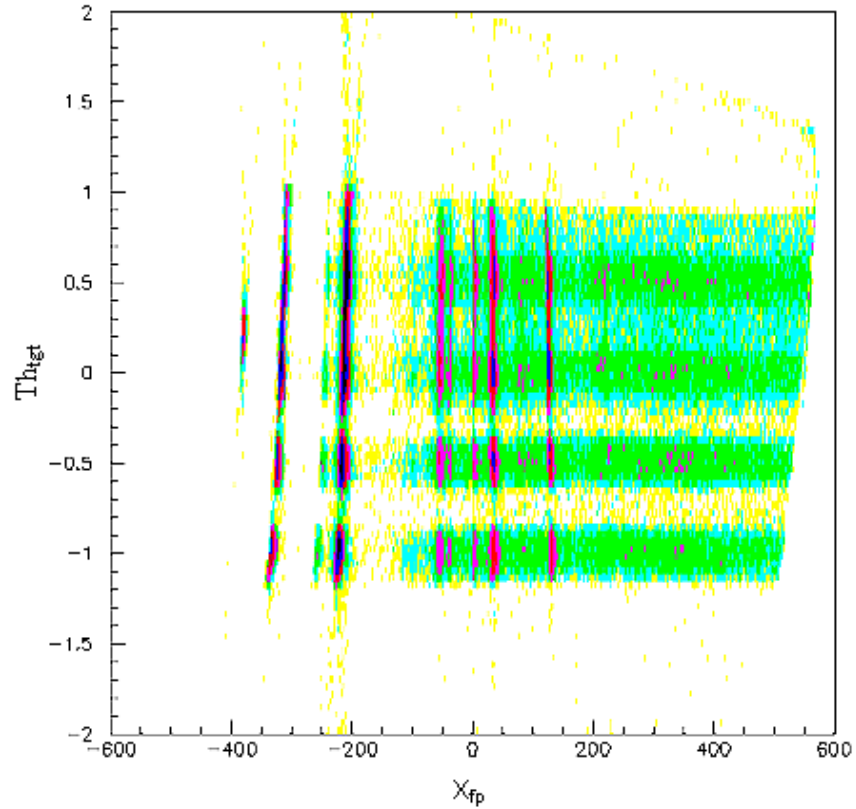
GR spektrometresine farklı momentumlarda gelen parçacıklar hedef pozisyonunda reaksiyona uğradıktan sonra uygulanan manyetik kuvvetle odak düzleminde farklı yönelimlerde bulunurlar yani pozisyon ve açı bilgilerinde belirsizlikler meydana gelir. Bu nedenle hedef pozisyonunda saçılma açısının yatay ve düşey bileşeninin yatay pozisyona bağlı $X_{fp}-Th_{tgt}$ ve $X_{fp}-Ph_{tgt}$ histogramlarının analizi, açı kalibrasyonları ile yapılmaktadır. Açı kalibrasyonunun yanında enerji kalibrasyonu da gereklidir. İlgilenilen enerjide enerji kalibrasyonu yapmak için spektrumu bilinen standart bir kaynak kullanılır. Ayrıca alınan spektrumlardan niceliksel sonuçlara gidebilmek için spektrumların değerlendirilmesi gerekmektedir.

PAW da bir spektrumu değerlendirebilmek için, önce ⁴⁵Ti spektrumu için enerji ve açı kalibrasyonlarının belirli hedef çekirdekler kullanılarak yapılması gerekmektedir. Aksi takdirde deneyden elde edilen ham data hiçbir anlam taşımaz. Daha sonra bu kalibrasyonları takiben ⁴⁵Ti hedef çekirdeğinin histogramları incelenir. Bu nedenle RCNP de geliştirilen bu software programlarının anlamları ve işleyişlerinin öncelikle iyi öğrenilmesi gerekmektedir.

4. 1. 1. Açı Kalibrasyonu

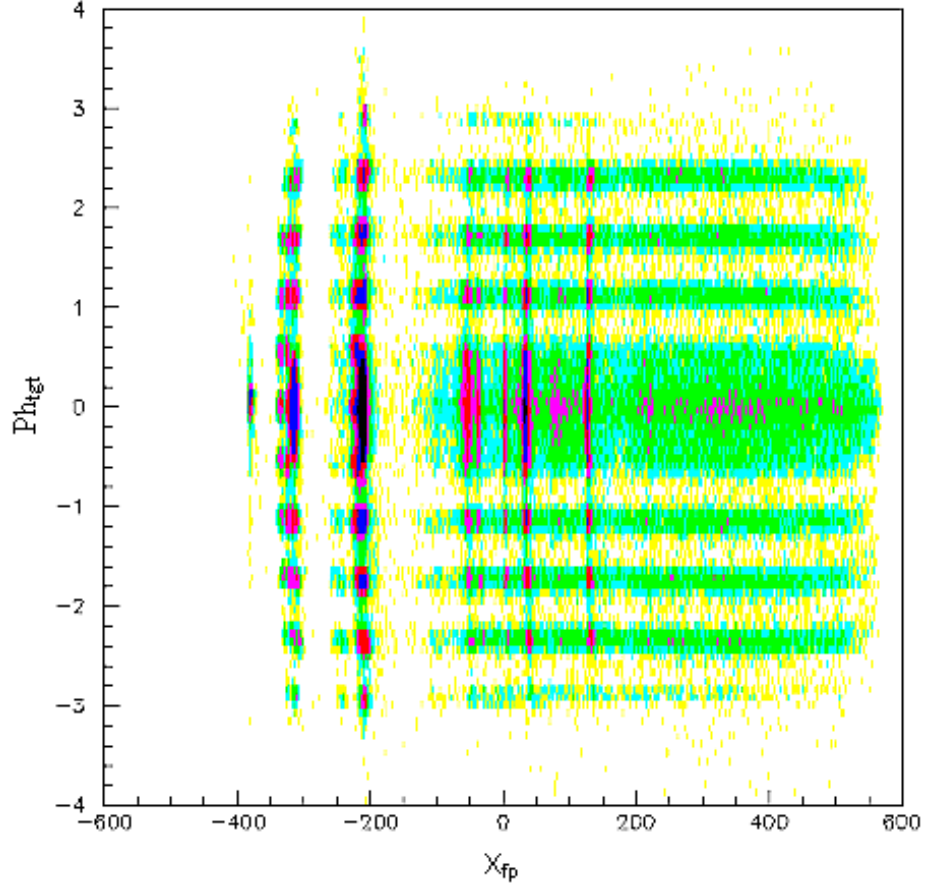
RCNP Araştırma Merkezinde yapılan $^{45}\text{Sc}(^3\text{He},t)^{45}\text{Ti}$ deneyinde açı kalibrasyonu için $^{13}\text{CH}_2$ hedefi kullanıldı. Hedefle birlikte gelen parçacıkların odak düzlemindeki açı bilgileri hakkında bilgi edinebilmek için Şekil 3.37 de gösterilen çok delikli süzgeç (multi-hole slit) adı verilen metal bir blok kullanılmıştır. Bu süzgeç yatay olarak her 0.5° derecelik açıda ve düşey olarak ise her $17 \text{ mr} = 1^\circ$ açıda birçok deliğe sahiptir.

İyi bir açı kalibrasyonu yapmak için ilk önce GT geçişlerinin baskın olduğu bölge olan 0° etrafındaki açısal dağılım elde edilmelidir. GR spektrometresinde bulunan dipol magnetlerin sahip olduğu yüksek manyetik alan, yüklü parçacıkların ekstra sapmasına neden olur. Ayrıca Şekil 3.18 de gösterildiği gibi odak düzlemindeki detektörlerin yerleşiminden dolayı parçacıkların saçılma açılarının yatay ve düşey bileşenlerine (Th_{tgt} ve Ph_{tgt}) bağlı olarak pozisyonlarında belirsizlikler bulunmaktadır.



Şekil 4.1: $^{13}\text{CH}_2$ datasında parçacıkların saçılma açılarının yatay bileşenine (Th_{tgt}), bağlı olarak pozisyonlarında meydana gelen belirsizlikler için software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen histogram.

Bu belirsizlikleri düzeltmek için software analiz programında X_{fp} - Th_{tgt} ve X_{fp} - Ph_{tgt} histogramlarında düzeltmeler yapılmaktadır. $^{13}CH_2$ datasında parçacıkların saçılma açılarının yatay bileşeni (Th_{tgt}) a ve düşey bileşeni (Ph_{tgt}) a bağlı olarak pozisyonlarında meydana gelen belirsizlikleri için software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen histogram sırasıyla Şekil 4.1 ve 4.2 de gösterilmektedir.



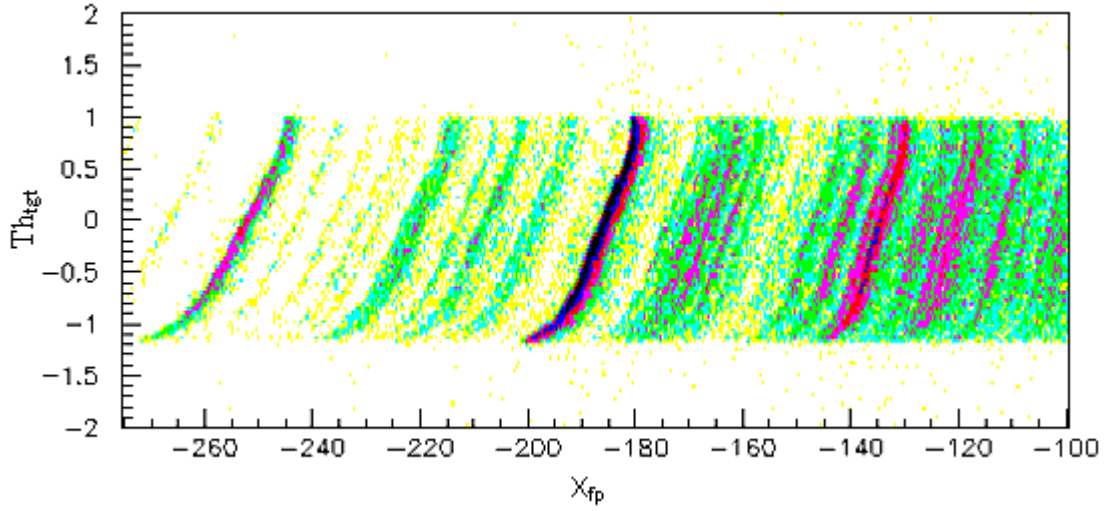
Şekil 4.2: $^{13}CH_2$ datasında parçacıkların saçılma açılarının düşey bileşenine (Ph_{tgt}), bağlı olarak pozisyonlarında meydana gelen belirsizlikler için software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen histogram.

Bu adımda amaç -0.5° , 0° ve 0.5° açı değerlerinde parçacıkların izdüşümlerini orta noktada gösterebilmek için doğru fonksiyonu analiz programında tanımlamaktır.

4.1.2. $^{45}Sc(^3He,t)^{45}Ti$ Reaksiyonunda Yüksek Mertebeli Sapmaların Düzeltilmesi ve Odak Düzlemindeki Kinematikler

$^{45}Sc(^3He,t)^{45}Ti$ reaksiyonu sonucunda saçılan parçacıklar, Şekil 3.26 da gösterilen koordinat düzleminde, $z'=0$ ile gösterilen odak düzleminde doğru bir şekilde odaklanırsa ayrı seviyeler için oluşan şekil düşey düz bir çizgi halinde gözükür. Eğer parçacıklar

$z'=0$ da iyi bir şekilde odaklanmazsa bu çizgi eğilir. Şekil 4.3 te açı kalibrasyonu yapıldıktan sonra elde edilen ^{45}Ti çekirdeğinin X_{fp} - θ_{tgt} histogramı görülmektedir. Bu histogram, birinci dereceden odaklamanın gerçekleştiğini fakat ikinci dereceden sapmalarında bulunduğunu göstermektedir. Bu yüzden açı kalibrasyonunda $^{13}\text{CH}_2$ datası için yapılan düzeltmelerin ^{45}Sc datası için de yapılması gerekmektedir. Eğer bu iki boyutlu histogram X_{fp} e iz düşürülmüş ise elde edilecek olan enerji spektrumu θ_{tgt} mesafesini de içerdiği için düzeltme yapılmadığı durumlarda spektrumda rezolüsyon kötüleşir ve spektrometredeki dipol magnetin manyetik gücünden dolayı eğrilik meydana gelir. X_{fp} - θ_{tgt} histogramı düzeltme yapılmadığı durumda Şekil 4.3 te gösterildiği gibidir.



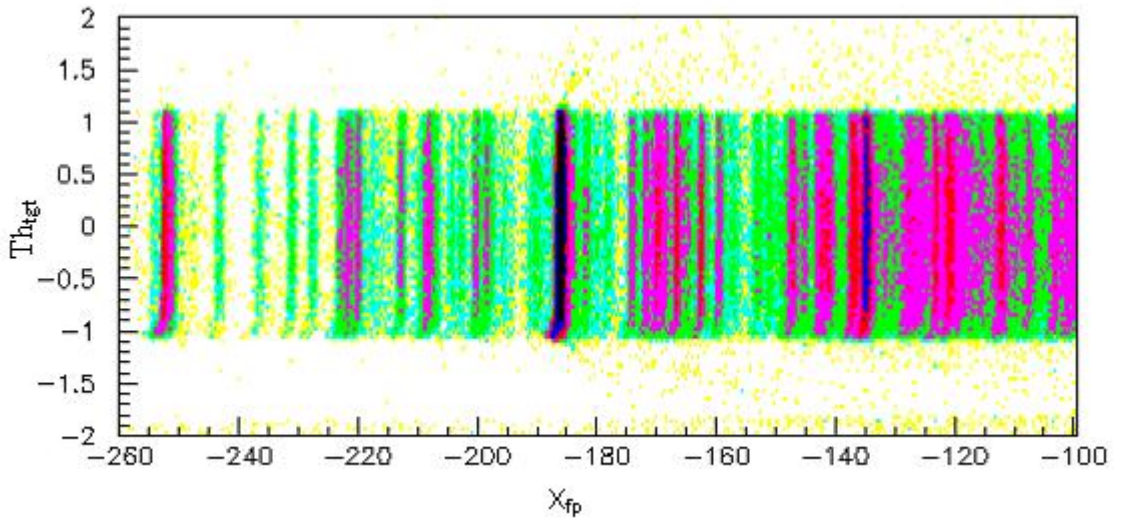
Şekil 4.3: ^{45}Sc datasında software düzeltme parametreleri uygulanmadan önce elde edilen X_{fp} - θ_{tgt} iki boyutlu histogram.

Oluşan bu eğrilik spektrometrenin MP multipole magneti ile düzeltilmelidir fakat manyetik alan bu düzeltme için yeterli değildir. Bu yüzden bu pikler software analiz programı kullanılarak ^{45}Sc datası olan ^{45}Ti için de düzeltilmiştir. X_{fp} için ikinci dereceden, θ_{tgt} için dördüncü dereceden düzeltme yapıldığını farzederek Denklem 4.1 de düzeltme matrisi olarak b_{ij} uygulandı.

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

Bu denklem, x_{fp} ve x'_{fp} , spektrumdaki seviyelerin düzeltmeden önce ve sonra beklenen pozisyonunu göstermektedir. $\theta_{tgt}=0$ da X_{fp} pozisyonunda değişiklik olmadığı için $j=0$ olduğu derece formülde gösterilmemiştir. $\theta_{tgt}=0$ da X_{fp} ye eşit olan X'_{fp} değerleri ve

farklı seviyeler için θ_{tgt} ın farklı değerlerinde elde edilen X'_{fp} değerlerinin kullanılmasıyla bij katsayısı belirlenir. Bu şekilde ^{45}Sc datasında $X_{fp}-Th_{tgt}$ için software programı ile düzeltilen histogram Şekil 4.4 de gösterilmiştir. Her bir çizgi düzeltildi ve dolayısıyla daha iyi rezolüsyon elde edildi. Bu $X_{fp}-Th_{tgt}$ düzeltmesinin asıl amacı $X_{fp}-Ph_{tgt}$ histogramının piklerini daha belirgin hale getirebilmektir. Çünkü $X_{fp}-Th_{tgt}$ histogramında yapılan düzeltme $X_{fp}-Ph_{tgt}$ histogramının piklerini de etkiler. İkinci bir adım olarak rezolüsyonun daha da iyi olması için $X_{fp}-Ph_{tgt}$ histogramının da düzeltilmesi gerekmektedir.

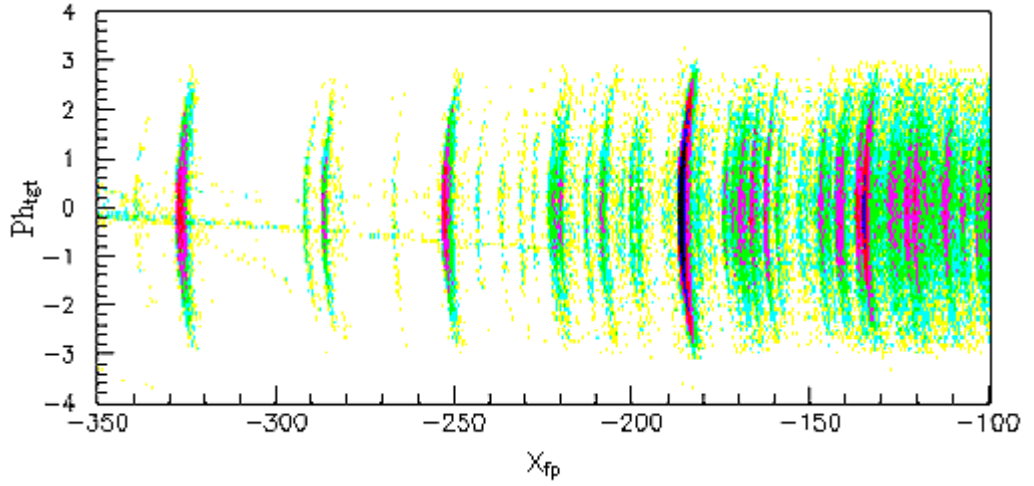


Şekil 4.4: ^{45}Sc datasında $X_{fp}-Th_{tgt}$ için software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen histogram.

$^{45}\text{Sc}(^3\text{He},t)^{45}\text{Ti}$ reaksiyon kinematikleri nedeniyle farklı momentumlu parçacıklar farklı Ph_{tgt} pozisyonuna gelir. Ph_{tgt} over-focus modda Y_{fp} e karşılık geldiği için X_{fp} , Y_{fp} e bağlıdır. Açık kalibrasyonundan dolayı Y_{fp} , Ph_{tgt} olarak değiştirildi. $X_{fp}-Ph_{tgt}$ iki boyutlu histogramının düzeltme yapılmamış hali Şekil 4.5 de gösterilmektedir.

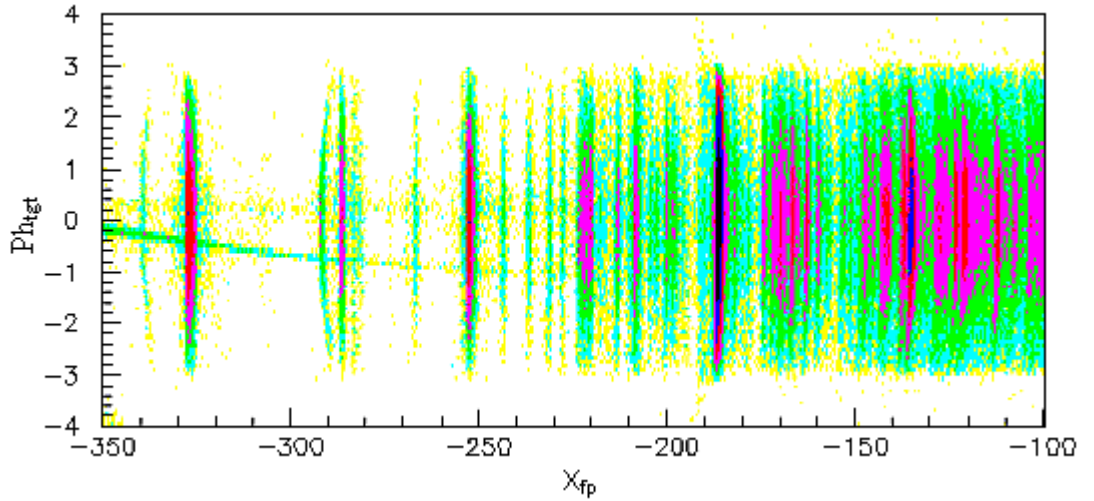
X_{fp} için birinci dereceden, θ_{tgt} için ikinci dereceden düzeltme yapıldığını farzederek θ_{tgt} için düzeltme matrisi cij Denklem 4.2 de uygulandı.

$$x'_{fp} = x_{fp} + \sum_{i=0}^1 \sum_{j=1}^2 cij x^i_{fp} \phi^j_{tgt} \quad (4.2)$$



Şekil 4.5: ^{45}Sc datasında software düzeltme parametreleri uygulanmadan elde edilen X_{fp} - Ph_{tgt} iki boyutlu histogram.

Şekil 4.6 da ise X_{fp} - Ph_{tgt} için düzeltilmiş histogram gösterilmektedir.

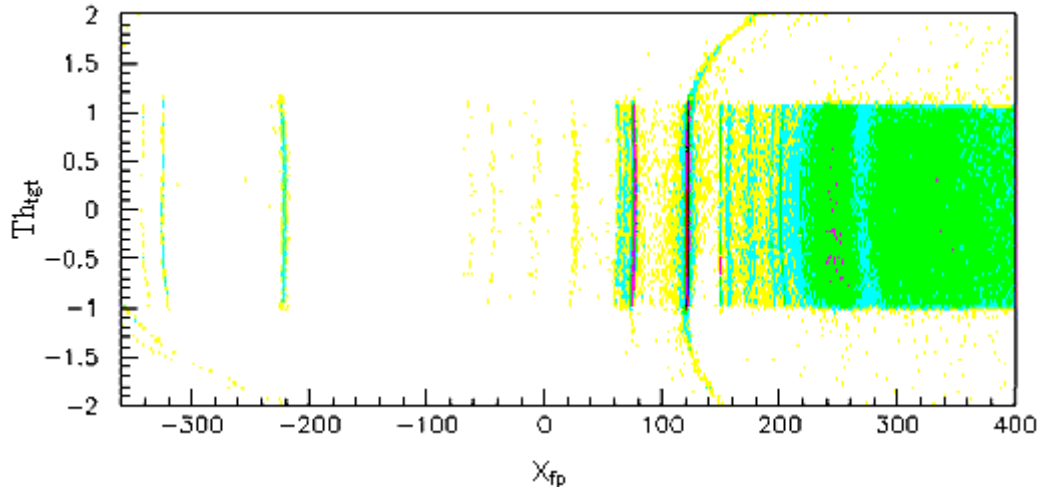


Şekil 4.6: ^{45}Sc datasında X_{fp} - Ph_{tgt} için software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen histogram.

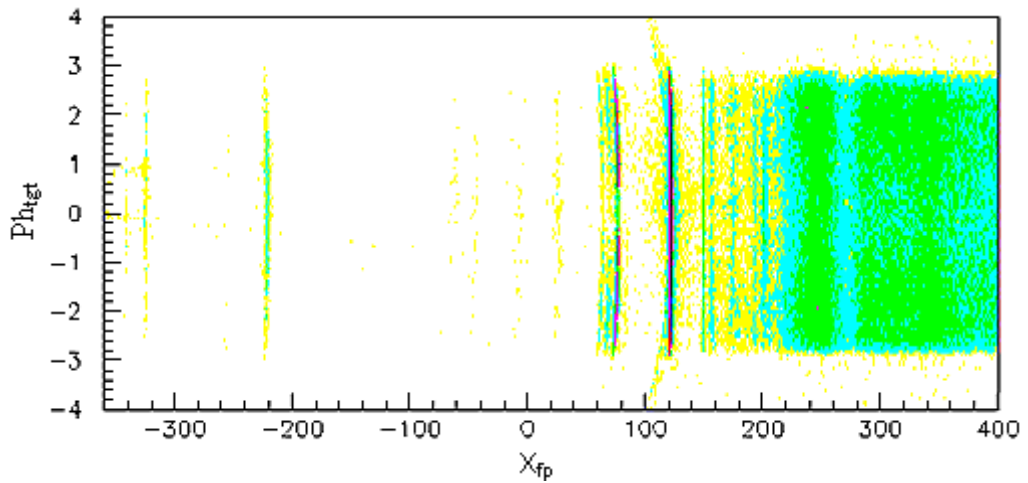
Bu düzeltmeler sonucunda belirli ayrılmış $\Theta = 0^\circ-0.5^\circ$, $0.5^\circ-0.8^\circ$, $0.8^\circ-1.2^\circ$, $1.2^\circ-1.6^\circ$, $1.6^\circ-2^\circ$ reaksiyon saçılma açısı değerlerinde yüksek rezolüsyonlu spektrum $^{45}\text{Sc}(^3\text{He},t)^{45}\text{Ti}$ reaksiyonu için ölçülmüştür. Eğer saçılma açısı aralığı çok dar ise, deneyden elde edilen istatistik kaybolur ancak bu dar aralıkta, spesifik momentum taşınımı bölgesinde örneğin GTR GT geçiş veya SDR Spin-Dipol geçiş pikleri öne çıkar [40].

4.1.3. Enerji Kalibrasyonu

RCNP laboratuvarında yapılan $^{45}\text{Sc}(^3\text{He,t})^{45}\text{Ti}$ deneyinde enerji kalibrasyonu için Mylar hedef kullanıldı. ^{45}Sc datasında ve aç kalibrasyon datasında yapılan düzeltmeler enerji kalibrasyon datasında da yapılması gerekmektedir. Mylar datasında pikler düşük enerji bölgesi yerine yüksek enerji bölgesinde belirgindir. Bu piklerin hepsi ^{45}Sc datasındaki gibi düz olmaz. Mylar hedef, içerisinde ^{12}C , ^{16}O , ^{13}C ve ^{18}O içermektedir. Diğer iki çekirdeğe göre hafif olan $^{12,13}\text{C}$ çekirdeklerinde, artık enerji daha fazla olduğu için bu piklere düzeltme parametreleri uygulanır. Şekil 4.7 ve 4.8 de Mylar datası için software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen $X_{\text{fp}}\text{-Th}_{\text{tgt}}$ ve $X_{\text{fp}}\text{-Ph}_{\text{tgt}}$ histogramları gösterilmektedir.



Şekil 4.7: Mylar datasında software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen $X_{\text{fp}}\text{-Th}_{\text{tgt}}$ histogramı



Şekil 4.8: Mylar datasında software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen $X_{\text{fp}}\text{-Ph}_{\text{tgt}}$ histogramı

^{13}C ve ^{18}O , ($^3\text{He},t$) reaksiyonunda küçük reaksiyon Q değerleriyle ($^{13}\text{C}=2.220$ MeV ve $^{18}\text{O}=1.655$ MeV [41]) öne çıkar, bunun yanında ^{12}C ve ^{16}O ise büyük Q değerleriyle ($^{12}\text{C}=17.338$ MeV ve $^{16}\text{O}=15.427$ MeV [41]) öne çıkacağı için ürün çekirdeğin E_x uyarılma enerjileri temel seviyeden ~ 17 MeV'e kadar değişerek belirlenebilir.

Spektrumda bu piklerin dışında vakum sisteminde kullanılan yağdan kaynaklı C ve H pikleri kontaminant olarak gözlenir. H, çok hafif olduğundan bu pik görülmez sadece (p,p') inelastik saçılma deneylerinde gözlenebilir. Ayrıca reaksiyonda kullanılan ^{45}Sc hedefinin de oksitlenme olasılığı da göz önüne alınırsa yüksek E_x uyarılma enerji değerinde oksijen piki de gözlenebilir.

4.1.4. E_x Uyarılma Enerjileri Kalibrasyonu

Mylar datasında ^{12}C , ^{16}O , ^{13}C ve ^{18}O çekirdeklerinin seviyeleri için literatürden 1 keV luk yanılıyla tespit edilen uyarılma enerjilerinin referans olarak kullanılması ile mylar datasında bu seviyelere karşılık gelen pozisyon değerleri belirlendi.

Diğer yandan reaksiyon kinematiklerinin parametrelerini hesaplamak için iki boyutlu kinematik hesaplama programı olan RELKIN (RELativistic KINematic) [42] kullanılmaktadır. Bu programda incelenmek istenen reaksiyon türü ($^3\text{He},t$) ve enerjisi (420 MeV), çıkan parçacığın laboratuvar saçılma açısı (0°) ve çıkan çekirdeğin literatürden bilinen uyarılma enerji değerleri (E_x) kullanılarak E_t triton enerji değerleri, çıkan çekirdeğin E_{rec} enerji değerleri ve çıkan çekirdeğin Bp değerleri elde edilir. Yine reaksiyon kinematiklerinin parametrelerini hesaplamak için diğer bir program olan TSUBAKI kullanılmaktadır. Bu programda, incelenmek istenen çekirdeğin reaksiyonu, reaksiyon enerjisi, saçılma açısı ve oluşturulmak istenilen E_x uyarılma enerjileri aralığı yazılmaktadır. Bu hesaplamalar Mylar ($^{18}\text{O}, ^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}, ^{13}\text{C}$), $^{\text{Nat}}\text{Mg}$ ($^{24,25,26}\text{Mg}$) ve ^{45}Ti çekirdekleri için yapıldı. Mylar spektrumunu, ^{45}Ti çekirdeği için yüksek uyarılma enerjilerinde bilgi edinebilmek için, $^{\text{Nat}}\text{Mg}$ spektrumunu ise düşük uyarılma enerjilerinde bilgi edinebilmek için kullanıyoruz.

Pozisyon bilgilerinin, literatürden elde edilen uyarılma enerjilerinin, RELKIN programından elde edilen E_t , P_t , m_t ve Q değerlerinin ve TSUBAKI programından elde

edilen E_{rec} enerjilerinin ve ‘ $par_{rec0,1,2}$ ’ parametrelerinin kullanılması ile Denklem 4.6 da ifade edilen E_x değerleri sırasıyla Denklem 4.3, 4.4, 4.5 kullanılarak yeniden hesaplandı.

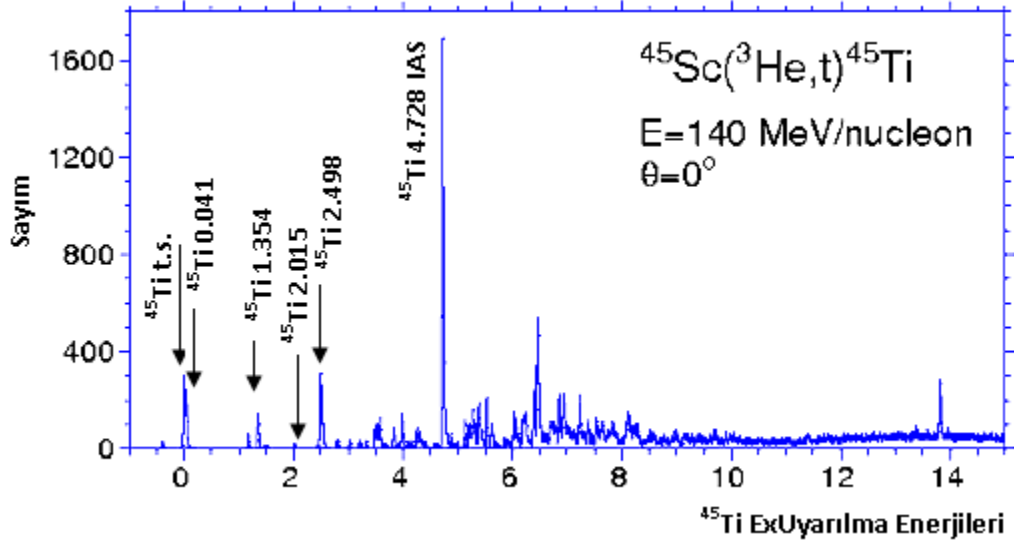
$$P_t = 1.56552e^{+3} - 7.03085e^{-2} \cdot X_{fp} - 3.99935e^{-6} \cdot X_{fp}^2 \quad (4.3)$$

$$E_t = \sqrt{P_t^2 + m_t^2} - m_t \quad (4.4)$$

$$E_{rec} = par_{rec0} + par_{rec1} \cdot E_t + par_{rec2} \cdot E_t^2 \quad (4.5)$$

$$E_x = E_{(hüzme)} - E_t - E_{rec} + Q \quad (4.6)$$

Yapılan kalibrasyonlar sonucunda elde edilen ^{45}Ti enerji spektrumu 35 keV luk rezolüsyonla Şekil 4.9 da gösterilmektedir.

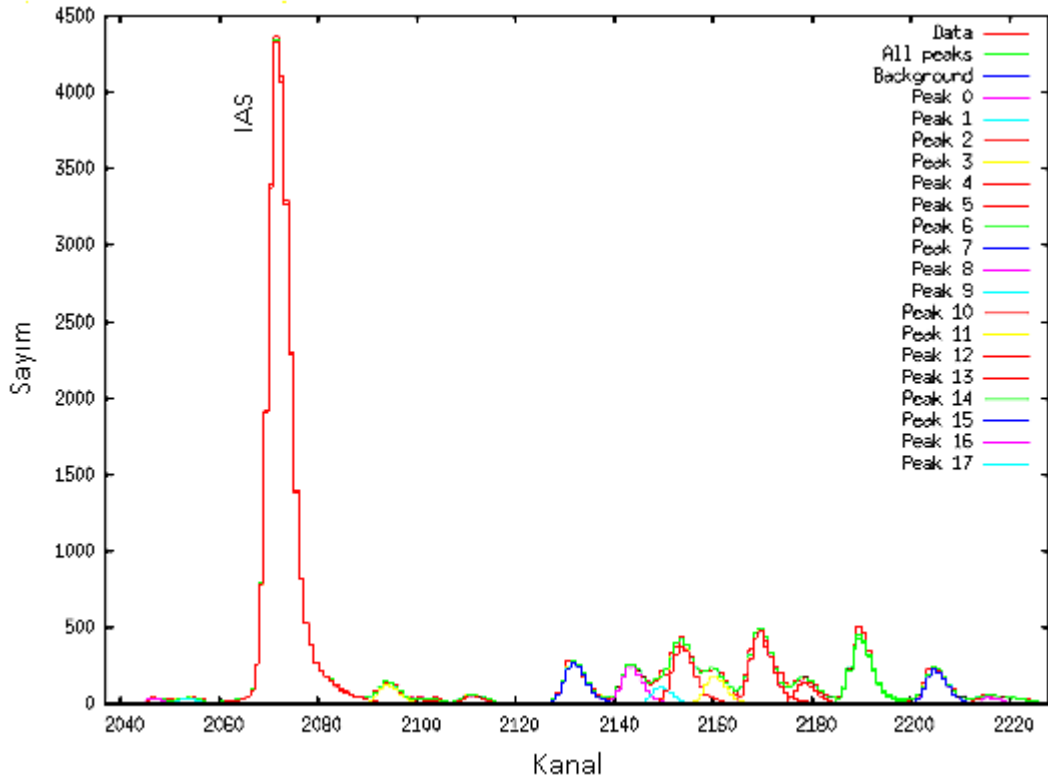


Şekil 4.9: $^{45}\text{Sc}(^3\text{He},t)^{45}\text{Ti}$ reaksiyonu sonucu elde edilen enerji spektrumu

En yüksek sayımla IAS 4.728 MeV enerji değeri ile gözlenirken, ^{45}Ti çekirdeğinin $J^\pi=7/2^-$ temel seviye piki 0.002 MeV lik enerji değerinde ve $J^\pi=5/2^-, 9/2^-, (3/2^--9/2^-)$ ve $(5/2^-, 7/2^-)$ uyarılmış seviye pikleri sırasıyla 0.041 MeV, 1.354 MeV, 2.015 MeV ve 2.498 MeV enerji değerinde belirlenmiştir. uyarılma enerjilerindeki pikler belirlenmiştir. Deneysel verilere dayanarak hesaplanan E_x değerleri, literatürdeki E_x değerleri ile (sırasıyla t.s, 0.039(23) MeV, 1.353(18) MeV, 2.015(6) MeV, 2.50(20) ve IAS piki 4.730(7) MeV [41] %5 keV lik bir farkla tutarlı olduğu gözlenmiştir.

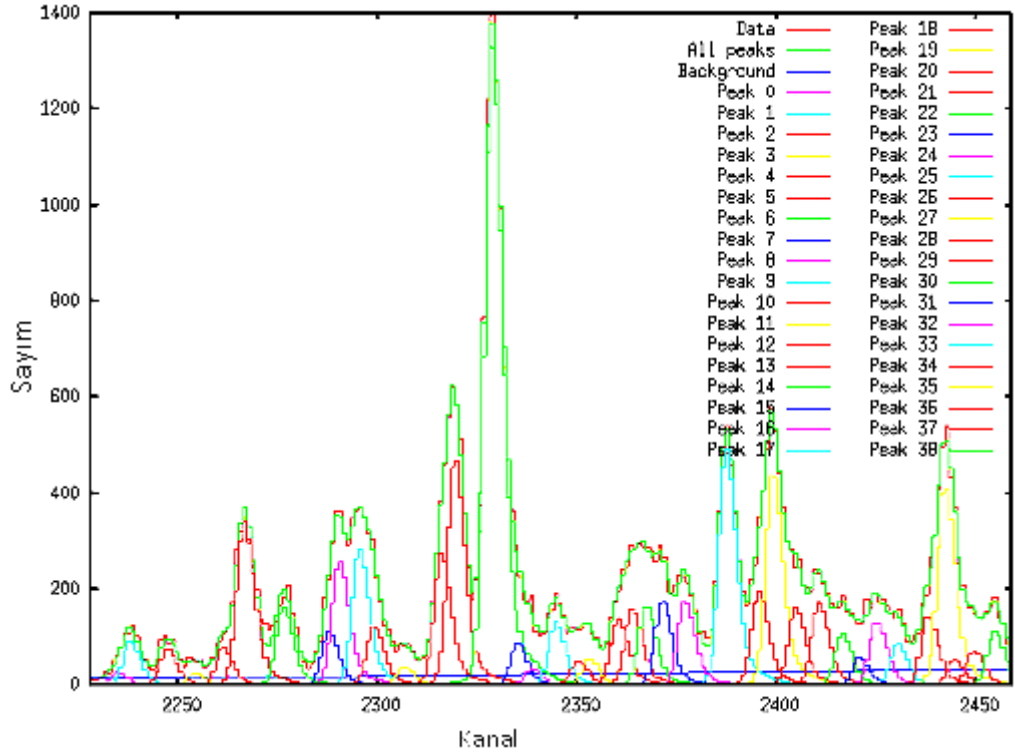
4.1.5. Piklerin Tespit Edilmesi

^{45}Ti sektrumunda her bir pikin şiddetinin, yani reaksiyon tesir kesitinin belirlenebilmesi için Linux işletim sistemi altında çalışan ‘gnuplot’ adı verilen bir grafik programında pik fitleme işleminin yapılması gerekmektedir. Bu pik fitleme işleminin yapılabilmesi için ^{45}Ti spektrumundan belirlenecek olan bir referans pik gereklidir. Seçilen referans pikin diğer piklere göre daha iyi ayrılmış ve yeterli sayım sayısına sahip olması gerekmektedir. ^{45}Ti spektrumu için referans pik olarak uyarılma enerjisi 4.728 MeV olan IAS piki kullanıldı ve spektrumdaki diğer pikler bu referans pikine göre pik fitleme işlemi ile 6000 kanala kadar oluşturuldu. ^{45}Ti spektrumunda 2040-2220 kanal arasında yapılan pik fitleme işlemi Şekil 4.10 da gösterilmektedir.

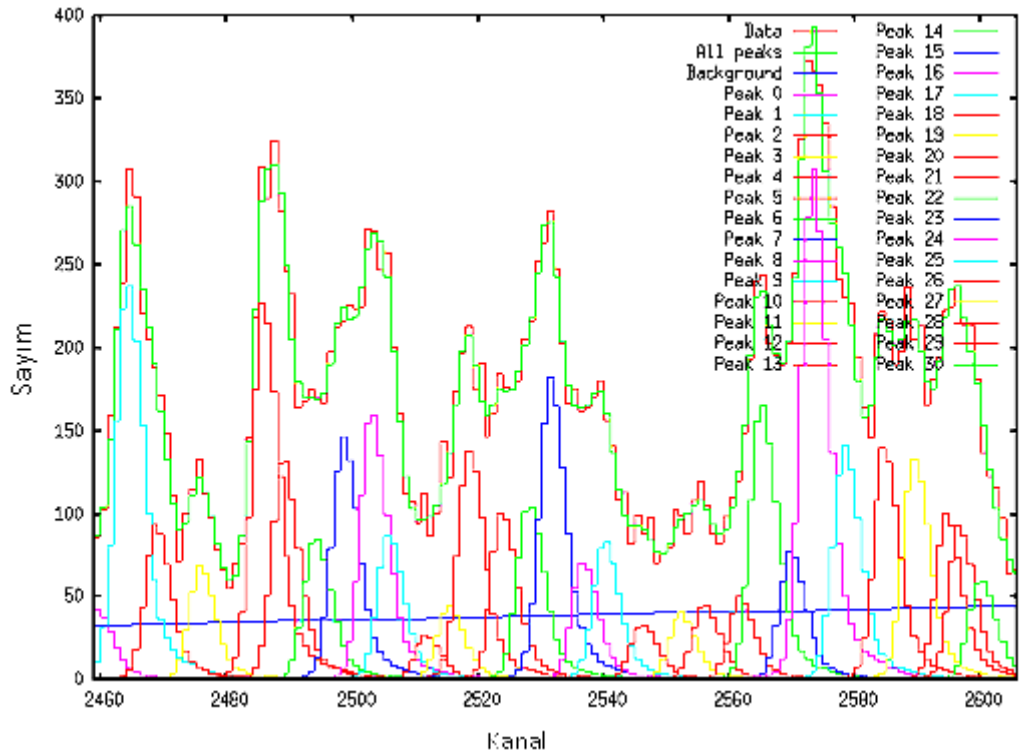


Şekil 4.10: ^{45}Ti spektrumunda 2040-2220 kanalları arasında yapılan pik fitleme işlemi

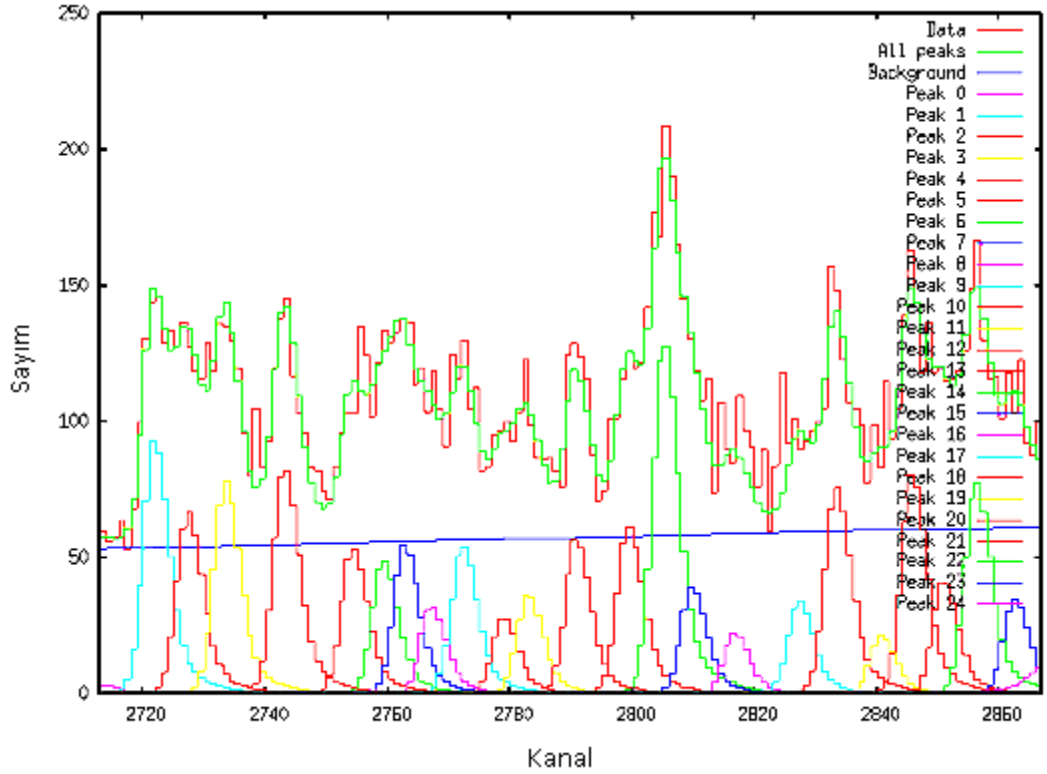
Kırmızı renk datadan gelen katkıyı, yeşil renk tüm piklerin toplamını vermektedir. Pik fit işleminde data ile tüm piklerin toplamının üst üste gelmesi amaçlanır. Bunun için de referans pikinin iyi seçilmesi çok önemlidir. Referans piki, pik fitleme işleminde ~4400 sayıma karşılık gelen IAS seviye pikinde kontrol edilebilir. ^{45}Ti spektrumunda 2220-2460, 2460-2650, 2700-2870 kanalları arasında yapılan pik fitleme işlemi sırasıyla Şekil 4.11, 4.12, 4.13 de gösterilmektedir.



Şekil 4.11: ^{45}Ti spektrumunda 2240-2460 kanalları arasında yapılan pik fitleme işlemi



Şekil 4.12: ^{45}Ti spektrumunda 2460-2610 kanalları arasında yapılan pik fitleme işlemi



Şekil 4.13: ^{45}Ti spektrumunda 2710-2870 kanalları arasında yapılan pik fitleme işlemi

Pik fit işlemi için diğer önemli bir nokta ise background katkısını belirlemektir. Spektrumlarda mavi çizgi background katkısını göstermektedir. Background çizgisinin çok aşağıdan belirlenmesi spektrumda istenmeyen katkılarında gözlenmesi anlamına gelir. Her ne kadar reaksiyon tesir kesiti artsa da bu durum hesaplanması istenen $B(\text{GT})$ değerlerini etkiler. Eğer background çizgisi çok yukarıdan seçilirse bu durumda reaksiyon tesir kesiti kaybına dolayısıyla bilgi kaybına neden olmaktadır. Bu yüzden background katkısı olumsuz durumlara yol açmayacak şekilde belirlenmelidir

4.2. $B(\text{GT})$ DEĞERLERİNİN ÇIKARILMASI

4.2.1. DWBA (Distorted-Wave Born Approximation) Hesaplaması

0° de ve 100 MeV in üzerinde yani orta enerjilerde CE reaksiyonlarında GT geçişleri için elde edilen tesir kesitlerinin yaklaşık olarak $B(\text{GT})$ değerleri ile orantılı olduğu bölüm 2 de anlatılmıştı [8].

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma_{GT}}{d\Omega}(0^\circ) &\cong K_{GT} N_{GT} |J_{\sigma\tau}(0)|^2 B(GT) \\ &= \hat{\sigma}_{GT}(0^\circ) B(GT)\end{aligned}\quad (4.7)$$

Denklem 4.7 de K_{GT} ve N_{GT} ; GT geçişlerinde dalga fonksiyonlarındaki farklılıktan dolayı beklenen kinematik ve bozunum faktörünü, $J_{\sigma\tau}(0)$; momentum transferinin sıfır olduğu etkin etkileşmelerin $V_{\sigma\tau}$ hacim integralini, $\hat{\sigma}_{GT}(0^\circ)$; 0° deki GT birim tesir kesitini göstermektedir.

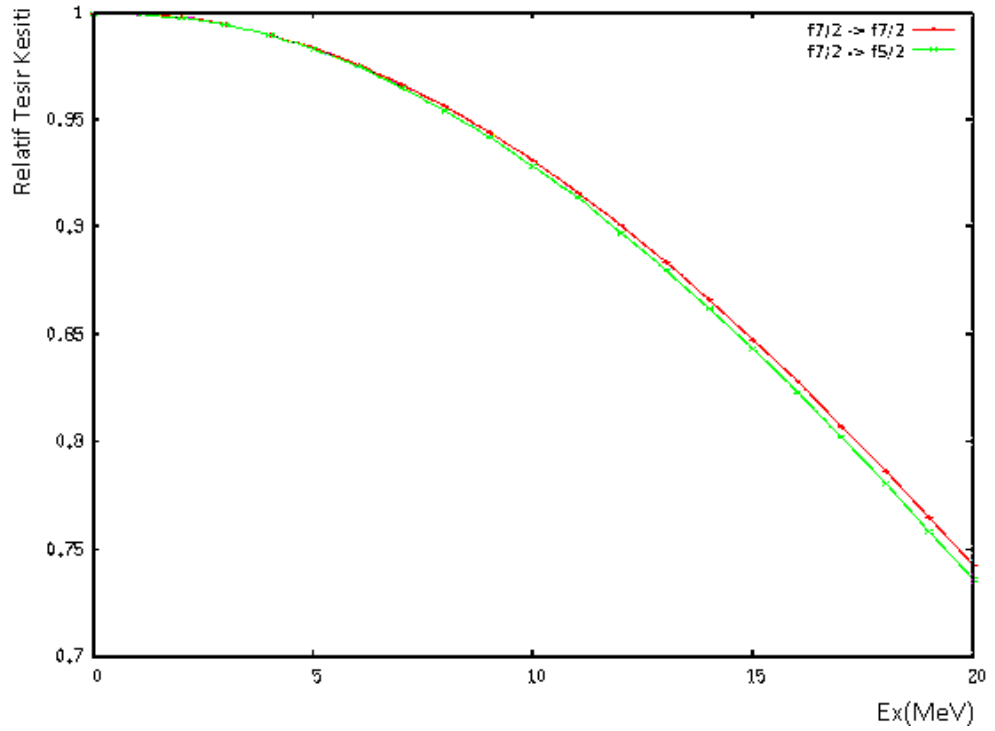
Denklem 4.7 de gösterildiği gibi benzer bir orantılılık izobarik analog seviyeleri birbirine bağlayan Fermi geçişi içinde verilir.

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma_F}{d\Omega}(0^\circ) &\cong K_F N_F |J_\tau(0)|^2 B(F) \\ &= \hat{\sigma}_F(0^\circ) B(F)\end{aligned}\quad (4.8)$$

Denklem 4.8'de ise K_F ve N_F ; Fermi geçişlerinde beklenen kinematik ve bozunum faktörünü, $J_\tau(0)$; momentum transferinin sıfır olduğu etkin etkileşmelerin V_τ hacim integralini, $\hat{\sigma}_F(0^\circ)$; 0° deki IAS seviye Fermi geçişinin birim tesir kesiti göstermektedir [20].

Denklem 4.7 de ifade edilen $K_{GT}N_{GT}$ yapı faktörü, hem momentum transferi q nun hem de uyarılma enerjisi E_x in bir fonksiyonu olarak giderek değiştiği için birim tesir kesiti $\hat{\sigma}_{GT}$, buna bağlı olarak düzeltilmelidir. $\hat{\sigma}_{GT}$ değerlerinin, E_x uyarılma enerjilerine bağlılığını değerlendirebilmek için bozulmuş dalga fonksiyonu Born yaklaşımı (DWBA) hesaplamaları, DW81 program kodu [43] kullanılarak (${}^3\text{He}, t$) reaksiyonları için yapılmıştır. Şekil 4.14 te ${}^{45}\text{Ti}$ çekirdeği için hesaplanan relatif tesir kesiti değerleri, uyarılma enerjisinin bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir.

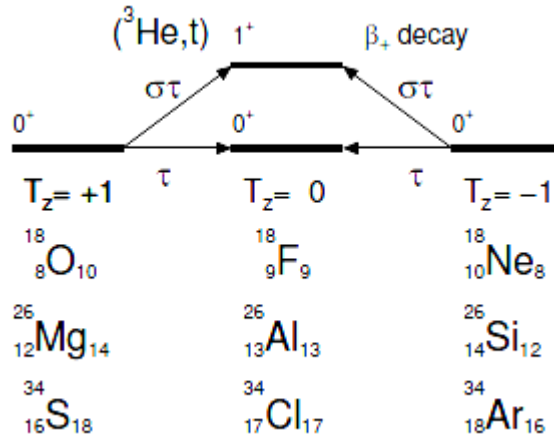
Bu hesaplamalar uyarılmış GT seviyeleri için $f_{7/2} \rightarrow f_{7/2}$ ve $f_{7/2} \rightarrow f_{5/2}$ geçişleri varsayılarak yapılmaktadır. Tesir kesiti değerleri, hesaplamalarda kullanılan konfigürasyonlara bağlı olarak E_x uyarılma enerjilerinin 20 MeV e kadar artması ile %15 lik bir azalma gösterir. Bu azalmaya karşı her bir seviyenin tesir kesiti değerleri fit parametreleri kullanılarak düzeltilmiştir.



Şekil 4.14: ^{45}Ti çekirdeği için hesaplanan tesir kesitinin uyarılma enerjisinin bir fonksiyonu olarak gösterimi.

4.2.2. Birim Tesir Kesitinin Elde Edilmesi

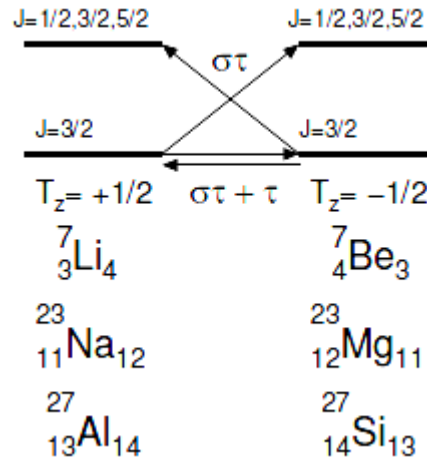
Birim tesir kesiti $\hat{\sigma}_{\text{GT}}$ değeri, β^+ bozunumlarından $B(\text{GT}^+)$ referans değerlerinin kullanılması ile üç farklı yoldan belirlenebilir. İlk durum Şekil 4.15 de kütle numaraları $A=18, 26, 34$ olan çekirdekler için örnek olarak gösterilen $T_z=\pm 1 \rightarrow 0$ a izospin simetri geçişlerini kullanmaktır.



Şekil 4.15: $T_z=\pm 1$ ve 0 olan çekirdekler için izospin simetri geçişleri

$T_z = \pm 1$ olan çekirdeklerin temel seviyesinden $T_z = 0$ olan çekirdeğin temel seviyesine geçiş Fermi geçişi olarak tanımlandığı için $\hat{\sigma}_F$, IAS e olan Fermi geçişlerinin tesir kesitinden hesaplanır. Aynı şekilde B(F) ise N-Z olarak hesaplanır. $\hat{\sigma}_{GT}$ birim tesir kesiti değerleri β^+ bozunumlarından $T_z = -1 \rightarrow 0$ olan geçişler için ölçülen $B(GT^+)$ değerlerinin ve $(^3\text{He}, t)$ reaksiyonlarından $T_z = +1 \rightarrow 0$ olan geçişler için ölçülen reaksiyon tesir kesitlerinin kullanılması ile belirlenir. $B(GT^+)$ değerlerinin kesin değerleri β bozunumlarında Fermi ve GT geçişlerinin dallanma oranının, ft değerlerinin ve bozunumun yarı ömrünün kullanılması ile belirlenir ve bu $B(GT^+)$ değerleri yukarıda bahsedildiği gibi referans $B(GT^+)$ değerleri olarak kullanılır.

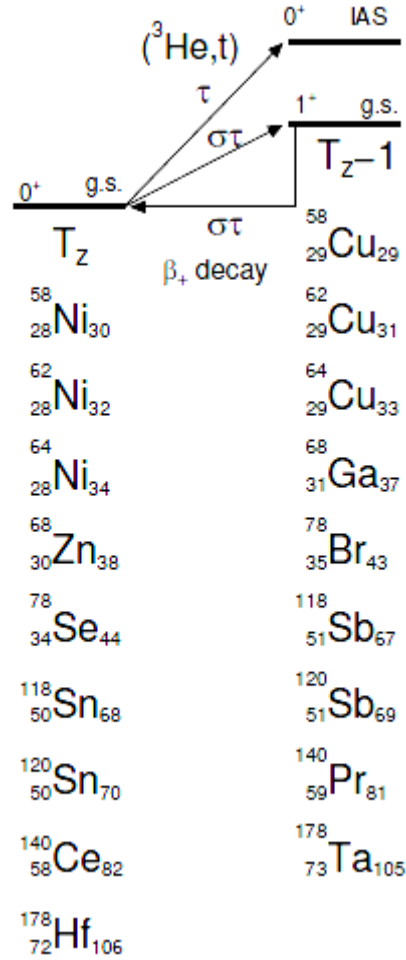
İkinci durum Şekil 4.16 da gösterilen kütle numaraları $A=7, 23, 27$ olan çekirdekler için örnek olarak gösterilen $T_z = \pm 1/2$ izospin simetri geçişlerini kullanmaktır.



Şekil 4.16: $T_z = \pm 1/2$ olan çekirdekler için izospin simetri geçişleri

$(^3\text{He}, t)$ deneyleri ile temel seviye izospini $T_z = +1/2$ olan çekirdeklerden izospini $T_z = -1/2$ olan çekirdeklerin temel seviyesine ve uyarılmış seviyelerine olan geçişlerin reaksiyon tesir kesiti değerlerinin ve temel seviye izospini $T_z = -1/2$ olan çekirdeklerden izospini $T_z = +1/2$ olan çekirdeğin temel seviyesine ve uyarılmış seviyelerine olan geçişler için ölçülen $B(GT^+)$ değerlerinin kullanılması ile $\hat{\sigma}_{GT}$ değerleri hesaplanır. Temel seviye izospini $T_z = \pm 1/2$ olan çekirdekler arasındaki geçişlerde, Fermi ve GT geçişleri birlikte gerçekleşir. IAS tesir kesiti $\sigma_{IAS} = \hat{\sigma}_{GT} B(GT^+) + \hat{\sigma}_F B(F)$ bağıntısı ile verilir.

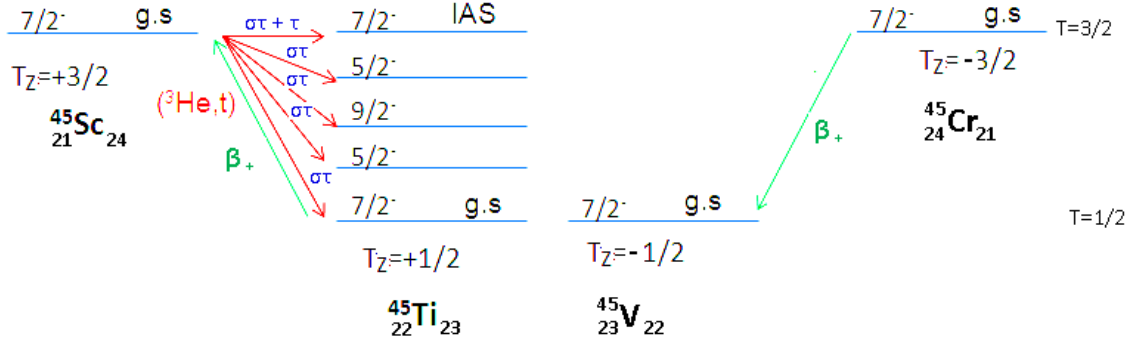
Üçüncü durum ise hedef çekirdeğin temel seviyesi ($J^\pi=0^+$, T_z) ve ürün çekirdeğin temel seviyesi ($J^\pi=1^+$, T_z-1) arasındaki GT^\pm geçişlerini kullanmaktır. $\hat{\sigma}_{GT}$ birim tesir kesiti, ürün çekirdeğin temel seviyesi için β^+ bozunumundan elde edilen $B(GT^+)$ değeri kullanılarak hesaplanır. (${}^3\text{He},t$) deneylerinden ölçülen IAS seviyeye olan geçişin tesir kesiti kullanılarak $\hat{\sigma}_F$ birim tesir kesiti hesaplanır. Şekil 4.17 de $T_z \rightarrow T_z-1$ olan çekirdekler arasındaki temel seviye geçişleri kütle numaraları $A=58, 62, 64, 68, 78, 118, 120, 140, 178$ olan çekirdekler için gösterilmiştir. Bu şekilde kesin $B(GT^+)$ değerleri ${}^{58,62,64}\text{Cu}$, ${}^{68}\text{Ga}$, ${}^{78}\text{Br}$, ${}^{118,120}\text{Sb}$, ${}^{140}\text{Pr}$ ve ${}^{178}\text{Ta}$ β^+ bozunumu deneylerinden elde edilebilir [20].



Şekil 4.17: $T_z \rightarrow T_z-1$ olan çekirdekler arasındaki temel seviye geçişleri

Teze konu olan ${}^{45}\text{Sc}(\text{He},t){}^{45}\text{Ti}$ reaksiyonunda temel seviyesi $J^\pi=7/2^-$ ve izospini $T_z=+3/2$ olan ${}^{45}\text{Sc}$ çekirdeğinden temel seviyesi $J^\pi=7/2^-$ ve izospini $T_z=+1/2$ olan ${}^{45}\text{Ti}$ çekirdeğine GT ve Fermi geçişleri için birim tesir kesiti, izospini $T_z \rightarrow T_z-1$ olan

çekirdekler arasındaki temel seviye geçişlerini kullanarak hesaplanmıştır ve Şekil 4.18 de gösterilmektedir. ^{45}Sc çekirdeği ile izospin simetrik olan ^{45}Cr çekirdeğinin β^+ bozunum çalışmaları yeterli olmadığı için birim tesir kesitini bulabilmek için izospin simetri geçişi yerine temel seviye geçişi kullanıldı. Denklem 2.3 kullanılarak hem $^{45}\text{Sc} \rightarrow ^{45}\text{Ti}$ CE reaksiyonu yönündeki $B^{\text{CE}}(\text{GT})$ geçiş gücü hem de $^{45}\text{Ti} \rightarrow ^{45}\text{Sc}$ β^+ bozunum yönündeki $B^{\beta}(\text{GT})$ geçiş gücü arasındaki oran 1 olarak belirlendi.



Şekil 4.18: $T_z \rightarrow T_z - 1$ olan $^{45}\text{Sc} \rightarrow ^{45}\text{Ti}$ çekirdekleri arasındaki temel seviye geçişleri

Bilindiği gibi $^{45}\text{Ti} \rightarrow ^{45}\text{Sc}$ β^+ bozunum yönündeki temel seviyeler arası geçiş gücü bize referans $B(\text{GT}^+)$ değerini vermektedir. Bu nedenle $^{45}\text{Ti} \rightarrow ^{45}\text{Sc}$ β^+ bozunumundan elde edilen $\log ft = 4.591(2)$ [44] değerinin, $\lambda = 1.2695(29)$ [45] reaksiyon bozunum hızı değerinin ve $K = 6143.6(1.6)$ [45] kinematik faktör değerinin kullanılmasıyla Denklem 4.9 dan $B(\text{GT}^+)$ referans değeri $B(\text{GT}^+) = 0.0977594 \pm 0.0052675$ olarak hesaplandı.

$$B(\text{GT}^+) = \frac{K}{\lambda^2 ft_i} \quad (4.9)$$

Referans $B(\text{GT}^+)$ değerini ve temel seviyenin reaksiyon tesir kesiti değerini kullanarak $\hat{\sigma}_{\text{GT}}$ birim tesir kesiti değeri elde edildi. Daha sonra $\hat{\sigma}_{\text{GT}}$ birim tesir kesiti değerinin ve uyarılmış seviyelerin reaksiyon tesir kesiti değerleri kullanılarak bu seviyelerin $B(\text{GT}^-)$ değerleri bulundu.

4.2.3. Elde Edilen $B(\text{GT}^-)$ Güçleri

$^{45}\text{Sc}(^3\text{He},t)^{45}\text{Ti}$ CE reaksiyonundan elde edilen GT geçiş güçleri $B(\text{GT})$ ler, Tablo 4.1 de gösterilmektedir. β^+ bozunumuyla ölçülen standart $B(\text{GT}^+)$ değerini ve β^+ bozunumuyla zıt yönde gerçekleşen CE reaksiyonundan elde edilen reaksiyon tesir kesitini kullanarak Denklem 2.4 e göre $B(\text{GT})$ değerleri elde edildi. ^{45}Ti ($^3\text{He},t$) yüksek rezolüsyon

spektrumunda sadece açıl momentum transferinin sıfır olduğu $\Delta L=0$ seviyeler değil $\Delta L=1, 2, 3$ gibi açıl momentum transferinin daha yüksek olduğu piklerde düşük olasılıkla gözlenir. Momentum transferinin sıfır olduğunda ($q=0$), $\Delta L=0$ seviyelerinin tesir kesiti maksimumu gösterir ve q arttıkça $\Delta L=1$ seviyelerinin tesir kesiti artar [1].

Tablo 4.1: $^{45}\text{Sc}(^3\text{He},t)^{45}\text{Ti}$ reaksiyonundan belirlenen $B(\text{GT}^-)$ değerleri

$^{45}\text{Sc}(^3\text{He},t)^{45}\text{Ti}$					
E_x^* (MeV)	$2J^\pi$	E_x (MeV)	L	Sayım	B(GT)
0.000	7^-	0.002	0	4506.74(201.98)	0.098(5)
0.039 (23)	5^-	0.041	0	2124.67(160.02)	0.046(5)
		0.164	0	76.83(34.8)	0.002(1)
		0.649	0	47.46(22.4)	0.001(1)
		1.176	0	846.18(120.12)	0.018(3)
1.353(18)	9^-	1.354	0	1970.52(176.19)	0.043(5)
		1.474	0	165.55(39.33)	0.004(1)
		1.523	0	172.47(44.75)	0.004(1)
		1.800	0	49.56(22.8)	0.001(1)
		1.935	0	39.47(19.38)	0.001(0)
2.015(6)	$3^- - 9^-$	2.015	0	381.92(76.09)	0.008(2)
		2.434	0	188.7(46.16)	0.004(1)
2.500(20)	$5^-, 7^-$	2.498	0	4432.22(201.83)	0.096(8)
		2.536	0	1060.98(120.17)	0.023(3)
		2.668	0	53.69(25.7)	0.001(1)
		2.803	0	509.72(88.86)	0.011(2)
		3.006	0	124.04(31.96)	0.003(1)
		3.034	0	365.61(57.71)	0.008(1)
		3.123	0	20.8(13.2)	0.001(0)
		3.212	0	496.12(82.13)	0.011(2)
		3.326	0	466.42(82.22)	0.010(2)
		3.489	0	1097.64(104.77)	0.024(3)
3.531	0	3.531	0	1400.49(100.28)	0.030(3)
		3.585	0	1781.91(135.04)	0.039(4)
		3.669	0	293.69(48.74)	0.006(1)

Ex*: Literatürden alınan uyarılma enerjileri

$^{45}\text{Sc}(^3\text{He,t})^{45}\text{Ti}$ reaksiyonundan belirlenen $B(\text{GT}^-)$ değerleri için Tablo 4.1 in devamı

$^{45}\text{Sc}(^3\text{He,t})^{45}\text{Ti}$					
E_x^* (MeV)	$2J^\pi$	E_x (MeV)	L	Sayım	$B(\text{GT}^-)$
		3.706	0	86.13(20.61)	0.002(1)
		3.740	0	57.14(20.68)	0.001(1)
		3.827	0	1205.82(126.6)	0.026(3)
		3.929	0	300.57(51.88)	0.007(1)
		3.977	0	1962.49(121.24)	0.043(4)
		4.016	0	572.76(76.75)	0.012(2)
		4.113	0	457.18(66.01)	0.010(2)
		4.169	0	463.59(66.53)	0.010(2)
		4.254	0	1299.44(122.44)	0.028(3)
		4.311	0	1070.67(87.03)	0.023(3)
		4.353	0	323.83(50.82)	0.007(1)
		4.409	0	279.36(45.83)	0.006(1)
		4.454	0	49.37(22.3)	0.001(1)
		4.559	0	243.38(47.44)	0.005(1)
4.730(7)	7^-	4.728(IAS)		25802.2(673.16)	
		4.603	0	224.6(48.6)	0.005(1)
		5.323	0	1135.25(96.64)	0.025(3)
		5.386	0	2969.25(164.82)	0.064(6)
		5.446	0	892.79(93.18)	0.019(2)
		5.523	0	2636.04(186.5)	0.057(6)
		5.626	0	1370.23(124.53)	0.030(3)
		5.700	0	261.56(42.12)	0.006(1)
		5.732	0	121.34(30.73)	0.003(1)
		5.829	0	174.64(37.42)	0.004(1)
		5.849	0	552.92(56.75)	0.012(2)
		5.911	0	473.28(62.45)	0.010(2)
		5.959	0	163.58(35.18)	0.004(1)
		6.007	0	488.43(56.8)	0.011(1)
		6.042	0	2090.46(129.11)	0.045(4)
		6.109	0	1022.94(102.52)	0.022(3)
		6.186	0	802.13(81.8)	0.017(2)

Ex*: Literatürden alınan uyarılma enerjileri

$^{45}\text{Sc}(^3\text{He,t})^{45}\text{Ti}$ reaksiyonundan belirlenen $B(\text{GT}^-)$ değerleri için Tablo 4.1 in devamı

$^{45}\text{Sc}(^3\text{He,t})^{45}\text{Ti}$					
E_x^* (MeV)	$2J^\pi$	E_x (MeV)	L	Sayım	$B(\text{GT}^-)$
		6.204	0	1535.25(65.4)	0.033(3)
		6.237	0	1762.22(89.32)	0.038(3)
		6.262	0	729.58(71.22)	0.016(2)
		6.313	0	239.94(50.05)	0.005(1)
		6.375	0	1661.22(105.99)	0.036(3)
		6.398	0	2933.63(133.85)	0.064(5)
		6.462	0	8101.55(263.59)	0.176(14)
		6.503	0	511(54.22)	0.011(1)
		6.526	0	238.77(44.42)	0.005(1)
		6.570	0	808.91(75.17)	0.018(2)
		6.607	0	302.15(31.54)	0.007(1)
		6.627	0	376.27(47.38)	0.008(1)
		6.677	0	857.38(77.56)	0.019(2)
		6.699	0	836.97(37.04)	0.018(2)
		6.719	0	1061.42(68.34)	0.023(2)
		6.748	0	1147.11(77.95)	0.025(2)
		6.788	0	1128.25(96.16)	0.025(3)
		6.859	0	3084.43(169.86)	0.067(6)
		6.915	0	1226.56(88.17)	0.027(3)
		6.939	0	2754.94(111.6)	0.060(5)
		6.977	0	1001.67(80.75)	0.022(2)
		7.017	0	1071.21(81.6)	0.023(2)
		7.057	0	702.23(64.06)	0.015(2)
		7.090	0	383.29(41.82)	0.008(1)
		7.116	0	789.84(58.51)	0.017(2)
		7.150	0	524.98(61.63)	0.011(2)
		7.204	0	954.84(81.47)	0.021(2)
		7.232	0	2748.41(112.02)	0.060(5)
		7.260	0	158.43(35.57)	0.003(1)
		7.281	0	400.66(36.87)	0.009(1)
		7.315	0	638.36(67.89)	0.014(2)

Ex*: Literatürden alınan uyarılma enerjileri

$^{45}\text{Sc}(^3\text{He,t})^{45}\text{Ti}$ reaksiyonundan belirlenen $B(\text{GT}^-)$ değerleri için Tablo 4.1 in devamı

$^{45}\text{Sc}(^3\text{He,t})^{45}\text{Ti}$					
E_x^* (MeV)	$2J^\pi$	E_x (MeV)	L	Sayım	$B(\text{GT}^-)$
		7.351	0	198.61(31.91)	0.004(1)
		7.381	0	1482.23(86.66)	0.032(3)
		7.412	0	552.05(61.39)	0.012(2)
		7.459	0	416.9(61.58)	0.009(2)
		7.528	0	1411.16(101.21)	0.031(3)
		7.550	0	829.95(52.31)	0.018(2)
		7.585	0	547.55(55.27)	0.012(2)
		7.614	0	898.14(65.8)	0.020(2)
		7.645	0	1009.49(56.1)	0.022(2)
		7.663	0	531.98(55.41)	0.012(1)
		7.704	0	168.39(33.93)	0.004(1)
		7.728	0	288.15(26.88)	0.006(1)
		7.749	0	852.75(66.22)	0.019(2)
		7.786	0	656.06(60.63)	0.014(2)
		7.816	0	707(48.63)	0.015(2)
		7.838	0	1065.74(73.84)	0.023(2)
		7.874	0	449.04(42.71)	0.010(1)
		7.896	0	510.91(51.72)	0.011(1)
		7.939	0	208.78(38.89)	0.005(1)
		7.978	0	248.38(34.51)	0.005(1)
		8.004	0	296.57(39.32)	0.006(1)
		8.045	0	35282(45.01)	0.008(1)
		8.067	0	1014.98(63.91)	0.022(2)
		8.098	0	461.26(47.29)	0.010(1)
		8.121	0	1947.97(94.76)	0.042(4)
		8.156	0	884.11(76.94)	0.019(2)
		8.199	0	860.2(69.69)	0.019(2)
		8.232	0	842.68(69.81)	0.018(2)
		8.271	0	996.79(68.65)	0.022(2)
		8.299	0	497.63(64.79)	0.011(2)
		8.358	0	100.89(25.42)	0.002(1)

Ex*: Literatürden alınan uyarılma enerjileri

$^{45}\text{Sc}(^3\text{He},t)^{45}\text{Ti}$ reaksiyonundan belirlenen $B(\text{GT}^-)$ değerleri için Tablo 4.1 in devamı

$^{45}\text{Sc}(^3\text{He},t)^{45}\text{Ti}$					
E_x^* (MeV)	$2J^\pi$	E_x (MeV)	L	Sayım	B(GT)
		8.398	0	214.35(37.25)	0.005(1)
		8.434	0	244.47(32.51)	0.005(1)
		8.458	0	325.15(41.18)	0.007(1)
		8.498	0	405.89(42.69)	0.009(1)
		8.517	0	689.01(58.61)	0.015(2)

E_x^* : Literatürden alınan uyarılma enerjileri

0° ve daha yüksek saçılma açısındaki spekturumların şiddet oranlarını karşılaştırıldığında $\Delta L=1$ olan seviyeler, $\Delta L=0$ olan seviyelerden ayrılır. Eğer bilinen bir $\Delta L=0$ pikinin oranı bire normalize edilirse, $\Delta L=1$ seviyeleri oranı normalize sayısından daha büyük olur. ^{45}Ti spektrumunda 8.511 MeV uyarılma enerji değerine kadar olan seviyelerin hepsi $L=0$ GT geçişleridir.

TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu tez çalışmasında; deneysel kısmı Osaka Üniversitesi RCNP Araştırma Merkezinde gerçekleştirilen, izospini $T_z=+3/2$ olan ^{45}Sc pf-kabuk çekirdeğinin $^{45}\text{Sc}(^3\text{He,t})^{45}\text{Ti}$ reaksiyonu sonucu elde edilen $T_z=3/2$ izospinli ^{45}Ti çekirdeğinin B(GT) dağılımları bulunmuştur.

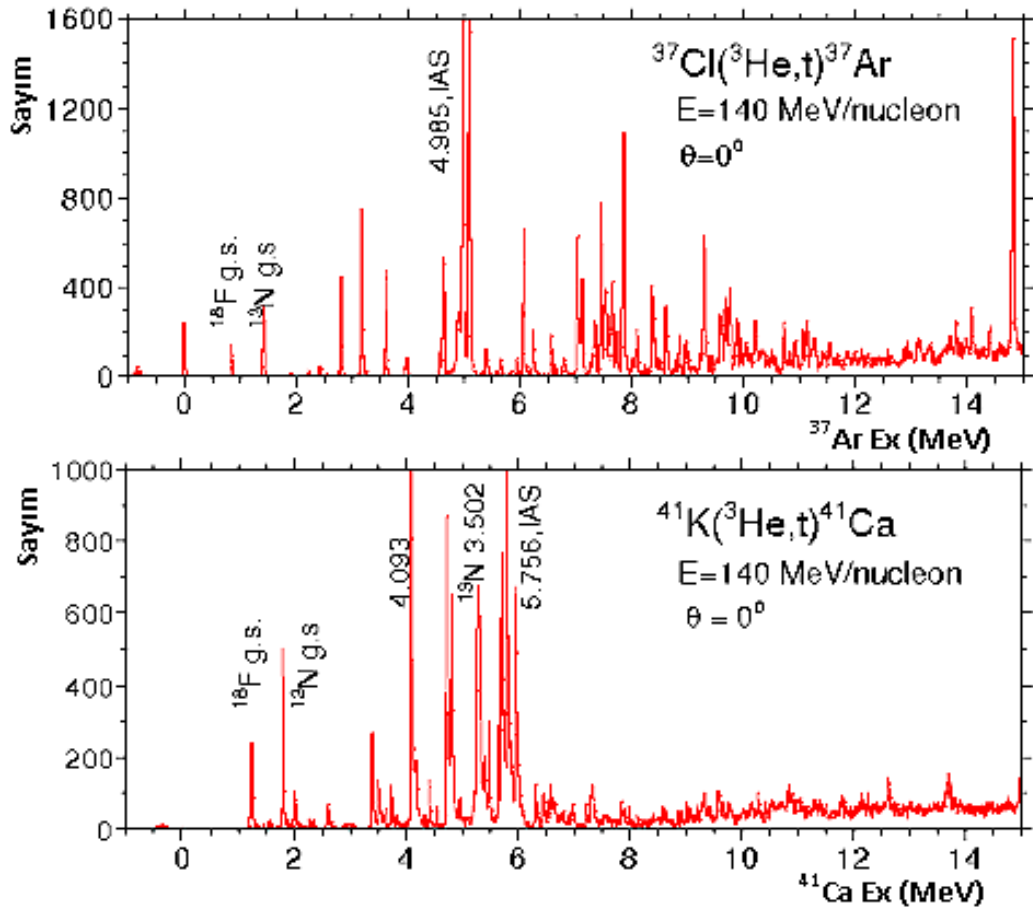
^{45}Ti çekirdeğinin data analizi RCNP Araştırma Merkezinde bulunan uzman bilim adamlarının yazdıkları ve geliştirdikleri software programları kullanılarak yapılmıştır.

Analiz sonucunda, ^{45}Ti spektrumlarında ~ 35 keV luk enerji rezolüsyonu elde edilmiştir. ^{45}Ti spektrumunda en yüksek sayımla daha önceki çalışmalarda [41] tespit edilen IAS piki 4.728 MeV enerji değeri ile gözlenirken, ^{45}Ti çekirdeğinin $J^\pi=7/2^-$ temel seviye piki 0.002 MeV lik enerji değerinde ve $J^\pi=5/2^-, 9/2^-, (3/2^--9/2^-)$ ve $(5/2^-, 7/2^-)$ uyarılmış seviye pikleri sırasıyla 0.041 MeV, 1.354 MeV, 2.015 MeV ve 2.498 MeV enerji değerlerinde belirlenmiştir. Düşük uyarılma enerji bölgesinde deneysel verilere dayanarak elde edilen E_x değerlerinin, literatürdeki E_x değerleri ile (sırasıyla t.s (ground state), 0.039(23) MeV, 1.353(18) MeV, 2.015(6) MeV, 2.50(20) ve IAS piki 4.730(7) MeV [41]) %5 keV lik bir hatayla tespit edilmiştir. Literatürde henüz tespit edilmediği için belirtilmeyen yüksek uyarılma enerjisi bölgesinde gözlenen piklere ait E_x uyarılma enerjisi değerleri ise ilk kez bu tez çalışmasında 8.5 MeV e kadar belirlenmiştir ve bu seviyelere ait L=0 GT seviyeleri tespit edilmiştir ve Tablo 4.1 de listelenmiştir.

^{45}Ti çekirdeğine ait B(GT) değerleri, $^{45}\text{Sc}(^3\text{He,t})^{45}\text{Ti}$ reaksiyonundan elde edilen tesir kesiti ile ^{45}Ti çekirdeğinin temel seviyesinden ^{45}Sc çekirdeğinin temel seviyesine olan β^+ bozunumundan elde edilen standart B(GT⁺) değeri arasındaki orantılılıktan yararlanılarak elde edilmiştir.

RCNP Araştırma Merkezinde daha önce yapılan ($^3\text{He},t$) CE reaksiyonları, $T_z=+3/2$ izospinli ^{37}Cl ve ^{41}K sd-kabuk çekirdekleri için ilk kez gerçekleştirilmiştir. Şekil 4.19 da izospini $T_z=+3/2 \rightarrow +1/2$ olan $^{37}\text{Cl}(^3\text{He},t)^{37}\text{Ar}$ ve $^{41}\text{K}(^3\text{He},t)^{41}\text{Ca}$ reaksiyonları sonucu elde edilmiş ^{37}Ar [36] ve ^{41}Ca [46] sd-kabuk çekirdeklerine ait enerji spektrumu gösterilmektedir. Şekil 4.20 de ise bu tez çalışmaya konu olan ^{45}Ti çekirdeğine ve izospini $T_z=+3/2 \rightarrow +1/2$ olan $^{47}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{47}\text{V}$ reaksiyonu sonucunda elde edilmiş ^{47}V pf-kabuk çekirdeğine ait enerji spektrumları karşılaştırılmaktadır.

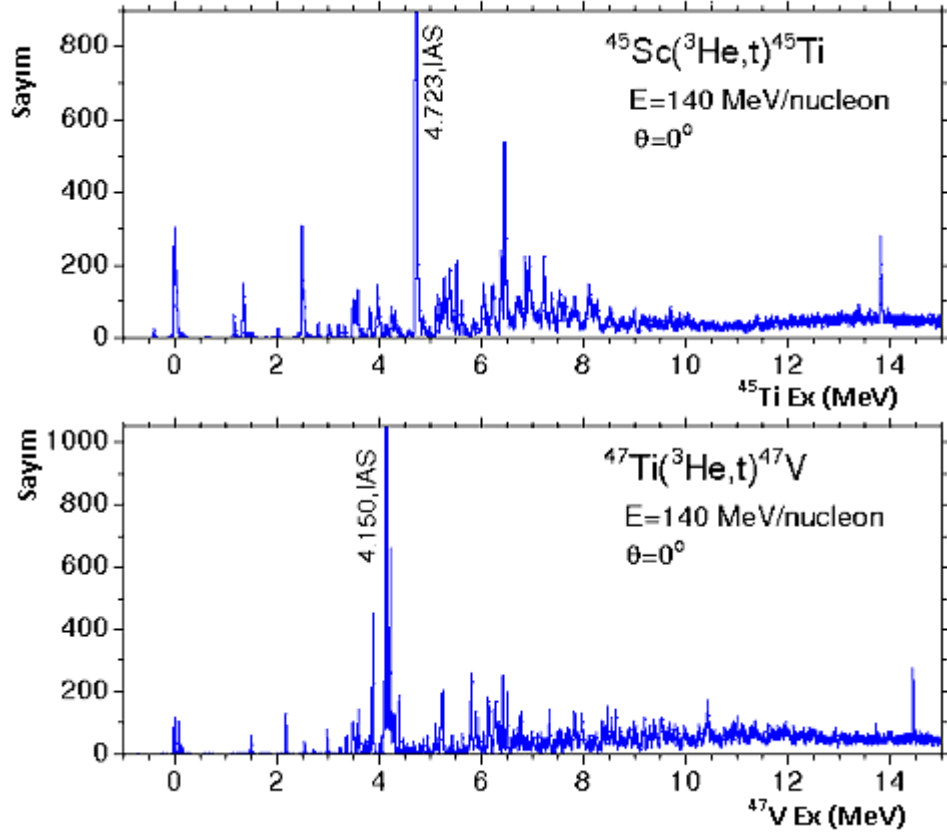
Aynı $T_z=+3/2$ izospinine sahip ^{37}Cl , ^{41}K , ^{45}Sc ve ^{47}Ti hedef çekirdeklerinin kütle numaraları birbirlerine çok yakın olmasına rağmen Şekil 4.19 ve 4.20 ye göre spektrumlarından elde edilen B(GT) dağılımları farklılık göstermektedir.



Şekil 4.19: ^{37}Ar ve ^{41}Ca çekirdeklerine ait enerji spektrumu

^{37}Ar spektrumunda B(GT) dağılımları yüksek uyarılma enerjilerinde yoğunluk göstermektedir ve B(GT) değerleri 10 MeV e kadar belirlenebilmiştir. ^{41}Ca spektrumunda 1-7 MeV enerji değerleri arasında yoğunluk göstermektedir ve B(GT)

değerleri 10 MeV e kadar belirlenebilmiştir. Bunun yanında Şekil 4.20 de gösterilen ^{45}Ti spektrumunda B(GT) dağılımları 8.5 MeV enerji değerine kadar yoğunluk göstermektedir ve ayrık enerji seviyelerinin B(GT) değeri 8.5 MeV enerji değerine kadar belirlenebilmiştir. ^{45}V spektrumunda ise B(GT) dağılımları yine yüksek uyarılma enerji bölgesinde yoğunluk göstermektedir ve ayrık seviyelerin B(GT) değerleri 11 MeV enerji değerine kadar belirlenebilmiştir.



Şekil 4.20: ^{45}Ti ve ^{47}V çekirdeklerine ait enerji spektrumu

Diğer yandan Bölüm 2.2.1 de anlatıldığı gibi IAS ler arasında oluşan Coulomb yerdeğiştirme enerjisinin ihmal edilecek kadar küçük olmasından dolayı ^{37}Ar , ^{41}Ca , ^{45}Ti , ^{45}V spektrumlarında IAS pikleri beklenildiği gibi hemen hemen birbirlerine yakın enerji seviyelerinde gözlenmiştir ve bu spektrumlarda birbirlerine yakın B(GT) değerlerine sahip olan piklerin pik yüksekliklerinin de benzer olduğu tespit edilmiştir.

Bu çalışmanın devamı olarak, ^{45}Sc çekirdeğinin $^{45}\text{Sc}(^3\text{He},t)^{45}\text{Ti}$ reaksiyonu sonucu elde edilen ^{45}Ti pf-kabuk çekirdeğinin B(GT) değerleri hakkında daha detaylı çalışmalar yapmak için, $^{45}\text{Sc}(^3\text{He},t)^{45}\text{Ti}$ reaksiyonundan belirlenen B(GT) değerleriyle izospin

simetrik olan $^{45}\text{Cr} \rightarrow ^{45}\text{V} \beta^+$ bozunumu sonucu elde edilecek olan $B(\text{GT}^+)$ değerleri karşılaştırılacaktır ve aynı izospine sahip izobarik çekirdeklere ait spektrumlarda gözlenen $B(\text{GT})$ dağılımları arasındaki farklılıkların nedenleri araştırılacaktır.

$(^3\text{He}, t)$ CE reaksiyonları kullanılarak daha önceki yıllarda yapılan sd-kabuk çekirdeklerinin GT geçişlerinin $B(\text{GT})$ dağılımları hakkında geniş bilgilere ulaşılmış ancak yüksek uyarılma enerjilerinde seviyeler gözlenememiştir. Bu çalışmaların devamı niteliğinde hem nükleer yapı fiziği çalışmalarına hem de astrofizik çalışmalarına katkı sağlayan pf-kabuk çekirdeklerinin $B(\text{GT})$ dağılımlarının tespit edilmesine yönelik çalışmalar halen sürmektedir. Bu tez çalışmasıyla pf-kabuk çekirdekleri içinde yer alan ^{45}Sc çekirdeğine ait $B(\text{GT})$ dağılımlarının tespit edilmesiyle, literatürde pf-kabuk çekirdekleri için sınırlı bilgilere yenileri eklenmiştir ve bu tez çalışması sonucu elde edilen sonuçlar yapılacak olan yeni çalışmalara öncülük sağlayacaktır.

KAYNAKLAR

1. OSTERFELD, F., 1992, Nuclear spin and isospin excitations, *Reviews of Modern Physics*, 64(2), 491.
2. MEHDI, S.S., GUPTA, V.K., 1979, Coulomb energy of ^3He and charge-symmetry breaking in nuclear forces, *Pramana* (6), 13, 667-672.
3. PINEDO., G. M., 2008, Weak Interaction processes in core-collapse supernova, *Nuclear Physics A*, 805, 478c-485c.
4. FUJITA, Y., SHIMBARA, Y., HAMAMOTO, I., ADACHI, T., BERG, G.P.A., FUJIMURA, H., FUJITA, H., GORRES, J., HARA, K., HATANAKA, K., KAMIYA, J., KAWABATA, T., KITAMURA, Y., SHIMIZU, Y., UCHIDA, M., YOSHIDA, H.P., YOSHIFUKU, M., YOSOI, M., 2002, M1 and Gamow-Teller transitions in T=1/2 nuclei ^{23}Na and ^{23}Mg , *Physical Review C*, 66, 044313, 1-15.
5. FUJITA, Y., HAMAMOTO, I., FUJITA, H., SHIMBARA, Y., ADACHI, T., BERG, G.P.A., FUJITA, K., HATANAKA, K., KAMIYA, J., NAKANISHI, K., SAKEMI, Y., SHIMIZU, Y., UCHIDA, M., WAKASA, T., YOSOI, M., 2004, Evidence for the existence of the [202]3/2 deformed band in mirror nuclei ^{25}Mg and ^{25}Al , *Phys. Rev. Lett.* 92, 062502.
6. SHIMBARA, Y., FUJITA, Y., ADACHI, T., BERG, G.P.A., FUJITA, H., FUJITA, K., HAMAMOTO, I., HATANAKA, K., KAMIYA, J., NAKANISHI, K., SAKEMI, Y., SHIMIZU, Y., UCHIDA, M., WAKASA, T., YOSOI, M., 2004, Suppression of Gamow-Teller and M1 transitions in deformed mirror nuclei ^{25}Mg and ^{25}Al , *Eur. Phys. J. A* 19, 25-31.
7. RAPAPORT, J., SUGARBAKER, E., 1994, Isovector excitations in nuclei, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 44, 109.
8. TADDEUCCI, T.N., GOULDING, C.A., CAREY, T.A., BYRD, 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.
9. KOSLOWSKY, V.T., HAGBERG, E., HARDY, J.C., SCHMEING, H., TOWNER, I.S., 1997, ^{50}Fe beta decay, *Nuclear Physics A*, 624, 293-298.
10. JOKINEN, A., OINONEN, M., AYSTÖ, J., BAUMANN, P., DENDOOVEN, P., DIDIERJEAN, F., FEDOSEYEV, V., HUCK, A., JADING, Y., KNIPPER, A., KOIZUMI, M., KÖSTER, U., LETTRY, J., LIPAS, P.O., LIU, W., MISHIN, V., RAMDHANE, M., RAVN, H., ROECKL, E., SEBASTIAN, V., WALTER, G., the ISOLDE OLLABORATION, 1998, Beta decay of the $M_T = -1$ nucleus ^{58}Zn studied by selective laser ionization, *Eur. Phys. J. A*, (3), 271-276.
11. REUSEN, I., ANDREYEV, A., ANDRZEJEWSKI J., BIJNENS, N., FRANCHOO, S., HUYSE, M., KUDRYAVTSEV, YU., KRUGLOV, K., MUELLER, W. F., PIECHACZEK, A., RAABE, R., RYKACZEWSKI, K., SZERYPO, J., VAN DUPPEN, P., VERMEEREN, L., WAUTERS, J., WOHR, A., 1999, β -decay study of $^{54,55}\text{Ni}$ produced by an element-selective laser ion source, *Physical Review C*, 5(19), 2416-2421.

12. FUJIWARA, M., AKIMUNE, H., DAITO, I., FUJIMURA, H., FUJITA, Y., HATANAKA, K., IKEGAMI, H., KATAYAMA, I., NAGAYAMA, K., MATSUOKA, N., MORINOBU, S., NORO, T., YOSHIMURA, M., SAKAGUCHI, H., SAKEMI, Y., TAMII, A., YOSOI, M., 1999, Magnetic spectrometer Grand Raiden, *Nucl. Instrum. Methods A*, 422, 484.
13. FUJITA, Y., HATANAKA, K., BERG, G.P.A., HOSONO, K., MATSUOKA, N., MORINOBU, S., NORO, T., SATO, M., TAMURA K., UENO, H., 1997, Matching of a beam line and a spectrometer New beam line project at RCNP, *Nucl. Instrum. Methods B* 126, 274.
14. FUJITA, H., FUJITA, Y., G BERG.,P.A., BACHER, A.D., FOSTER, C.C., HARA, K., HATANAKA, K., KAWABATA, T., NORO, T., SAKAGUCHI, H., SHIMBARA, Y., SHINADA, T., STEPHENSON, E.J., UENO, H., YOSOI, M., 2002, Realization of matching conditions for high-resolution, *Nucl. Instrum. Methods A*, 484, 17.
15. JANECKE, J., 1996, Isovector Giant Resonances in Nuclei from ($^3\text{He},t$), ($t,^3\text{He}$) and (^7Li , ^7Be) Charge-Exchange Reactions, *Proceedings of the XIV RCNP OSAKA International Symposium, 6-9 December 1995 Osaka*. Singapore: World Scientific Publishing Co.Pte.Ltd., 155-160.
16. FUJITA, Y., 1999, *Giant resonances and highly excited states*, Nucleon Hadron-Meson to Quark-Lepton Nuclear Physics, Oxford University Press, New York, 78-80.
17. GOODMAN, C. D., 1996, Measuring Gamow-Teller Strengths with Medium Energy Nuclear Reactions, *Proceedings of the XIV RCNP OSAKA International Symposium, 6-9 December 1995 Osaka*. Singapore: World Scientific Publishing Co.Pte.Ltd., 125-135.
18. FUJITA, Y., 2009, Gamow-Teller transitions a key to open a jewel box of nuclear physics, *12th International Conference on Nuclear Reaction Mechanisms*, 15-19 June 2009 Varenna, ITALY.
19. KUZ'MIN, V. A., TETEREVA, T. V., 2007, Ordinary and radiative muon capture in complex nuclei, *Physics of Atomic Nuclei*, 70(8), 1423–1428.
20. ADACHI, TATSUYA., 2007, *High-resolution study of Gamow-Teller transitions in pf-shell nuclei*, Thesis(PhD), Osaka University.
21. LOVE, W.G., ve FRANEY, M. A., 1981, Effective nucleon-nucleon interaction for scattering at intermediate energies, *Physical Review C*, 24, 1073.
22. FUJITA, Y., 2008, Detailed study of Gamow-Teller transitions, *Nuclear Physics A* 805, 408-415.
23. FUJITA, Y., AKIMUNE, H., DAITO, I., FUJIMURA, H., FUJIWARA, M., HARAKEH, M.N., INOMATA, T., JANECKE, J., KATORI, K., TAMII, A., TANAKA, M., UENO, H., YOSOI, M., 1990, Mirror-symmetry structure of $A=27$, $T=1/2$ nuclei studied through strong, weak, and electromagnetic interactions, *Physical Review C*, 59, 90-100.
24. FULLER, G.M., FOWLER, W.A., NEWMAN, M.J., 1980, Stellar weak-interaction rates for sd-shell nuclei. I - Nuclear matrix element systematics with application to ^{26}Al and selected nuclei of importance to the supernova problem, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 42, 447.
25. FULLER, G.M., FOWLER, W.A., NEWMAN, M.J., 1982, Stellar weak interaction rates for intermediate mass nuclei. III - Rate tables for the free nucleons and nuclei with $A = 21$ to $A = 60$, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 48, 279.

26. FULLER, G.M., FOWLER, W.A., NEWMAN, M.J., 1985, Stellar weak interaction rates for intermediate-mass nuclei. IV - Interpolation procedures for rapidly varying lepton capture rates using effective log (ft)-values, *Astrophysical Journal*, 293, 1-16.
27. HONMA, M., OTSUKA, T., BROWN, B.A., MIZUSAK, T., 2004, New effective interaction for *pf*-shell nuclei and its implications for the stability of the $N=Z=28$ closed core, *Phys. Rev. C*, 69, 034335.
28. POTES, A., SANCHEZ-SOLANO, J., CAURIER, E., NOWACKI, F., 2001, Shell model study of the isobaric chains $A=50$, $A=51$ and $A=52$, *Nucl. Phys. A*, 694, 157.
29. Research Centre for Nuclear Physics, <http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/eng/students/index.html>, 20 Kasım 2009.
30. Research Centre for Nuclear Physics, <http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/eng/activities/cyclotron.html>, 20 Kasım 2009.
31. Research Centre for Nuclear Physics, <http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/eng/activities/cyclotron.html>, 20 Kasım 2009.
32. Research Centre for Nuclear Physics, <http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/Divisions/acc/acc/rcnp/particle-e.html>, [20 Kasım 2009].
33. MATSUBARA, HIROAKI., 2006, *Study of M1 quenching in ^{28}Si by a (p, p') measurement at zero-degrees*, Thesis(Master), Osaka Üniversitesi.
34. WAKASA, T., HATANAKA, K., FUJITA, Y., BERG, G. P. A., FUJIMURA, H., FUJITA, H., ITOH, M., KAMIYA, J., KAWABATA, T., NAGAYAMA, K., NORO, T., SAKAGUCHI, H., SHIMBARA, Y., TAKEDA, H., TAMURA, K., UENO, H., UCHIDA, M., URAKI, M., YOSOI, M., 2002, High resolution beam line for the Grand Raiden spectrometer, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A 482, 79-93.
35. TAMIL, ATSUSHI., 1999, *Polarization transfer observables for proton inelastic scattering from ^{12}C at zero degrees*, Thesis(PhD), Kyoto University.
36. SHIMBARA, YOSHIHIRO., 2005, *High resolution study of Gamow-Teller transitions by $^{37}\text{Cl}(^3\text{He}, t)^{37}\text{Ar}$ reaction*, Thesis(PhD), Osaka University.
37. NORO, T., 1996, RCNP spectrometers, *Proceedings of the XIV RCNP OSAKA International Symposium, 6-9 December 1995 Osaka*. Singapore: World Scientific Publishing Co.Pte.Ltd., 87-90.
38. Ankara Üniversitesi, <http://thm.ankara.edu.tr/tac/YAZOKULU/yazokulu3/dersnotlari/ilhan1.pdf>, 10Aralık 2009.
39. Leo, W.R., 1987, *Techniques for nuclear and particle Physics experiments*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 144-150.
40. FUJITA, Y., SHIMBARA, Y., A. LISETSKIY, F., ADACHI, T., BERG, G.P.A., BRENTANO, P.V., FUJIMURA, H., FUJITA, H., HATANAKA, K., KAMIYA, J., KAWABATA, T., NAKADA, H., NAKANISHI, K., SHIMIZU, Y., UCHIDA, M., YOSOI, M., 2003, Analogous Gamow-Teller and *M1* transitions in ^{26}Mg , ^{26}Al , and ^{26}Si , *Physical Review C*, 67, 064312-1, 12.
41. National Nuclear Data Sheets, Evaluated Nuclear Structure Data File, <http://ie.lbl.gov/ensdf/>, 19 Nisan 2010.
42. A. W. Wright Nuclear Structure Laboratory, <http://wnsl.physics.yale.edu/astro/software/old.html>, 19 Nisan 2010.
43. COMFORT, J.R., 1981, DW81- DWBA computer code.
44. National Nuclear Data Sheets, Evaluated Nuclear Structure Data File, http://www.nndc.bnl.gov/useroutput/AR_1952_1.html, 19 Nisan 2010.
45. HARDY, J.C., TOWNER, S., 2006, Probing the standart model with superallowed nuclear beta decay, *Nuclear Physics News*, 16(4), 11-17.

46. FUJITA, Y., SHIMBARA, Y., ADACHI, T., BERG, G.P.A., BROWN, B. A., FUJITA, H., HATANAKA, K., KAMIYA, J., NAKANISHI, K., SAKEMI, Y., SASAKI, S., SHIMIZU, Y., TAMESHIGE, Y., UCHIDA, M., WAKASA, T., YOSOI, M., 2004, Isospin symmetry of $T_z = \pm 3/2 \rightarrow \pm 1/2$ Gamow-Teller transitions in $A=41$ nuclei, *Physical Review C* 70, 054311, 1-14.

ÖZGEÇMİŞ

Gülfem Süsoy 1985 yılında Samsun'da doğdu. İlköğretimini ve liseyi Antalya'da tamamladı. 2003 yılında İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünü kazandı. 2007 yılında lisans öğrenimini tamamladı. Lisans öğreniminin ardından İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Nükleer Fizik Anabilim Dalı'nda 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 çalışmalarının yanında Caen-Fransa GANIL, Tokyo HIMAC araştırma merkezlerinde ve Yale Üniversitesinde nükleer fizik deneylerine katıldı ve RCNP Araştırma Merkezi Nükleer Fizik grup elemanlarıyla çeşitli çalışmalar yaptı.