



**T.C.
İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**



DOKTORA TEZİ

**VANADYUM İZOTOPLARINDA GAMOW-TELLER GEÇİŞ
GÜÇLERİNİN GELİŞİMİ**

Gülfem SÜSOY DOĞAN

Fizik Anabilim Dalı

Nükleer Fizik Programı

Danışman

Prof. Dr. Yeşim ÖKTEM

II. Danışman

Prof. Dr. Yoshitaka FUJITA

Mayıs, 2015

İSTANBUL

Bu çalışma 05/05/2015 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Nükleer Fizik programında Doktora Tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi:



İmza
Prof. Dr. Yeşim ÖKTEM (Danışman)
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



İmza
Jüri Prof. Dr. Baki AKKUŞ
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

İmza
Jüri Doç. Dr. Kutsal BOZKURT
Yıldız Teknik Üniversitesi
Fen Fakültesi



İmza
Jüri Doç. Dr. R. Burcu ÇAKIRLI
MUTLU
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

İmza
Jüri Doç. Dr. İlkey TÜRK ÇAKIR
İstanbul Aydın Üniversitesi
Mühendislik Fakültesi



ÖNSÖZ

Yaptığım araştırmaların ayrıntılarını öğrenmek ve yeni gelen nesil için faydalı olabilmek için önümde aşmam gereken birçok engel olduğunun farkında olarak;

Bu tezi yazabilecek akademik bilgi ve tecrübe seviyesine gelmemde emeğini ne yapsam ödeyemeyeceğim, hiçbir konuda ilgi ve desteğini esirgemeyen, engin bilgi ve tecrübelerinden yararlandığım, yönlendirme ve bilgilendirmeleriyle çalışmamı bilimsel temeller ışığında şekillendiren Sayın Dekanım sevgili hocam Prof. Dr. Baki AKKUŞ'a,

Eğitimim boyunca ilminden faydalandığım, insani ve ahlaki değerleri ile de örnek edindiğim, yanında çalışmaktan onur duyduğum ve ayrıca tecrübelerinden yararlanırken göstermiş olduğu hoşgörü ve sabrından dolayı değerli hocam, sevgili danışmanım Sayın Prof. Dr. Yeşim ÖKTEM'e,

Bir yıl misafir olduğum Osaka Üniversitesin'de tezimin deneysel uygulama sürecinde gösterdiği yardım, katkıları ve sabrı için ikinci danışmanım Prof. Dr. Yoshitaka FUJITA'ya;

RCNP Araştırma Merkezinde bulunduğum süre içerisinde analiz ve hesaplamalar konusundaki yardımları ve özellikle de arkadaşlıkları için Dr. Hirohiko FUJITA'ya ve Dr. Atsushi TAMII'ye,

Bana destek olan tüm hocalarıma, birlikte çalışmaktan zevk aldığım sevgili arkadaşlarıma,

Çalışmalarım sırasında beni maddi açıdan destekleyen TÜBİTAK – BİDEB (2214-A - Yurt Dışı Doktora Sırası Araştırma Burs Programı) Bilim İnsanı Destekleme Programı grubu'na,

Bu günlere gelmemde büyük pay sahibi olan aileme, dostlarıma ve sevgili eşime tüm kalbimle teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖNSÖZ.....	i
İÇİNDEKİLER	ii
ŞEKİL LİSTESİ.....	iv
TABLO LİSTESİ	ix
SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ	x
ÖZET.....	xiii
SUMMARY	xiv
1. GİRİŞ.....	1
2. GENEL KISIMLAR	4
2.1. GAMOW-TELLER GEÇİŞLERİNİN ÖZELLİKLERİ.....	4
2.2. NÜKLEER ETKİLEŞMELER.....	5
2.2.1. Titreşim Modları	6
2.2.2. β Bozunumu ve İndirgenmiş Gamow-Teller Geçiş Gücü $B(GT)$	8
2.3. GAMOW-TELLER GEÇİŞ ÇALIŞMALARI	10
2.3.1. Yük Değişim Reaksiyonlarında Gamow-Teller Geçiş Çalışmaları	10
2.3.2. Yüksek Rezolüsyonlu ($^3\text{He},t$) Reaksiyonunun Özellikleri.....	12
2.4. İZOSPİN YAPISI VE ANALOG GEÇİŞLER.....	14
2.5. GAMOW-TELLER GEÇİŞLERİNİN İZOSPİN CLEBSCH-GORDAN (CG) KATSAYILARI.....	16
2.6. PF KABUK ÇEKİRDEKLERİNDE $B(GT)$ DAĞILIMLARI.....	22
3. MALZEME VE YÖNTEM	30
3.1. RCNP ARAŞTIRMA MERKEZİNDE KULLANILAN İYON KAYNAKLARI.....	33
3.2. WS HÜZME HATTI	33
3.3. YÜKSEK REZOLÜSYON DENEYLERİNDE KULLANILAN HEDEFLER ...	34
3.4. MANYETİK SPEKTROMETRELER	36
3.4.1. LAS ve GR Spektrometresi.....	36
3.5. ODAK DÜZLEMİ (FOCAL PLANE) DETEKTÖRLERİ	43
3.5.1. Çok Sarımlı Sürüklenme Odası (MWDC) Detektörleri.....	44

3.5.2. Sintilasyon Detektörleri	50
3.6. TRIGGER SİSTEMİ	52
3.7. HÜZME EŞLEŞTİRME TEKNİKLERİ	53
3.8. ZAYIFLATILMIŞ HÜZME (FAINT BEAM) METODU.....	55
3.9. DÜŞEY YÖNDE OFF-FOCUS (ODAKLAMA DIŞI) MODU	56
3.10. REAKSİYON SAÇILMA AÇISININ BELİRLENMESİ.....	58
3.11. DENEYSEL ŞARTLAR	59
4. BULGULAR	61
4. 1. DATA ANALİZİ.....	61
4.1.1. Açık Kalibrasyonu	62
4.1.2. Yüksek Mertebeli Sapmaların Düzeltilmesi ve Odak Düzlemindeki Kinematikler.....	64
4.1.3. E_x Uyarılma Enerjileri Kalibrasyonu	71
4.2. ^{50}V ÇEKİRDEĞİNİN GT SEVİYELERİNİN BELİRLENMESİ.....	77
4.2.1. ^{50}V Çekirdeğinin IAS Seviyesinde $^{46,47,48,49}\text{V}$ Çekirdeklerinin IAS Seviyelerinden Gelen Katkıların Tespit Edilmesi	77
4.2.2. Quasi-free (yarı –serbest) Saçılma.....	81
4.2.3. ^{50}V Çekirdeği İçin Piklerin Tespit Edilmesi	88
4.2.4. $\Delta L=0$ Seviyelerinin Belirlenmesi.....	91
4.3. ^{50}V UYARILMA ENERJİLERİ	93
4.4. B(GT-) DEĞERLERİNİN ÇIKARILMASI.....	98
4.4.1. DWBA (Distorted-Wave Born Approximation) Hesaplaması	98
4.4.2. Birim Tesir Kesitinin Elde Edilmesi	100
4.4.3. Kütle Numarası A ya bağlı değişen R^2 Değerleri	100
4.4.4. R^2 Değeri Kullanılarak ^{50}V Çekirdeğinin $B(\text{GT.})$ Değerinin Hesaplanması	101
4.4.5. Elde Edilen $B(\text{GT})$ Güçleri	101
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	112
KAYNAKLAR	122
ÖZGEÇMİŞ.....	128

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa No

- Şekil 2.1:** Nötron ve protonların açısal momentuma bağlı olarak faz içindeki ve dışındaki titreşimleri sonucu oluşan rezonanslar [8].....7
- Şekil 2.2:** ^{58}Ni çekirdeğinin 0° saçılma açısında CE reaksiyonlarına ait enerji spektrumları.....11
- Şekil 2.3:** $V\sigma\tau$ etkin etkileşmelerin spin-izospin güçleri q nun bir fonksiyonu olarak 100-800 MeV/u reaksiyon enerji değerleri arasında gösterilmektedir. $q=0$ da $V\sigma\tau$ maksimum değerdedir.12
- Şekil 2.4:** Etkin etkileşmelerin bileşenlerinin reaksiyon enerjisine bağlılığı.....13
- Şekil 2.5:** $T=2$ olan ^{56}Fe çekirdeğinin izospin yapısı gösterilmektedir. Benzer simetri yapısı $T=1, T=3$ ve daha büyük T değerleri için de aynıdır.....14
- Şekil 2.6:** $T=3/2$ olan ^{41}K çekirdeğinin izospin yapısı gösterilmektedir. Benzer simetri yapısı $T=5/2$ ve daha büyük T değerleri için de aynıdır.14
- Şekil 2.7:** İzospini $T_z = \pm 2, \pm 1, 0$ ve kütle numarası $A=26, 50$ ve 58 olan izobarik çekirdekler için izospin analog yapı ve izospin analog geçişlerin şematik gösterimidir. Analog seviyeler yatay noktalı çizgilerle gösterilmiştir. $(^3\text{He}, t)$ reaksiyonu ile $T_z = +1 \rightarrow 0$ GT geçişleri izinli iken β bozunumu ile $T_z = -1 \rightarrow 0$ olan analog geçişler izinlidir.....15
- Şekil 2.8:** İzospinin $T_z = (N - Z)$ olarak tanımlandığı $N > Z$ olan bir çekirdeğin $T = T_0 = T_z$ olan temel seviyesinden başlayan geçişin şematik gösterimidir. Geçişleri gösteren okların yanlarında CG katsayı değerinin kareleri verilmiştir. Benzer şekil ve CG katsayıları ayna çekirdeklerdeki analog geçişlerde de aynıdır.16
- Şekil 2.9:** Nikel hedef çekirdeklere ait $(^3\text{He}, t)$ spektrumları. Tüm spektrumlar bakır çekirdeğine ait uyarılma enerjilerinin bir fonksiyonu olarak ayarlanmıştır.....18
- Şekil 2.10:** Nikel hedef çekirdeklere ait $(^3\text{He}, t)$ spektrumları IAS seviyenin uyarılma enerjisine göre ayarlanmıştır.....19
- Şekil 2.11:** Nikel hedef çekirdeklere ait 134.4 MeV enerjide gerçekleştirilen (p, n) reaksiyonundan elde edilen spektrumlar.....20
- Şekil 2.12:** İzospini $T_z = +1$ olan $^{42}\text{Ca}, ^{46}\text{Ti}, ^{50}\text{Cr}, ^{54}\text{Fe}$ ve ^{58}Ni f - kabuk çekirdeklerinden İzospini $T_z = 0$ olan $^{42}\text{Sc}, ^{46}\text{V}, ^{50}\text{Mn}, ^{54}\text{Co}$ ve ^{58}Cu çekirdeklerine olan GT geçişleri için izinli konfigürasyonlar.....23
- Şekil 2.13:** (a) $^{42}\text{Sc}, ^{46}\text{V}, ^{50}\text{Mn}, ^{54}\text{Co}$ çekirdeklerinde deneysel $B(\text{GT})$ değerlerinin birikimli toplam (cumulative sum) güçleri. (b) SM hesaplarından [21] elde edilen birikimli toplam.24

Şekil 2.14: İzospini $T_z = +1$ olan pf -kabuk çekirdeklerinin (${}^3\text{He}, t$) reaksiyonu ile elde edilen spektrumları. Düşey eksen tüm çekirdekte IAS seviyenin yüksekliğine göre normalize edilmiştir. Kütle numarası arttıkça GT seviyeleri yüksek uyarılma enerji bölgelerine daha fazla yayılmaktadır.	25
Şekil 2.15: ${}^{46,47,48,49,50}\text{Ti}({}^3\text{He}, t){}^{46,47,48,49,50}\text{V}$ reaksiyonunda izinli $p-h$ konfigürasyonları. (${}^3\text{He}, t$) reaksiyonu için izinli $(1\nu f7/2 - 1 \rightarrow 1\pi f7/2)$ ve $(1\nu f7/2 - 1 \rightarrow 1\pi f5/2)$ konfigürasyonları.	28
Şekil 2.16: Farklı başlangıç izospinine sahip vanadyum izotoplarının CE reaksiyonlarında Fermi ve GT geçişleri şematik olarak gösterilmiştir.	28
Şekil 3.1: RCNP Araştırma Merkezi.	30
Şekil 3.2: RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan AVF siklotron.	31
Şekil 3.3: RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan halka siklotron.	32
Şekil 3.4: RCNP Araştırma Merkezinden genel görünüm.	32
Şekil 3.5: WS hüzme taşınımı.	34
Şekil 3.6: RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan hedefler.	35
Şekil 3.7: RCNP Araştırma Merkezi 0° ölçümlerinde kullanılan manyetik spektrometreler.	37
Şekil 3.8: RCNP Araştırma Merkezi 0° de bulunan GR spektrometre açısı.	38
Şekil 3.9: GR spektrometresinde D1 magnetinin içinde yer alan Faraday kap.	39
Şekil 3.10: GR spektrometresinde bulunan saçılma odası.	40
Şekil 3.11: Saçılma odasının içinde bulunan hedef tutucu.	41
Şekil 3.12: RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan kuadropol magnetler.	41
Şekil 3.13: RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan sextupol magnetler.	42
Şekil 3.14: GR spektrometresinde bulunan D1 ve D2 dipol magnetleri.	42
Şekil 3.15: RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan multipol magnet.	43
Şekil 3.16: Odak düzlemi detektörleri.	43
Şekil 3.17: Çok Sarımlı Sürüklenme Odası (MWDC) Detektörleri. Yüklü parçacık yöneliminde katot düzlemi ile anot tellerinin birlikte gösterimi.	44
Şekil 3.18: MWDC detektörünün x ve u düzleminin konfigürasyonu.	45
Şekil 3.19: MWDC detektörünün anot algılayıcı tellerinin görünümü.	45
Şekil 3.20: Algılayıcı tellerde oluşan elektrik alan görünümü.	46
Şekil 3.21: TDC çıkış sinyallerinin sürüklenme zamanına bağlı şekli.	47

Şekil 3.22: TDC çıkış sinyallerinin sürüklenme uzunluğu bilgisine karşılık şekli.....	47
Şekil 3.23: X ve U anot düzlemlerinin koordinatları.....	48
Şekil 3.24: a) x-z, x'-z' koordinat sistemini gösterir. b) a da gösterilen koordinatların z' ekseninden üç boyutlu gösterimidir.....	49
Şekil 3.25: GR spektrometresinin odak düzlemi sintilatörlerinin trigger sistemi.....	53
Şekil 3.26: Hüzme eşleştirme teknikleri, a) akromatik hüzme taşınımı, b) yatay dispersiyon eşleştirmesi, c) yatay ve açısız dispersiyon eşleştirmesi.....	54
Şekil 3.27: (a) Odak düzleminde akromatik hüzme taşınım şartı, yatay ve açısız dispersiyon eşleştirmesi uygulandığında oluşan görüntü. (b) Akromatik hüzme taşınım şartı ve yatay dispersiyon eşleştirme şartı uygulandığında oluşan görüntü. (c) Akromatik hüzme taşınım. (d) Hicbir başlangıç şartı olmadığında.....	56
Şekil 3.28: a) normal focus, b) over focus , c) under focus mod.....	57
Şekil 3.29: Çok delikli süzgeç.....	58
Şekil 4.1: Çok delikli süzgeç kullanılarak elde edilen iki boyutlu histogram. X eksenini yatay saçılma açısı θ_{tgt} ve y eksenini ise odak düzleminde izdüşüm pozisyonu y_{fp} dır.....	62
Şekil 4.2: Software düzeltme uygulandıktan sonra elde edilen θ_{tgt} ve ϕ_{tgt} iki boyutlu histogramı.....	64
Şekil 4.3: ^{50}V datasında software düzeltme parametreleri uygulanmadan önce elde edilen $x_{fp} - \theta_{tgt}$ iki boyutlu histogram.....	65
Şekil 4.4: ^{50}V datasında $x_{fp} - \theta_{tgt}$ için software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen histogram.....	66
Şekil 4.5: ^{50}V datasında software düzeltme parametreleri uygulanmadan elde edilen $x_{fp} - \phi_{tgt}$ iki boyutlu histogram.....	66
Şekil 4.6: ^{50}V datasında $x_{fp} - \phi_{tgt}$ için software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen histogram.....	67
Şekil 4.7: ^{46}V datasına ait histogram. $x_{fp} - \theta_{tgt}$ ve $x_{fp} - \phi_{tgt}$ için software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen histogram.....	69
Şekil 4.8: ^{47}V datasına ait histogram. $x_{fp} - \theta_{tgt}$ ve $x_{fp} - \phi_{tgt}$ için software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen histogram.....	69
Şekil 4.9: ^{48}V datasına ait histogram. $x_{fp} - \theta_{tgt}$ ve $x_{fp} - \phi_{tgt}$ için software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen histogram.....	70
Şekil 4.10: ^{49}V datasına ait histogram. $x_{fp} - \theta_{tgt}$ ve $x_{fp} - \phi_{tgt}$ için software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen histogram.....	70
Şekil 4.11: ^{24}Mg datasında software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen için $x_{fp} - \theta_{tgt}$ ve $x_{fp} - \phi_{tgt}$ histogramı.....	71

Şekil 4.12: ^{Nat}Mg ($^3\text{He},t$) reaksiyonuyla elde edilen spektrumda (-280 mm) - (-100 mm) arasında enerji değeri bilinen pikler.	72
Şekil 4.13: ^{Nat}Mg ($^3\text{He},t$) reaksiyonuyla elde edilen spektrumda (-100 mm) - (40 mm) arasında enerji değeri bilinen pikler.	72
Şekil 4.14: ^{Nat}Mg ($^3\text{He},t$) reaksiyonuyla elde edilen spektrumda (40 mm) - (120 mm) arasında enerji değeri bilinen pikler.	73
Şekil 4.15: ^{Nat}Mg ($^3\text{He},t$) reaksiyonuyla elde edilen spektrumda (120 mm) - (250 mm) arasında enerji değeri bilinen pikler.	73
Şekil 4.16: X_{fp} pozisyon değerlerine göre triton momentum değerleri. Kırmızı noktalar ^{Nat}Mg yeşik noktalar ^{50}V çekirdeğine aittir.	75
Şekil 4.17: Enerji kalibrasyonu sonucu vanadyum izotopları (^{46}V - ^{50}V) için elde edilen enerji – sayım spektrumlarının karşılaştırılması.	76
Şekil 4.18: ^{50}V - ^{46}V spektrumlarının karşılaştırılması. ^{46}V çekirdeğinden gelen katkıların tespiti.	78
Şekil 4.19: ^{50}V - ^{47}V spektrumlarının karşılaştırılması. ^{47}V çekirdeğinden gelen katkıların tespiti.	79
Şekil 4.20: ^{50}V - ^{48}V spektrumlarının karşılaştırılması. ^{48}V çekirdeğinden gelen katkıların tespiti.	80
Şekil 4.21: ^{50}V - ^{49}V spektrumlarının karşılaştırılması. ^{49}V çekirdeğinden gelen katkıların tespiti.	81
Şekil 4.22: Quasi-free saçılmasının reaksiyon mekanizmasının şematik gösterimi. Soldaki şekiller izlenen yörüngeyi sağdaki şekil ise enerjileri göstermektedir.	82
Şekil 4.23: QFS saçılma ile koparılan (knocked-out) protonun potansiyeli (koyu çizgi), Wood-Saxon potansiyeli (noktalı çizgi), Coulomb potansiyeli (kesikli çizgi), Merkezi potansiyel (noktalı ve kesikli çizgi).	84
Şekil 4.24: (^{50}V - ^{48}V) spektrumunda 0° - 0.5° açıda QFS background çıkarımı.	85
Şekil 4.25: (^{50}V - ^{48}V) spektrumunda 0.5° - 0.8° açıda QFS background çıkarımı.	86
Şekil 4.26: (^{50}V - ^{48}V) spektrumunda 0.8° - 1.2° açıda QFS background çıkarımı.	86
Şekil 4.27: (^{50}V - ^{48}V) spektrumunda 1.2° - 1.6° açıda QFS background çıkarımı.	87
Şekil 4.28: (^{50}V - ^{48}V) spektrumunda 1.6° - 2.0° açıda QFS background çıkarımı.	87
Şekil 4.29: ^{50}V spektrumunda 2100-2800 kanalları arasında yapılan pik fitleme işlemi.	88
Şekil 4.30: ^{50}V spektrumunda 2800-3200 kanalları arasında yapılan pik fitleme işlemi.	89
Şekil 4.31: ^{50}V spektrumunda 3200-3600 kanalları arasında yapılan pik fitleme işlemi.	89
Şekil 4.32: ^{50}V spektrumunda 3600-3950 kanalları arasında yapılan pik fitleme işlemi.	90

Şekil 4.33: ^{50}V spektrumunda 3950-4200 kanalları arasında yapılan pik fitleme işlemi.	90
Şekil 4.34: ^{50}V spektrumunda 4200-4400 kanalları arasında yapılan pik fitleme işlemi.	91
Şekil 4.35: ^{50}V spektrumunda 4400-4600 kanalları arasında yapılan pik fitleme işlemi.	91
Şekil 4.36: ^{50}V spektrumunda $\Delta L=0$ ve $\Delta L\geq 1$ olan seviyelerin belirlenmesi. Normalize değer 1 civarında olan pikler $\Delta L=0$ dır. Normalize değerden uzak olan pikler $\Delta L\geq 1$ olan piklerdir. (a) Küçük y eksenini ölçülerindeki çizimi göstermektedir. (b) Büyük y eksenini ölçülerindeki çizimi göstermektedir.	92
Şekil 4.37: (0° - 0.5°) açı değerinde ^{50}V enerji-sayım spektrumu.	93
Şekil 4.38: (0.5° - 0.8°) açı değerinde ^{50}V enerji-sayım spektrumu.	94
Şekil 4.39: (0.8° - 1.2°) açı değerinde ^{50}V enerji-sayım spektrumu.	94
Şekil 4.40: (1.2° - 1.6°) açı değerinde ^{50}V enerji-sayım spektrumu.	95
Şekil 4.41: (1.6° - 2.0°) açı değerinde ^{50}V enerji-sayım spektrumu.	95
Şekil 4.42: ^{50}V enerji-sayım spektrumu.	96
Şekil 4.43: 0-4 MeV arası bulunan ^{50}V enerji değerleri.	96
Şekil 4.44: 4-8 MeV arası bulunan ^{50}V enerji değerleri.	97
Şekil 4.45: 8-12 MeV arası bulunan ^{50}V enerji değerleri.	97
Şekil 4.46: 12-16 MeV arası bulunan ^{50}V enerji değerleri.	98
Şekil 4.47: ^{50}V çekirdeği için hesaplanan tesir kesitinin uyarılma enerjisinin bir fonksiyonu olarak gösterimi.	99
Şekil 4.48: Kütle numarası A ya bağlı olarak değişen R^2 değerleri. Şekildeki çekirdekler ($^3\text{He},t$) reaksiyonlarında kullanılan hedef çekirdeklerdir.	100
Şekil 4.49: $^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$ reaksiyonu sonucu elde edilen $B(\text{GT})$ dağılımı.	110
Şekil 4.50: $^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$ reaksiyonu sonucunda E_x değerlerine karşılık $\Sigma B(\text{GT})$ kümülatif toplam değerleri.	111
Şekil 5.1: ($^3\text{He},t$) reaksiyonu sonucu elde edilen $^{46,48,50}\text{V}$ izotoplarının enerji spektrumları.	114
Şekil 5.2: ($^3\text{He},t$) reaksiyonu sonucu elde edilen $^{47,49}\text{V}$ izotoplarının enerji spektrumları.	115
Şekil 5.3: ($^3\text{He},t$) reaksiyonu sonucu elde edilen $^{46,48,50}\text{V}$ izotoplarının IAS seviyeye göre enerji spektrumları.	117
Şekil 5.4: ($^3\text{He},t$) reaksiyonu sonucu elde edilen $^{47,49}\text{V}$ izotoplarının IAS seviyeye göre enerji spektrumları.	118

TABLO LİSTESİ

Sayfa No

Tablo 2.1: Çeşitli $T0$ izospin başlangıç değerleri için $N \geq Z (Tz \geq 0)$ olan çekirdeklerin β^- -tipli GT geçişleri için son seviye izospin Tf değerlerine ait $CGT2$ katsayıları. $N \leq Z (Tz \leq 0)$ olan simetrik çekirdeklerin β^+ -tipli GT geçişleri içinde bu değerler geçerlidir.	17
Tablo 3.1: RCNP de kullanılan iyon kaynakları ve kullanıldıkları enerjiler.	33
Tablo 3.2 : RCNP de kullanılan GR ve LAS spektrometrelerinin özellikleri.	36
Tablo 3.3: MWDC lerin özellikleri.	44
Tablo 3.4: Genel deneysel şartlar.	60
Tablo 4.1: ^{50}Ti çekirdeği için diğer vanadyum izotoplardan gelen katkı.	78
Tablo 4.2: $^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$ reaksiyonundan belirlenen $B(\text{GT}^-)$ değerleri.	103
Tablo 4.2 (devam): $^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$ reaksiyonundan belirlenen $B(\text{GT}^-)$ değerleri.	104
Tablo 4.2 (devam): $^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$ reaksiyonundan belirlenen $B(\text{GT}^-)$ değerleri.	105
Tablo 4.2 (devam): $^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$ reaksiyonundan belirlenen $B(\text{GT}^-)$ değerleri.	106
Tablo 4.2 (devam): $^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$ reaksiyonundan belirlenen $B(\text{GT}^-)$ değerleri.	107
Tablo 4.2 (devam): $^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$ reaksiyonundan belirlenen $B(\text{GT}^-)$ değerleri.	108
Tablo 4.2 (devam): $^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$ reaksiyonundan belirlenen $B(\text{GT}^-)$ değerleri.	109

SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ

Simgeler	Açıklama
$\sigma\tau$: GT geçişlerinin spin-izospin operatörü
Q	: Reaksiyon oranı
T	: İzospin kuantum sayısı
L	: Orbital açısal momentum
S	: Spin
J	: Toplam açısal momentum
A	: Kütle numarası
P	: Proton sayısı
N	: Nötron sayısı
$B(F)$: Fermi geçişi için indirgenmiş geçiş gücü
$B(GT)$: Gamow-Teller geçişi için indirgenmiş geçiş gücü
$t_{1/2}$: Yarı ömür
f	: Elektron ve nötrino için faz uzayını gösteren bozunma enerjisinin fonksiyonunu
g_V	: $\langle F \rangle$ Fermi matrix elementi için vektörel çiftlenim sabiti
g_A	: $\langle GT \rangle$ GT matrix elementi için aksenal çiftlenim sabiti
λ	: Reaksiyon bozunum hızı
E_x	: Uyarılma enerjisi
δ_c	: Coulomb düzeltme faktörü
K	: Kinematik faktör değeri
T_z	: İzospin değeri
C_{GT}	: Clebsch-Gordan katsayısı
$M_{GT}(\sigma\tau)$: İzovektör spin tipli GT matrix elementi
q	: Momentum transferi
$V_{\sigma\tau}$: GT geçişleri için etkileşme potansiyeli
$\hat{\sigma}_{GT}$: GT birim tesir kesiti
$\sigma_{(GT)}$: Reaksiyon tesir kesiti
$\hat{\sigma}_F$: Fermi birim tesir kesiti
ρ	: Parçacıkların yörünge yarıçapı
F	: Manyetik kuvvet
B	: Manyetik alan
m_e	: Elektronun durgun kütlesi
n	: Hedefin elektron yoğunluğu
z	: Parçacık yükü
e	: Elektronun yükü
I	: Hedefin ortalama uyarılma potansiyeli
x	: Parçacıklar tarafından katedilen yol
c	: Işık hızı
N_A	: Avogadro sayısıdır
ΔE	: Enerji kaybı
l_{ws}	: MWDC detektörlerinde algılayıcı tellerin mesafesi

L_{DC}	: İki MWDC detektörlerinin arasındaki mesafe
X_{fp}	: Odak düzlemi yatay pozisyon
Y_{fp}	: Odak düzlemi düşey pozisyon
θ_{fp}	: Odak düzlemi yatay saçılma açısı
ϕ_{fp}	: Odak düzlemi düşey saçılma açısı
θ_{tgt}	: Hedef pozisyonunda yatay saçılma açısı
ϕ_{tgt}	: Hedef pozisyonunda düşey saçılma açısı
S_p	: Proton seperasyon enerjisi
E_h	: Fermi yüzeyinden boşluk seviyesine kadar olan enerji derinliği
E_{prec}	: Geri tepen protonun enerjisi
E_t	: Trityum enerji değeri
K_{GT}	: GT geçişlerinde kinematik faktör
N_{GT}	: GT geçişlerinde bozunum faktörü
K_F	: Fermi geçişlerinde kinematik faktör
N_F	: Fermi geçişlerinde bozunum faktörü

Kısaltmalar

Açıklama

GT	: Gamow-Teller
RCNP	: Research Center for Nuclear Physics
CE	: (Charge-Exchange) Yük değişim
DWBA	: Distorted Wave Born Approximation
IAS	: (Isobaric Analog State) İzobarik Analog Seviye
GR	: (Giant Resonances) Dev rezonanslar
IS	: (Isoscaler) İzoskaler
IV	: (Isovector) İzovektör
WS	: (West-South) Batı-Güney
GR	: Grand Raiden
IE	: (Inelastic) İnelastik
CG	: Clepsch-Gordan
ERI	: (Effective Residual Interactions) Etkin Artık Etkileşme
SM	: (Shell-Model) Kabul Modeli
<i>p-h</i>	: (particle-hole) parçacık- boşluk etkileşmeleri
<i>p-p</i>	: (particle- particle) parçacık- parçacık etkileşmeleri
<i>h-h</i>	: (hole -hole) boşluk - boşluk etkileşmeleri
AVF	: Azimuthally Varying Field
BPL	: Beam Line Polarimeter
LAS	: Large Acceptance Spectrometer
QD	: Kuadropol-Dipol
SC	: (Scattering Chamber) Saçılma Çemberi
MP	: Multipole
SX	: Sextupole
D	: Dipole
VDC	: Verticle Drift Chamber
MWDC	: Multi Wire Drift Chamber
PS	: Plastic Scintillator
TDC	: Time to Digital Converter

ADC	: Analog to Digital Converter
TFD	: Time-to-FERA converter
DAC	: (Data Acquisition System) Veri toplama sistemi
PAW	: (Physics Analysis Workstation) Fizik Çözümleme/Analiz İş İstasyonu
RELKIN	: (RELativistic KINematic) Kinematik hesaplama programı
QFS	: (Quasi-Free Scattering) Yarı-serbest Saçılma

ÖZET

DOKTORA TEZİ

VANADYUM İZOTOPLARINDA GAMOW-TELLER GEÇİŞ GÜÇLERİNİN GELİŞİMİ

Gülfem SÜSOY DOĞAN

İstanbul Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Yeşim ÖKTEM

II. Danışman: Prof. Dr. Yoshitaka FUJITA

pf kabuk çekirdeklerinde Gamow-Teller (GT) geçiş güçleri, süpernova kor çökmesinin ilk evresinde önemli rol oynar. GT geçiş gücü dağılımlarının kütle numarasına bağlılığının $A= 46, 47, 48, 49$ ve 50 vanadyum izotopları için incelenmesi amacıyla ^{46,47,48,49,50}Ti hedef çekirdekleri kullanılarak nükleon başına 140 MeV enerjide ve 0° saçılma açısında (p,n) tipli ($^3\text{He},t$) yük değişim (CE) reaksiyonu çalışmaları gerçekleştirilmiştir. Vanadyum izotoplarına ait spektrumlarda 18-28 keV lik enerji rezolüsyonları sayesinde birçok ayırık seviye gözlemlendi. Elde edilen bu bir basamak daha iyi rezolüsyonla, daha önce yapılan (p,n) reaksiyonlarında çözümlenememiş GT ve Fermi seviyeleri çalışlabilmektedir. Reaksiyon tesir kesitlerinin ve $B(\text{GT})$ değerlerinin arasındaki orantılılık göz önüne alınarak, vanadyum izotopları için GT güç dağılımlarının gelişimi kütle numarasına bağlı olarak incelenmiştir. Ayrıca GT güç dağılımlarını ⁵⁰V izotopu için daha detaylı incelemek için ayırık piklerin şiddetleri pik fit programı kullanılarak elde edildi. $\Delta L=0$ yapısına sahip GT seviyelerinin tespit edilebilmesi amacıyla açılal dağılımların analizi yapıldı ve 0° -piklerinin seviyeleri GT seviyeleri olarak seçildi. Yukarıda bahsedilen orantılılık kullanılarak $B(\text{GT})$ değerleri ⁵⁰V çekirdeği için yaklaşık $E_x=15$ MeV enerji değerine kadar elde edildi.

Mayıs 2015, 147 Sayfa.

Anahtar kelimeler: Yüksek rezolüsyon, yük değişim reaksiyonu, $B(\text{GT})$ dağılımları

SUMMARY

Ph. D. THESIS

EVOLUTION OF GAMOW-TELLER STRENGTH DISTRIBUTIONS IN VANADIUM ISOTOPES

Gülfem SÜSOY DOĞAN

İstanbul University

Institute of Graduate Studies in Science and Engineering

Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Yeşim ÖKTEM

Co-Supervisor: Prof. Dr. Yoshitaka FUJITA

The Gamow-Teller (GT) transition strengths in *pf*-shell nuclei play important roles in the early stage of the core collapse of supernovae. In order to study the mass *A* dependance of the GT strength distributions in *A* = 46, 47, 48, 49 and 50 vanadium isotopes starting from titanium isotopes with the corresponding mass, we performed a (*p,n*)-type ($^3\text{He}, t$) charge-exchange (CE) reactions at an incident energy of 140 MeV/nucleon and the scattering angles around 0° . With energy resolutions of 18 - 28 keV many discrete states were observed for vanadium isotopes. With this high energy-resolutions achieved in the ($^3\text{He}, t$) reactions, we can study GT and Fermi states that were not resolved in the pioneering (*p,n*) reactions. Assuming the proportionality between reaction cross-sections and *B*(GT) values, the evolution of the GT strength distributions is discussed as a function of mass number *A*. Furthermore in order to study the GT strength distributions in detail in one of the vanadium isotopes ^{50}V , the intensities of individual states were obtained by applying a peak fitting programme. In order to identify the GT states with $\Delta L=0$ nature, the angular distributions of states were analyzed and 0° -peaked states were selected as the candidates of GT states. Using the proportionality mentioned above, the GT transition strengths *B*(GT) were derived up to the excitation energy (E_x) of 15 MeV in ^{50}V .

May 2015, 147 Pages.

Keywords: High resolution, charge-exchange reaction, *B*(GT) distributions

1. GİRİŞ

Gamow–Teller (GT) geçişleri, atom çekirdeklerindeki spin-isospin ($\sigma\tau$) etkileşmelerinin en yaygın zayıf etkileşme süreçleridir [1]. Bu süreçler sadece nükleer fizikte değil aynı zamanda astrofizikteki nükleon sentezleri ve süpernova patlamalarında da önemli rol oynarlar [1]. 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 üretilmediğinden, 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 yapıli 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.

Zayıf bozunum süreci olan beta bozunum çalışmalarıyla, GT geçişleri ve GT geçiş çalışmaları ile uyarılan seviyeler (GT geçiş seviyeleri) hakkında sınırlı bilgiye ulaşılabilir. Beta bozunum çalışmalarıyla reaksiyonun Q değerinden düşük uyarılma enerji seviyelerine kadar ulaşılabilir ancak dikkat edilmelidir ki kesin GT geçiş gücü $B(GT)$ değerlerine; bozunumunun yarı-ömür, bozunum enerjisi (Q_β) ve dallanma oranları kullanılarak sadece β bozunumlarıyla ulaşılabilir. Bu da, kararlılıktan uzak çekirdeklere GT geçişleri hakkında bilgi edinilmesini sağlar.

pf-kabuk çekirdeklerinde $B(GT)$ güçlerinin araştırılması 1980'li yıllarda yapılmaya başlanan (p,n) ve (n,p) tipli yük değişim reaksiyonları (CE) 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 [2]. Yukarıda belirtildiği gibi $B(GT)$ değerleri için en kesin ölçüm β bozunum çalışmaları ile elde edilebilir fakat ne yazık ki; β bozunumu, bozunumun Q

değerleri nedeniyle, nükleer durumlara 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/nükleon un üstündeki enerjilerde) ve 0° de ($^3\text{He},t$) reaksiyonları gerçekleştirilerek ~ 30 keV lik enerji rezolüsyonuna ulaşılmıştır. Böylece (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 [3]. Bu orantılılık CE reaksiyonlarında ve beta bozunumlarında GT geçişlerinin bire-bir karşılaştırılmalarına olanak vermektedir. Böylece, CE reaksiyonları, yüksek uyarılma enerjilerine kadar $B(\text{GT})$ güçlerinin çalışılmasına faydalı birer araç olmuşlardır.

Bu tez çalışmasında, ilk olarak Bölüm 2 de Genel Kısımlar başlığı altında çalışmanın dayandığı teorik bilgiler, GT geçişlerinin temel özellikleri; sonrasında nükleer uyarılmaların farklı modlarını birbirinden ayıran operatörlerin özellikleri belirtilmiştir. pf -kabuk çekirdeklerinde ve izotop çekirdeklerde indirgenmiş (reduced) $B(\text{GT})$ geçiş güçlerinin dağılımının anlaşılması için yapılan örnek çalışmalar incelenmiştir. Çalışmanın devamını Bölüm 3 te anlatılan Osaka Üniversitesi RCNP Araştırma Merkezinde gerçekleştirilen deneysel kısım ve yapılan data analiz çalışma sonuçları takip edecektir. Deneysel kısım ile ilgili olarak, deneyde kullanılan manyetik öğeler, detektörler ve deneysel teknikler anlatılmıştır. RCNP Araştırma Merkezinde gerçekleştirilen deneyde yüksek rezolüsyon elde etmek amacıyla GR manyetik spektrometresi [4] kullanılmış, hüzme taşınımı için dispersiyon eşleştirme teknikleri uygulanmıştır [5, 6].

Bölüm 4 te bulgular başlığı altında, data analizi ve $B(\text{GT})$ değerlerinin çıkarılması için yapılan DWBA (Distorted Wave Born Approximation) hesaplamaları yer almaktadır. Deneyde $^{46,47,48,49,50}\text{Ti}$ hedef çekirdekleri için ($^3\text{He},t$) reaksiyonu kullanılarak ürün çekirdeklerimiz olan vanadyum izotopları $^{46,47,48,49,50}\text{V}$ arasındaki $B(\text{GT})$ dağılımlarının incelenmesi amaçlanmıştır. Bunun için software analiz programları kullanılarak

hedeflenen izotoplara ait açı tanımlamaları ve enerji kalibrasyonları yapıldı. Vanadyum çekirdeklerine ait spektrumlar $\Theta=0^\circ-0.5^\circ$, $0.5^\circ-0.8^\circ$, $0.8^\circ-1.2^\circ$, $1.2^\circ-1.6^\circ$, $1.6^\circ-2^\circ$ açı sınırlaması ile elde edilmiştir ve bu izotoplar arasındaki $B(GT)$ dağılımları incelenmiştir. Detaylı analiz çalışmalarına ^{50}V çekirdeği için devam edildi. Ayrık piklerin şiddetleri ^{50}V çekirdeğine ait iyi ayrılmış bir pikin şeklinin kullanıldığı bir pik fit programı kullanılarak elde edildi. ^{50}V spektrumunda ~ 20 keV lik enerji rezolüsyonuna ulaşılmıştır ve kesikli seviyeler (pikler) ~ 14 MeV e kadar gözlemlenmiştir.

Reaksiyon tesir kesiti ve standart $B(GT)$ değeri arasındaki orantılılıktan yararlanılarak ^{50}V çekirdeğinin uyarılmış seviyelerine ait $B(GT)$ değerleri bulundu. Standart $B(GT)$ değeri GT ve Fermi birim tesir kesiti arasındaki oranla tanımlanan R^2 değerinden hesaplandı. Diğer yandan $\Delta L=0$ GT seviyelerinin tespit edilebilmesi amacıyla açılal dağılımların analizi yapıldı ve 0° piklerinin seviyeleri seçildi. Bölüm 5 te ise bulgulardan yola çıkılarak genel değerlendirme yapılmıştır.

2. GENEL KISIMLAR

2.1. GAMOW-TELLER GEÇİŞLERİNİN ÖZELLİKLERİ

Gamow–Teller (GT) geçişleri, spin-isospin ($\sigma\tau$) operatörleri aracılığıyla incelenmektedir. GT geçişlerindeki Gamow-Teller ismi beta bozunumundaki ‘izinli’ geçişlerden gelmektedir.

GT geçişlerinin ana özellikleri şöyle sıralanabilir:

- Bu geçişler proton ve nötron sayıları Z ve N olan bir çekirdekten başlar ve proton ve nötron sayıları $Z\pm 1$ ve $N\pm 1$ olan komşu çekirdekte son bulur. T izospin kuantum sayısının z bileşeni ile ifade edilen T_z , $(N-Z)/2$ ile tanımlanır. β^+ tipli GT geçişlerinde $\Delta T_z = +1$ ve β^- tipli GT geçişlerinde ise $\Delta T_z = -1$ dir. Sonuç olarak izospin kuantum sayısı izovektör yapıya sahip olduğu için $\Delta T = \mathbf{1}$ ($\Delta T = \pm 1$ veya 0) dir. GT geçişlerinde $\Delta L = 0$ ve $\Delta S = \mathbf{1}$ ($\Delta S = \pm 1$ veya 0) dolayısıyla $\Delta J = \mathbf{1}$ ($\Delta J = \pm 1$ veya 0) dir ayrıca iki seviye arasında parite değişimi yoktur.
- GT geçişleri, ya β bozunumlarıyla (zayıf etkileşme) ya da yük değişim (güçlü etkileşme) reaksiyonları ile çalışılır.
- GT geçiş operatörünün ($\sigma\tau$) uzaysal bileşeni olmadığı için, seviyeler arası geçişlerde benzer uzaysal şekiller tercih edilir.
- Yörüngesel açısal momentumu ℓ ve spini s olan bireysel nükleonların bir yörüngede olduğu bağımsız parçacık modeli dikkate alındığında, GT geçişi aynı yörüngesel açısal momentuma (ℓ) sahip ilk ve son seviyeleri bağlar. Böylece spin-yörünge çiftleri arasındaki geçişler, $j_> (= \ell + 1/2)$ ve $j_< (= \ell - 1/2)$ dir. $j_> \leftrightarrow j_<$ geçişi ve aynı yörüngeler arasındaki (örneğin $j_> \leftrightarrow j_>$ ve $j_< \leftrightarrow j_<$) geçişler birbirlerinden 3-6 MeV mertebesinde birbirlerinden ayrılırlar.
- T_z değerinin sadece τ operatörü ile değiştiği ve böylece son çekirdekte tek bir seviyeye geçişin izinli olduğu Izobarik Analog Seviye (IAS) olarak adlandırılan

Fermi geçişlerinin aksine GT geçişleri hem σ hem de τ operatörlerini içerir ve son çekirdekte farklı seviyelere geçiş mümkündür. Sonuç olarak son çekirdekteki nükleer yapı hakkında daha çok bilgi edinilebilir. Nükleer yapı hakkındaki bilgilerle birlikte GT geçişleri, nükleer astrofizikteki birçok süreçlerin anlaşılmasında rol oynarlar [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 ve izospin iyi bir kuantum sayısıdır [7].

Sonuç olarak $\pm T_z$ izospine sahip izobarlar simetrik yapı gösterirler. Bu nedenle, örneğin $T_z = \pm 1 \rightarrow 0$ ve $T_z = \pm 2 \rightarrow \pm 1$ konfigürasyonları arasındaki GT geçişleri analog yapı gösterirler ve aynı GT geçiş gücüne sahip olmaları beklenir. Bu geçiş güçleri yük değişim (CE) reaksiyonları ve β bozunum çalışmaları ile belirlenebilir [1]. Dikkat edilmesi gerekir ki relatif GT geçiş güçleri CE reaksiyonlarıyla yüksek uyarılma enerji değerlerine kadar çalışılabilir fakat direkt (absolute) $B(GT)$ geçiş güçleri β bozunum çalışmalarından elde edilebilmektedir. Böylelikle β bozunumu ve CE reaksiyonları çalışmaları birbirlerini tamamlayıcı çalışmalardır.

2.2. NÜKLEER ETKİLEŞMELER

β Bozunumları ve CE reaksiyonları kullanılarak elde edilen GT geçiş güçlerini inceleyebilmek için $1p-1h$ (parçacık-boşluk) nükleer uyarılmaların özellikleri ve bu uyarılma modlarına ait operatörler önem taşımaktadır. Ayrıca bu operatörlere ait indirgenmiş geçiş gücü $B(Op)$ değerlerinin de incelenmesi gerekmektedir.

Doğada dört çeşit temel etkileşim bulunmaktadır ve evren bu etkileşimler üzerine kurulmaktadır. Bu etkileşimlerden yola çıkarak oluşturulan standart model bu dört etkileşimden elektromanyetik, güçlü ve zayıf etkileşimin açıklamasını veren kuramdır. Standart model farklı temel parçacıkların nasıl düzenlendiğini ve farklı kuvvetler aracılığı ile nasıl etkileştiğini açıklamaktadır. Elektromanyetik etkileşmenin taşıyıcısı foton, güçlü etkileşmenin taşıyıcısı gluon ve zayıf etkileşmenin taşıyıcıları W^\pm, Z^0

bozonlarıdır. Çekirdekte aktif olan bu etkileşmeler nükleer etkileşmelerin farklı modları ile açıklanabilir ve bu etkileşmelerin her biri nükleer astrofiziksel süreçlerin hesaplanmasında da rol alır.

Eğer çekirdeğe yeterli enerji verilirse, çekirdeğin kabuk yapısı göz önünde bulundurularak olabilecek en basit uyarılma $1p-1h$ uyarılmasıdır. Çekirdeğe aktarılan bu enerji bir protonu veya bir nötronu alt enerji seviyesinden uyarmak için kullanılır. Uyarılan proton veya nötron yerini (bir boşluk) boş bir kabuğa bırakarak yüksek enerji seviyelerine bir parçacık olarak yerleşir. Nükleer reaksiyonlarla çekirdeğe verilen bu enerji, reaksiyon sonucunda hadronların, leptonların veya fotonların yayınlanmasına neden olur. Hatta β bozunumunda ana (mother) çekirdekte birikmiş enerji kız (daughter) çekirdeğe verilerek yine $1p-1h$ uyarılmaları gözlenebilir.

Şuna dikkat edilmelidir ki her ne kadar CE reaksiyonları güçlü etkileşmelerle; beta bozunumları ise zayıf etkileşmelerle gerçekleşse de aynı izospin simetri yapısına sahip çekirdeklerde $1p-1h$ uyarılmaları gerçekleştirilebilir.

2.2.1. Titreşim Modları

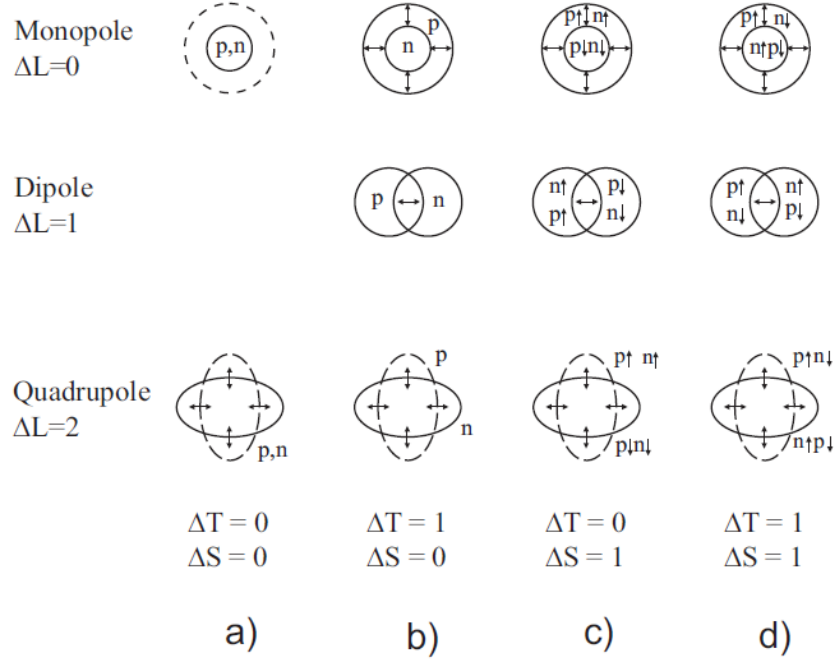
Bütün çekirdeklere ait genel özellikler yalnız birkaç değerlik nükleonunun hareketiyle değil tüm çekirdek tarafından belirlenir. Bu özellikler kolektif özellikler olarak bilinir ve bu özelliklerin kaynağı nükleer kolektif harekettir. Bu harekette birçok nükleon nükleer özelliklere ortak katkıda bulunur. Kolektif özellikler kütle numarası ile düzgün olarak değişirler ve çoğunlukla dolu alt kabukların dışındaki değerlik nükleonların sayısı ve cinsinden bağımsızdır.

İki tür kolektif yapı dikkate alırız; birincisi $A < 150$ 'li çekirdekler için bir grup özellik, ikincisi $150 < A < 190$ çekirdekler için ise çok daha farklı bir grup özellik gösterir. $A < 150$ 'li çekirdekler, genel olarak küresel bir denge şekli etrafındaki titreşimleri esas alan bir modelle incelenir. A 150 ile 190 arasında olan çekirdekler ise küresel olmayan bir sistemin dönmesine ait özelliklerin çoğunu göstermektedir.

Titreşim ve dönme, kolektif nükleer hareketin iki ana türüdür. Kolektif nükleer model çoğunlukla "sıvı damlası" modeli olarak adlandırılır. Çünkü çekirdeğin titreşimleri ve dönmeleri asılı bir sıvı damlasının hareketlerini andırır. Yüksek frekansla titreşen bir sıvı damlasını gözümüzde canlandırarak, nükleer titreşimlerin fiziği hakkında iyi bir

fikir edinebiliriz. Ortalama şekil küresel olmakla birlikte herhangi bir andaki şekil küresel değildir.

Eğer çekirdeğin yapısındaki nükleonları, yüksek frekansla titreşen bir sıvı damlasındaki moleküller olarak ele alırsak GR (Giant Resonances) dev rezonanslar nükleer uyarılmalarının temel bir modu olarak bilinir ve üç karakteristik kuantum sayısı ile ifade edilir bunlar L açısız momentum, S spin ve T rezonans titreşimlerle taşınan izospin kuantum sayısıdır. Bu titreşim modları, aktarılan açısız momentum L ye bağılı olarak; $\Delta L=0$, monopol modlar; $\Delta L=1$, dipol modlar ve $\Delta L=2$, kuadrupol modlar olarak adlandırılır [1]. Bu modların farklı açısız momentum değerlerinin şematik gösterimi Şekil 2.1 de titreşimlerin farklı şekilleriyle belirtilmektedir.



Şekil 2.1: Nötron ve protonların açısız momentuma bağılı olarak faz içindeki ve dışındaki titreşimleri sonucu oluşan rezonanslar [8].

Titreşim modları, izospin değişiminin etkili olmadığı $\Delta T=0$ durumunda izoskaler (isoscalers (IS)), izospin değişiminin etkili olduğu $\Delta T=1$ durumunda izovektör (isovector (IV)) olarak karakterize edilir [8]. Nötronların ve protonların aynı fazda titreştikleri durumlar izoskaler mod (Şekil 1.1 a) ve c)), proton ve nötronların zıt fazda titreştikleri durumlar ise izovektör mod (Şekil 1.1 b) ve d)) olarak adlandırılır. Benzer titreşimler spin uyarılmaları ile de ilişkilidir. Aynı fazda titreşen spin-yukarı ve spin-aşağı nükleonlar (Şekil 1.1 a) ve b)) $\Delta S=0$ durumunda elektrik modlar (spin-scalars

modes), zıt fazda titreşen nükleonlar ise (Şekil 1.1 c) ve d)) $\Delta S=1$ durumunda manyetik modlar (spin-vector modes or spin-flip modes) olarak karakterize edilir.

Kollektif uyarılmaların ilgi çekici yanı, nükleer yapıda isospin ve spin-izospine bağlı etkin etkileşmeler hakkında doğrudan bilgi vermesidir. İsoşpin ve spin-izospin modları yük değişim CE (Charge-Exchange) reaksiyonlarıyla çalışılabilen bu GR ların özel bir türüdür. CE reaksiyonlarıyla elde edilebilen Fermi geçişinin söz konusu olması için açıl 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. Bu geçişlere ait operatörler Denklem 2.1 ile gösterilmiştir.

$$O(F) = \sum_i \tau_i , O(GT) = \sum_i \sigma_i \tau_i \quad (2.1)$$

Uyarılma modlarına ait geçişler, operatörlerle tanımlanarak birbirlerinden ayrılır. Fermi ve GT geçişleri β bozunumlarında etkindir; τ (izospin) ve $\sigma\tau$ (spin-izospin) operatörleriyle gösterilir. Dikkat edilmelidir ki Fermi (IAS) ve GT geçişlerinde açıl momentum transferi olmadığı için ($\Delta L=0$) radyal ve küresel harmonik operatör katkısı içermez. Bu nedenle bu geçişler kabul modelde “ $0\hbar\omega$ ” uyarılma modlarıyla kategorize edilirler ayrıca seviyelerin uyarılma enerjileri ana ve kız çekirdeklerin yapısına bağlıdır. Ana (Z,N) ve kız ($Z+1, N-1$) çekirdeklerdeki coulomb enerji farkından dolayı izobarik analog seviye (IAS) enerjisi 0 MeV enerjide de sahip olabilir 10 MeV den daha fazla enerjide de sahip olabilir. Özellikle A kütle numarası artmaya başladığında bu artış daha da belirgin olur. Aynı durum GT seviye enerjilerinde gözleniyor. Uyarılma güçlerinin yoğunluğu bazen $E_x=1$ MeV enerjiden düşük bölgelerde gözlemlenebilir fakat ağır çekirdeklerde çoğunlukla ≈ 10 MeV enerji değerinde yoğunluk görülmektedir. İleriki bölümlerde anlatılacağı gibi GT geçiş gücü dağılımları bireysel çekirdeklerin yapısından büyük ölçüde etkilenir ki bu durum GT geçişlerini ilgi çekici kılmaktadır [1].

2.2.2. β Bozunumu ve İndirgenmiş Gamow-Teller Geçiş Gücü $B(GT)$

Beta bozunum deneylerinde, E_j uyarılma enerjisine sahip herhangi bir j seviyesine ait GT geçişleri için indirgenmiş GT geçiş gücü $B(GT)$ değerleri $f_j t_j$ değerine göre ifade edilmektedir. Burada t_j , j seviyesine olan kısmi yarı ömür, f_j ise elektron ve nötrino için faz uzayını gösteren bozunma enerjisinin fonksiyonunu (phase-space factor)

göstermektedir. Benzer olarak Fermi geçiş gücü $B(F)$ ise kısmi Fermi yarı ömrü t_F ve f_F ile ifade edilmektedir. Bu geçiş güçlerine ait ilişki Denklem 2.2 ile gösterilmiştir.

$$B_j(GT)\lambda^2 = K/f_j t_j \quad \text{ve} \quad B(F)(1 - \delta_c) = K/f_F t_F \quad (2.2)$$

Bu denklemde kinematik faktör değeri $K= 6143.6(17)$ [9], reaksiyon bozunum hızı değeri $\lambda = g_A/g_V = -1.270(3)$ [10] (g_A ve g_V sırasıyla aksel ve vektörel zayıf etkileşme sabitleridir) ve δ_c ise Coulomb düzeltme faktörüdür [11].

GT geçiş gücüne ait denklem aşağıdaki şekilde de yazılabilir.

$$1/t_j = (\lambda^2/K)f_j B_j(GT) \quad (2.3)$$

Bilindiği gibi $1/t_j$ bize j . seviyeye geçişin ne kadar hızlı olduğunu göstermektedir ve bu eşitlik bize geçiş gücünün $B(GT)$ değeriyle orantılı olduğunu göstermektedir. Geçiş gücü ve f_j değerleri her bir GT geçişinin izinli olması için gerekli enerji değerinden (j . seviyeye β bozunum enerjisi- Q değeri) hesaplanabilen bir çeşit kinematik faktörlerdir.

Spini J_i , izospini T_i ve izospin kuantum sayısının z bileşeni T_{zi} olan başlangıç seviyesinden J_f , T_f ve T_{zf} son seviyeye olan geçişin (Reduced) GT geçiş gücü $B(GT)$ Denklem 2.4 ile verilir [12].

$$B^{\mp 1}(GT) = \frac{1}{2J_i + 1} \left| \langle J_f T_f T_{zf} \left\| \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{j=1}^A (\sigma_j \tau_j^{\mp 1}) \right\| J_i T_i T_{zi} \rangle \right|^2 \quad (2.4)$$

Bu denklemde $\tau^{\pm 1} = \pm(1/\sqrt{2})(\tau_x \pm i\tau_y)$ dir ve tensör terim olarak dönüşümü sağlar.

$$B(GT) = \frac{1}{2J_i + 1} \frac{1}{2} \frac{C_{GT}^2}{2T_f + 1} \left| \langle J_f T_f \left\| \left\| \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{j=1}^A (\sigma_j \tau_j) \right\| \right\| J_i T_i \rangle \right|^2 \quad (2.5)$$

$$= \frac{1}{2J_i + 1} \frac{1}{2} \frac{C_{GT}^2}{2T_f + 1} [M_{GT}(\sigma\tau)]^2 \quad (2.6)$$

Wigner-Eckart teoremini [13] izospin uzayında uyguladığımızda Denklem 2.4, Denklem 2.5'e indirgenir. Matris elemanları spin uzayında olduğu gibi izospin uzayında da indirgenir. Denklemde (C_{GT}) ; 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 ($T_i T_{zi} 1 \pm 1 | T_f T_{zf}$) notasyonu ile ifade edilir. $M_{GT}(\sigma\tau)$ değeri ise izovektör-spin tipli GT matrix elementini gösterir [1]. Bu denklemde dikkat etmeliyiz ki “reduced” indirgenmiş GT geçiş gücü, $\sigma\tau$ operatörü ve spin-izospin geometrik faktörü için matris elemanının karesi ile orantılıdır.

2.3. GAMOW-TELLER GEÇİŞ ÇALIŞMALARI

Birçok p -, sd -, pf - kabuk çekirdekleri için β bozunumlarından elde edilen bilgilerle CE reaksiyonlarından elde edinilen bilgilerin birleşimiyle yapılan Gamow-Teller geçiş çalışmaları devam etmektedir. Önceki bölümlerde tartışıldığı üzere zayıf bozunum süreci olan beta bozunum çalışmalarıyla, GT geçişleri ve GT geçiş çalışmaları ile uyarılan seviyeler (GT geçiş seviyeleri) hakkında sınırlı bilgiye ulaşılabılır. Beta bozunum çalışmalarıyla reaksiyonun Q değerinden düşük uyarılma enerji seviyelerine kadar ulaşılabılır ancak dikkat edilmelidir ki kesin GT geçiş gücü $B(GT)$ değerlerine bozunumunun yarı-ömür, bozunum enerjisi (Q_β) ve dallanma oranları kullanılarak sadece β bozunumlarıyla ulaşılabılır. $B(GT)$ değerlerini yüksek uyarılma enerjilerinde elde etmek için yük değişim reaksiyonlarından olan (p,n) ve (${}^3\text{He},t$) reaksiyonları kullanılır.

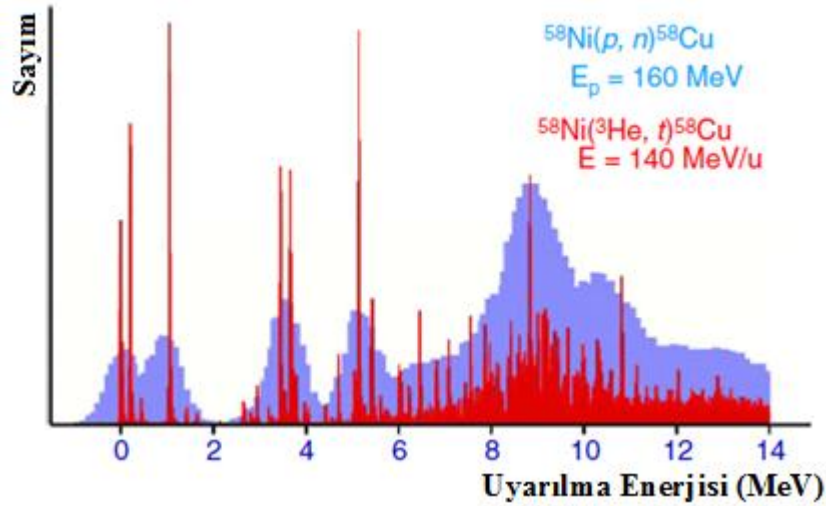
2.3.1. Yük Değişim Reaksiyonlarında Gamow-Teller Geçiş Çalışmaları

β -tipli (p,n) CE reaksiyonları ile GT geçiş gücü çalışmaları orta enerjilerde proton hüzmesi kullanılarak 1980 yılında çalışılmaya başlandı. Beta bozunumu ile ulaşılamayan GT seviyeleri hakkında bilgi edinebilmek için bu çalışmalar pf -kabuk çekirdekleri için gerçekleştirilmeye başlanmıştır [4].

$B(GT^-)$ değerlerinin ilk ölçümleri, 1980 li yıllarda Indiana Üniversitesi’nde, 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 [5]. Ayrıca β^+ bozunumlarından elde edilen standart $B(GT^+)$ değerleri kullanılarak birim tesir kesitini [Denklem 2.7] 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 dispersif (dağıtıcı) hüzme hattına sahip WS (West-South) hüzme hattı [6] ve yüksek rezolüsyonlu GR magnetik spektrometresi [7] kullanarak, 140 MeV/nükleon orta enerjili hüzme ile β tipli (${}^3\text{He},t$) CE reaksiyonları gerçekleştirilmiştir.

Orta hüzme enerjilerinde yüksek rezolüsyonlu 0° ölçümleri sadece RCNP araştırma merkezinde yapılabilmektedir. Bu orta enerjili hüzmeyle farklı eşleştirme tekniklerinin [8] uygulanmasıyla da ilk çalışmalara kıyasla daha iyi bir enerji rezolüsyonu (~ 35 keV) elde edilmiştir. Şekil 2.2 de farklı rezolüsyonlardaki β tipli ${}^{58}\text{Ni}$ pf -kabuk çekirdeği için yapılan (p,n) ve (${}^3\text{He},t$) deneylerinden elde edilen spektrumlar karşılaştırılmaktadır.

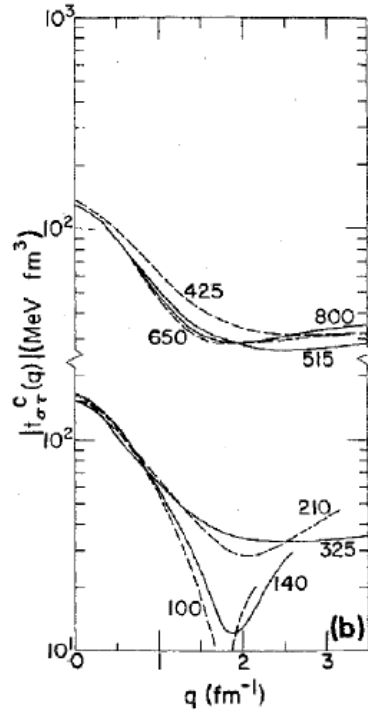


Şekil 2.2: ${}^{58}\text{Ni}$ çekirdeğinin 0° saçılma açısında CE reaksiyonlarına ait enerji spektrumları.

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. 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

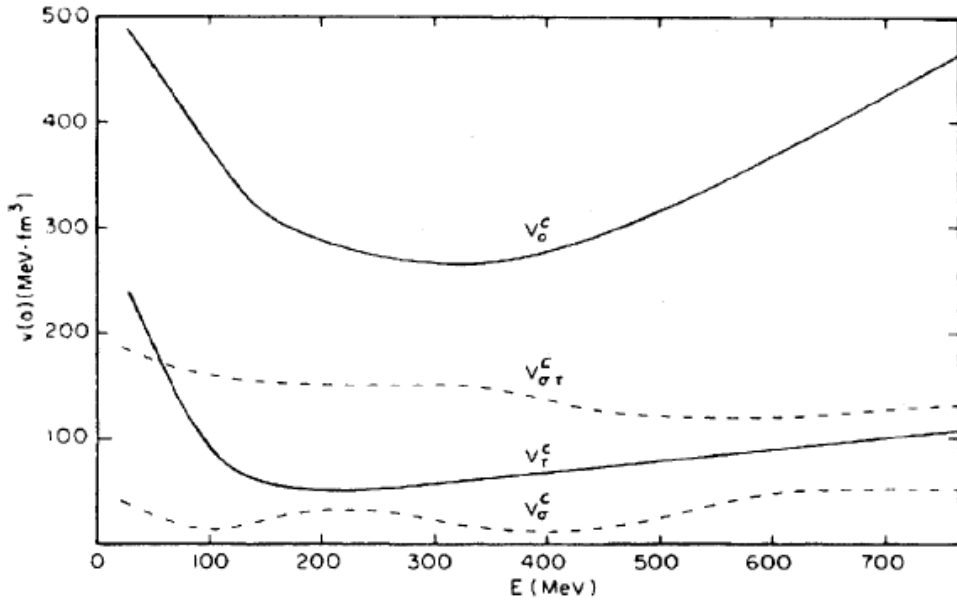
GTGR bölgesi rezolüsyonu düşüktür. Bu benzer spektrumlardaki rezolüsyon farkı, reaksiyon enerjilerine ve CE reaksiyon çeşidine bağlı olarak değişiklik göstermektedir. Her zaman rezolüsyonu iyi olan pikler ile istenilen sonuca ulaşmak daha kolaydır. Dolayısıyla $B(GT)$ değerlerinin belirlenebilmesi daha da kolaylaşmaktadır [14].

2.3.2. Yüksek Rezolüsyonlu (${}^3\text{He},t$) Reaksiyonunun Özellikleri
CE reaksiyonlarında spin-izospin modu, hüzme-hedef nükleon etkileşmesinin $V_{\sigma\tau}\sigma_p\sigma_j\tau_p\tau_j$ bileşeni ile uyarılır. Şekil 2.3 te gösterildiği gibi etkin etkileşme $V_{\sigma\tau}$, momentum transferinin sıfır olduğu $q=0$ durumunda maksimumdur.



Şekil 2.3: $V_{\sigma\tau}$ etkin etkileşmelerin spin-izospin güçleri q nun bir fonksiyonu olarak 100-800 MeV/u reaksiyon enerji değerleri arasında gösterilmektedir. $q=0$ da $V_{\sigma\tau}$ maksimum değerdedir.

Reaksiyon enerjisinin bir fonksiyonu olarak etkin etkileşmelerdeki her bir bileşenin etkisi Şekil 2.4 te gösterilmiştir.



Şekil 2.4: Etkin etkileşmelerin bileşenlerinin reaksiyon enerjisine bağlılığı.

Orta enerjilerde $V_{\sigma t}$ etkileşme potansiyeli hemen hemen sabit olduğu için CE reaksiyonları bu enerji aralığında etkindir ve GT geçişlerinin gözlenme olasılığı artmaktadır [15]. Sonuç olarak $q=0$ olduğu durumda tesir kesiti ve $B(GT)$ geçiş gücü değerleri arasında yakın bir orantılılık mevcuttur. İlk olarak 120-200 MeV hüzme enerjileri aralığında (p,n) reaksiyonları için kullanılan bu orantılılık [14,16] $({}^3\text{He},t)$ reaksiyonları için de gözlenmiştir [1].

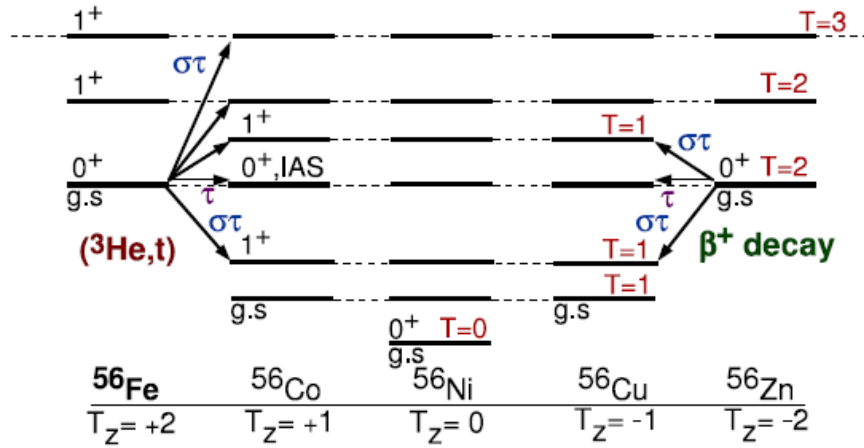
$$\frac{d\sigma_{GT}}{d\Omega}(0^\circ) \cong \hat{\sigma}_{GT}(0^\circ)B(GT) \quad (2.7)$$

Denklemden $\hat{\sigma}_{GT}(0^\circ)$; momentum transferinin $q=0$ ($\approx 0^\circ$) olduğu GT geçişi için birim tesir kesiti değeridir. $({}^3\text{He},t)$ CE reaksiyonlarından elde edilen $B(GT)$ değerleri, normalizasyon faktörü uygulandığında β bozunumlarından elde edilen $B(GT)$ değerlerine oldukça yakındır [1].

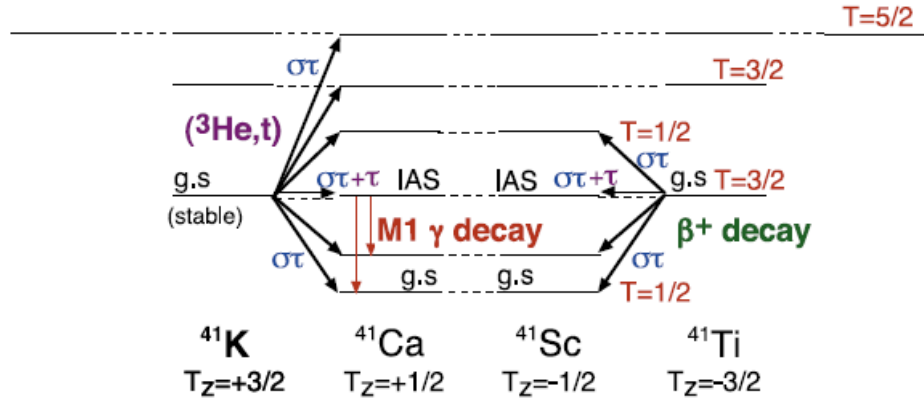
İyi enerji rezolüsyonu ve Denklem 2.7 ile verilen yakın orantılılık sayesinde $({}^3\text{He},t)$ reaksiyonları; farklı çekirdeklerde GT geçişlerini, özellikle de yüksek uyarılma enerjilerinde geçiş güçlerini çalışmak için harika bir aracı olmuştur.

2.4. İZOSPİN YAPISI VE ANALOG GEÇİŞLER

$T=2$ ve $T=3/2$ izobarik sistemler için izospin yapıları Şekil 2.5 ve 2.6 da gösterilmektedir. İzospin simetri yapısını daha iyi görebilmek için Coulomb yer değiştirme enerjisi ihmal edilmiştir ve şekilde analog seviyeler gösterilmiştir.



Şekil 2.5: $T=2$ olan ^{56}Fe çekirdeğinin izospin yapısı gösterilmektedir. Benzer simetri yapısı $T=1$, $T=3$ ve daha büyük T değerleri için de aynıdır.

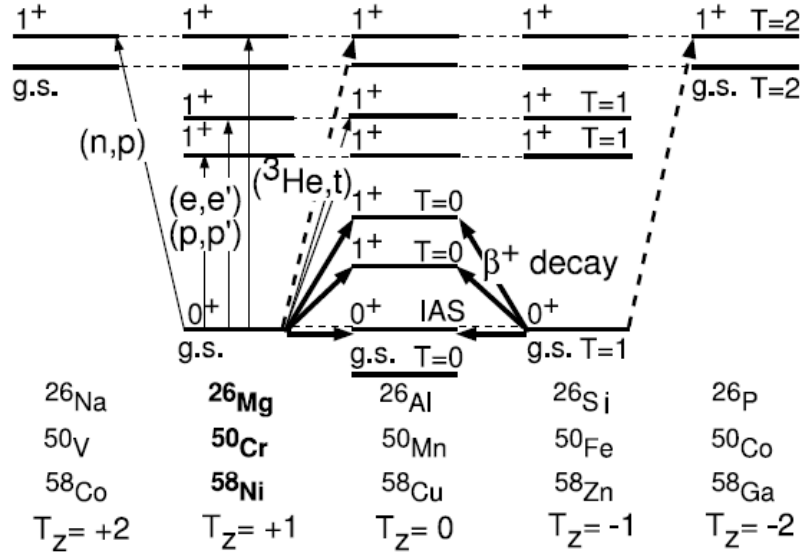


Şekil 2.6: $T=3/2$ olan ^{41}K çekirdeğinin izospin yapısı gösterilmektedir. Benzer simetri yapısı $T=5/2$ ve daha büyük T değerleri için de aynıdır.

Tam değerli ($T=1,2,\dots$) ve yarımlı değerli ($T=3/2, 5/2,\dots$) izospine sahip yapılar Şekil 2.5 ve 2.6 da gösterildiği gibi benzerdir.

Analog GT ve $M1$ geçişlerini ve onların geçiş güçlerini düşünürsek CE ve IE (Inelastic) reaksiyonlarda $T_z \geq 0$ olan kararlı hedef çekirdekler kullanıldı. İzospin analog GT ve $M1$ geçiş yapısı Şekil 2.7 de izospini $T_0 = T_z = 1$ olan (^{26}Mg , ^{50}Cr , ^{58}Ni) başlangıç çekirdekleri için gösterilmiştir. Şekilde bu geçişlere analog olan, β bozunumlarıyla

gözlenebilen izospini $T_z = -1$ olan (^{26}Si , ^{50}Fe , ^{58}Zn) ayna çekirdekler de gösterilmiştir. Bu analog yapılar temel seviye izospini $T_0 = 1, 3/2, 2 \dots$ olan tüm durumlar için benzerdir.

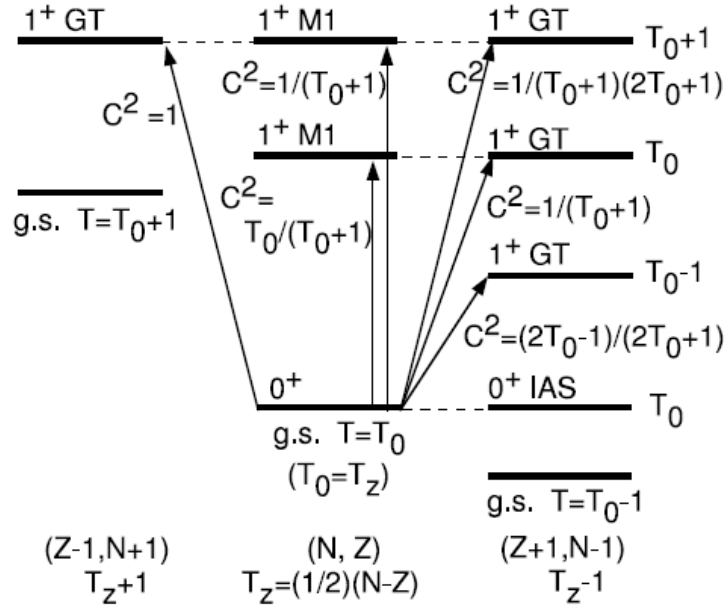


Şekil 2.7: İzospini $T_z = \pm 2, \pm 1, 0$ ve kütle numarası $A=26, 50$ ve 58 olan izobarik çekirdekler için izospin analog yapı ve izospin analog geçişlerin şematik gösterimidir. Analog seviyeler yatay noktalı çizgilerle gösterilmiştir. ($^3\text{He}, t$) reaksiyonu ile $T_z = +1 \rightarrow 0$ GT geçişleri izinli iken β bozunumu ile $T_z = -1 \rightarrow 0$ olan analog geçişler izinlidir.

Bunun yanında $T_z \geq 1$ olan hedef çekirdeklerin (n, p) tipli CE reaksiyonlarında (β^+ yönündeki reaksiyon çeşidi) izospin T_z bir birim artar. Bu nedenle tüm son seviyeler $T_0 + 1$ yapısındadır. Diğer yandan (p, n) tipli ($^3\text{He}, t$) reaksiyonlarında (β^- yönündeki reaksiyon çeşidi) izospin T_z bir birim azalır. Bu reaksiyon tipi kullanılarak GT seviyelerine, $T_f = T_0 - 1, T_0$ ve $T_0 + 1$ son seviye izospin değerleri ile ulaşılabilir. ($^3\text{He}, t$) reaksiyonlarıyla ulaşılan GT seviyelerine ait analog geçişler ise Q_β enerji değerine kadar izospini $-T_z$ olan proton zengin çekirdeklerin β^+ bozunum çalışmalarıyla elde edilebilir. Bu geçişler Şekil 2.7 de koyu oklarla gösterilmiştir.

İzospin değişiminin $T_z \rightarrow T_z + 1$ olduğu (n, p) tipli reaksiyonlarda $T_0 + 1$ seviyesini uyaran geçişle, ($^3\text{He}, t$) reaksiyonuyla elde edilen temel seviye izospini $T_0 = T_z$ olan çekirdekten $T_0 + 1$ uyarılmış seviyesine olan geçiş birbirleriyle analogdur. Bu geçiş şekilde kalın kesikli ok ile gösterilmiştir. Bu geçiş yine Şekil 2.7 de sağda kesikli okla gösterilen $-T_z \rightarrow -T_z - 1$ izospin yapısındaki geçişle de analogdur.

(p,p') veya (e,e') gibi (IE) inelastik saçılma reaksiyonlarında ise temel seviye izospini $T = T_0 = T_z$ olan hedef çekirdeklerde izinli son izospin değerleri aynı çekirdek içindeki $T_f = T_0$ ve $T_0 + 1$ seviyeleridir. Bu seviyeler, (p,n) tipli reaksiyonlarla uyarılan T_0 ve $T_0 + 1$ ve (n,p) tipli reaksiyonlarla uyarılan $T_0 + 1$ seviyeleriyle analogdur. Ancak Şekil 2.8 de gösterildiği gibi bu reaksiyonlara ait geçişlerin CG katsayıları birbirlerinden farklıdır [1].



Şekil 2.8: İzospinin $T_z = (N - Z)$ olarak tanımlandığı $N > Z$ olan bir çekirdeğin $T = T_0 = T_z$ olan temel seviyesinden başlayan geçişin şematik gösterimidir. Geçişleri gösteren okların yanlarında CG katsayı değerinin kareleri verilmiştir. Benzer şekil ve CG katsayıları ayna çekirdeklerdeki analog geçişlerde de aynıdır.

2.5. GAMOW-TELLER GEÇİŞLERİNİN İZOSPİN CLEBSCH-GORDAN (CG) KATSAYILARI

Önceki bölümlerde belirtildiği üzere pozitif T_z ($T_z > 1/2$) izospin değerine sahip bir çekirdekte β -tipli GT geçişleri için GT matris elemanı, izospin Clebsch-Gordan (CG) katsayısı ile orantılıdır. Denklem 2.6 ya göre bu katsayı $C_{GT}^2 = (T_0 T_z + 1 - 1) / (T_f T_z - 1)$ eşitliği ile gösterilir ve her bir GT geçiş gücü C_{GT}^2 ile orantılıdır.

İzospini $T_z = (N - Z) / 2 \geq 1$ yani $N \geq Z + 2$ olan bir çekirdeğin $T = T_0 = T_z$ olan temel seviyesinden başlayan geçişi düşünürsek Tablo 2.1 listelenen CG katsayılarına

bağlı olarak β tipli geçiş için GT geçiş güçleri $T_f = T_0 - 1, T_0$ and $T_0 + 1$ seviyelerine dağılır.

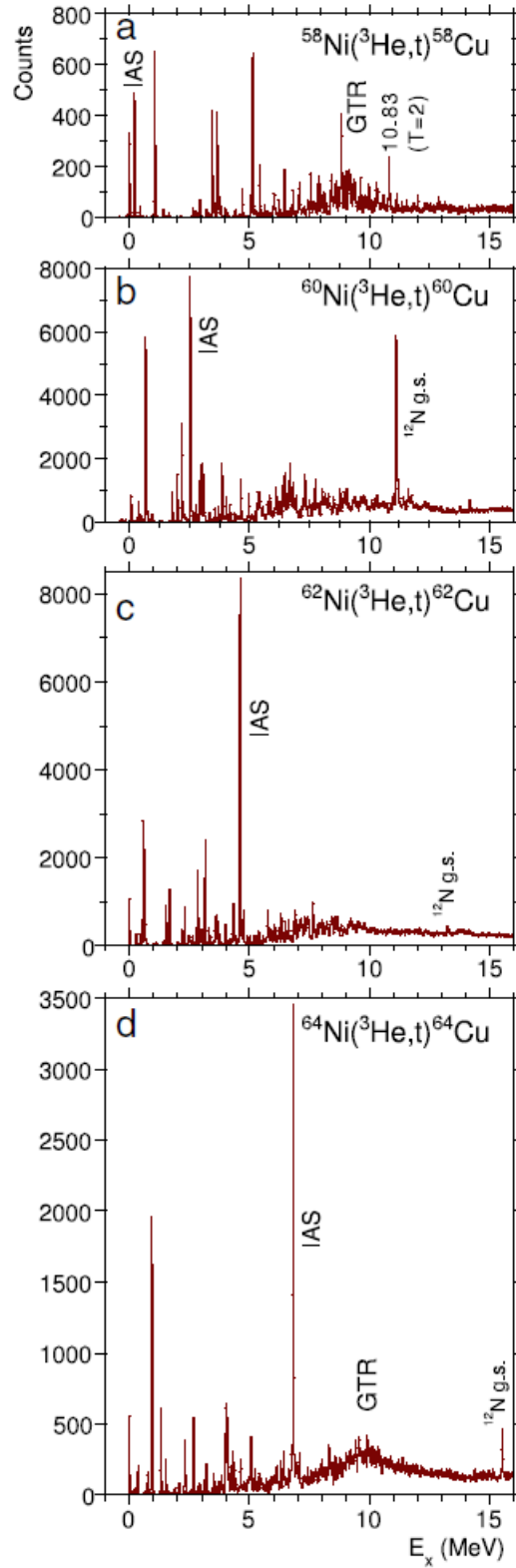
β tipli reaksiyonda GT geçiş gücü dağılımlarının farklı son seviye izospin T_f değerlerine ait C_{GT}^2 katsayısının etkisinin bir örneği, Şekil 2.9 te gösterilen başlangıç izospin değerleri $T_0 = 1, 2, 3$ ve 4 olan Ni izotoplarına ($^{58,60,62,64}\text{Ni}$) ait ($^3\text{He}, t$) ölçümlerinden elde edilen spektrumlarda görülmektedir [17,18].

Tablo 2.1: Çeşitli T_0 izospin başlangıç değerleri için $N \geq Z (T_z \geq 0)$ olan çekirdeklerin β -tipli GT geçişleri için son seviye izospin T_f değerlerine ait C_{GT}^2 katsayıları. $N \leq Z (T_z \leq 0)$ olan simetrik çekirdeklerin β^+ -tipli GT geçişleri içinde bu değerler geçerlidir.

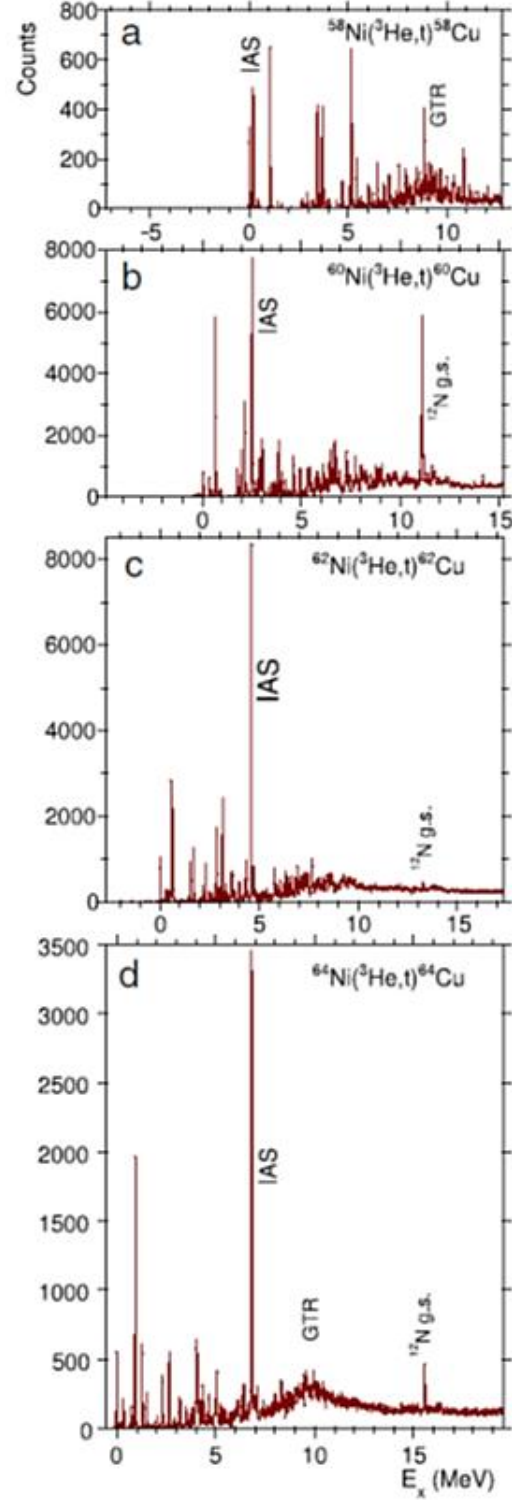
$T_0 (= T_z)$	Son seviye izospin T_f değerleri		
	$T_0 - 1$	T_0	$T_0 + 1$
0	-	-	1
1/2	-	2/3	1/3
$T_0 \geq 1$	$(2T_0 - 1) / (2T_0 + 1)$	$1 / (T_0 + 1)$	$1 / (T_0 - 1) / (2T_0 + 1)$
1	1/3	1/2	1/6
3/2	1/2	2/5	1/10
2	3/5	1/3	1/15
3	5/7	1/4	1/28
4	7/9	1/5	1/45
$T_0 \gg 1$	≈ 1	$\approx 1/T_0$	$\approx 1/T_0^2$

Şekil 2.9 te tüm spektrumlar son çekirdeğin uyarılma enerjisinin bir fonksiyonu olarak elde edilmiştir. ^{58}Ni ve ^{64}Ni hedef çekirdeklerine (^{58}Cu ve ^{64}Cu spektrumları) ait spektrumların her ikisinde de $\approx E_x = 8 - 9$ MeV enerji aralığında benzer Gamow-Teller dev rezonans (GTR) yapısı gözlenmektedir [17,18]. Diğer yandan ^{60}Cu ve ^{62}Cu spektrumlarında GTR yapılar çok açık gözlenmemektedir. Dolayısıyla bu dört çekirdeklerin güç dağılımlarının kütle numarası (A) na göre iyi bir sistematiği gözlenmemiştir. Ancak bu dört spektrum Şekil 2.10 da gösterildiği gibi (IAS) İzobarik Analog Seviyelerin uyarılma enerjilerine göre elde edildiğinde kütle numarasına bağlı iyi bir sistematik elde edilebildi. Açıkça görüldüğü üzere IAS seviyeden sonra ≈ 8 MeV enerji değerinde gözlenen GTR yapılar, artan kütle numarasına bağlı olarak düşük enerji değerlerine kayarak IAS seviyeye yaklaşmaktadır. Kütle numarası arttıkça ^{64}Cu spektrumunda GTR yapı IAS den sadece ≈ 3 MeV uzakta gözlenir.

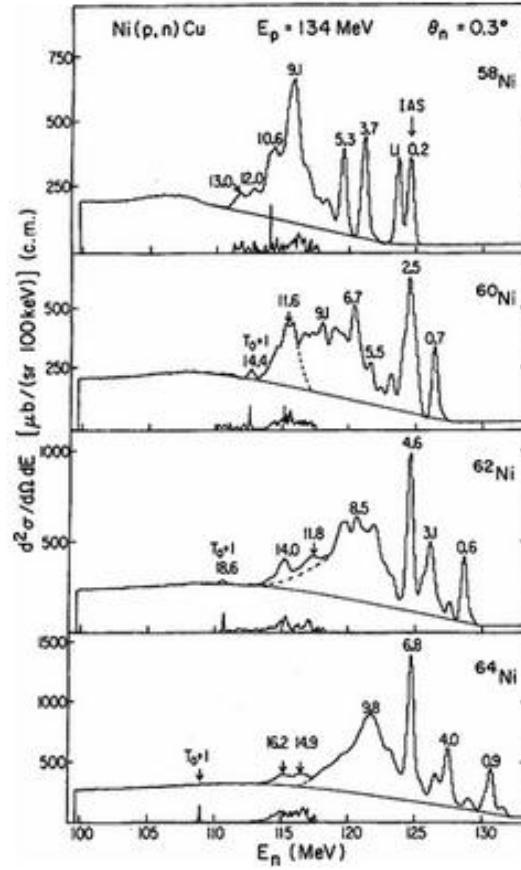
IAS seviyeye göre GT güç dağılımlarının benzer durumu, Şekil 2.11 de gösterilen nikel izotoplarında (p, n) reaksiyonu ile yapılan çalışmada da gözlenmektedir [19].



Şekil 2.9: Nikel hedef çekirdeklere ait (${}^3\text{He}, t$) spektrumları. Tüm spektrumlar bakır çekirdeğine ait uyarılma enerjilerinin bir fonksiyonu olarak ayarlanmıştır.



Şekil 2.10: Nikel hedef çekirdeklere ait $(^3\text{He},t)$ spektrumları IAS seviyenin uyarılma enerjisine göre ayarlanmıştır.



Şekil 2.11: Nikel hedef çekirdeklere ait 134.4 MeV enerjide gerçekleştirilen (p,n) reaksiyonundan elde edilen spektrumlar.

Nikel hedef çekirdeklere ait 134.4 MeV reaksiyon enerjisinde gerçekleştirilen (p,n) reaksiyonundan elde edilen spektrumlarda x eksenini her bir hedef çekirdek için IAS seviyesinin uyarılma enerjisine göre ayarlanmıştır ve y eksenini de sayım değerlerini göstermektedir.

Dikkat edilmelidir ki $T = T_0 - 1$ olan GT uyarılmaları ürün çekirdek olan bakır izotoplarının temel seviyeleri üzerinde oluşturulur. Diğer yandan T_0 uyarılmaları ise hedef çekirdek olan nikel izotoplarının temel seviyeleri üzerine oluşturulmuştur ve bu uyarılmalar inelastik saçılma reaksiyonları ile hedef çekirdekte oluşan spin $M1$ uyarılmaları olarak adlandırılır. Hedef çekirdeğin temel seviyesinin analog seviyesi ürün çekirdekte IAS seviye olduğu için, $M1$ geçişlerinde $T = T_0$ izospin analog yapısı IAS seviye üzerine oluşturulmuştur.

Kabuk modeli altında bağımsız parçacık modeline göre $j_> \rightarrow j_>, j_< \rightarrow j_<$ ve $j_> \rightarrow j_<$ seviyeleri arasındaki geçişler izinli GT uyarılmaları olarak bilinir. Bunlar arasından sadece $j_> \rightarrow j_<$ seviyeleri arasındaki geçişler izinli $M1$ uyarılmaları olarak bilinir. $j_<$ kabuk seviyesi, $j_>$ kabuk seviyesinden $\langle \ell \cdot s \rangle$ değeri kadar daha yüksek uyarılma enerjilerinde bulunmaktadır. Nikel izotopları göz önüne alındığında $f_{5/2} \rightarrow f_{7/2}$ spin-yörünge çiftleri olarak bilinir ve bu durumlar arasında her durumun $\langle \ell \cdot s \rangle$ değeri ile orantılı bir enerji farkı $(\Delta E)_{LS} \approx 5-6$ MeV vardır. Bu enerji farkına ek olarak IV-tipli parçacık-boşluk ($p-h$) artık (rezidual) etkileşmeler itici (repulsive) olduğu için $j_> \rightarrow j_<$ tek parçacık geçişlerini kapsayan $T = T_0$ olan $M1$ uyarılmaları nikel izotoplarında yaklaşık $\approx 7-10$ MeV daha ileri enerji değerlerinde gözlenmesi beklenir. Bu nedenle nikel izotoplarıyla benzer GT uyarılmaları bakır izotoplarında ise $T = T_0$ olan IAS seviyeden $\approx 7-10$ MeV daha ileri enerji değerlerinde gözlenmesi beklenir.

Yukarıda bahsedildiği gibi nötron bakımından zengin $T_0 = T_z \geq +1$ olan çekirdeklerin β^- -tipli GT uyarılmalarında $T_0 - 1$ GT seviyeleri de uyarılır. Bu uyarılmalardan ($j_> \rightarrow j_>$) ve/veya ($j_< \rightarrow j_<$) geçişleri, ek olarak ($j_> \rightarrow j_<$) geçişi CE reaksiyonları kullanılarak uyarılabilir. Nikel hedef çekirdeğinden bakır ürün çekirdeğine olan GT uyarılmalarında, ürün çekirdek olan bakır izotoplarına ait GT geçişlerinin çoğu $p-h$ yapısına uymaktadır. Ayrıca bu $p-h$ konfigürasyonlarında artık etkileşmeler itici olduğu için, GT uyarılmaları ileri enerji değerlerine itilmektedir. Bu nedenle $T_0 - 1$ GT uyarılmalarının büyük kısmı ürün çekirdeğin temel seviyesinden $\approx 7-10$ MeV daha ileri enerji değerlerinde gözlenmesi beklenir.

Ürün çekirdek olan bakır izotoplarında gözlenen GT güç dağılımları, yukarıda anlatılan CG katsayılarıyla ilgili bilgilerle birleştirilerek te anlatılabilir. İzospini $T_0 = 1$ olan hedef çekirdek ^{58}Ni için C_{GT}^2 değeri Tablo 2.1 de görüldüğü gibi $T = T_0 = 1$ seviyesine geçişte maksimumdur. Diğer yandan izospini $T_0 = 4$ olan ^{64}Ni çekirdeğinin $T_0 - 1, T_0$ ve $T_0 + 1$ seviyelerine geçiş için C_{GT}^2 değerleri $7/9, 1/5$ ve $1/45$ tir. Şekil 2.10 da da görüldüğü gibi GT güç dağılımları $T_0 - 1$ seviyelerinde yoğunluk gösterir ve bu değer ^{64}Cu çekirdeğinin temel seviyesinden ≈ 9 MeV, IAS seviyesinden ise sadece ≈ 3 MeV ilerde-dir.

Sonuç olarak ^{58}Cu ve ^{64}Cu spektrumlarında gözlenen GTR izospin yapısına göre benzer şekle fakat farklı yapılara sahiptir; ^{58}Cu çekirdeğindeki GTR lar $T = T_0$ karakterine, ^{64}Cu çekirdeğindeki GTR lar ise $T = T_0 - 1$ karakterine sahiptir. Dikkat edilmelidir ki başlangıç ve son seviyeler ortak olsa bile eğer geçişler zıt yönlerde ise $B(\text{GT})$ değerleri farklıdır. Örneğin $|JT T_z\rangle$ of $|0T_0 T_0\rangle$ seviyesinden $|1T_0 - 1T_0 - 1\rangle$ seviyesine olan GT geçişinde elde edilen $B(\text{GT})$ değeri bu geçişin tersi yönündeki geçişe göre üç kat daha fazladır. Bunun nedeni her iki yöndeki alt seviye sayılarının farklı olmasıdır; $J = 1$ seviyesi 3 alt seviyeye ($J_z = -1, 0$ ve $+1$) sahipken $J = 0$ seviyesi sadece bir alt seviyeye sahiptir [1].

2.6. PF KABUK ÇEKİRDEKLERİNDE $B(\text{GT})$ DAĞILIMLARI

Belirtildiği gibi, uyarılma enerjisine bağlı spektrumlarda GT geçiş gücü dağılımları, hedef ve ürün çekirdeğin ayrı nükleer yapılarını yansıtan farklı kütle numarasına sahip sistemlerde farklılık gösterebiliyor.

Nikel çekirdeği bölgesinden daha ağır kütleyle sahip yapılarda ($A \geq 60$), $B(\text{GT})$ dağılımlarını yoğun olarak $E_x \geq 10$ MeV enerjide görüyoruz ve bu enerji bölgesini GT Rezonans (GTR) yapılar olarak da adlandırıyoruz. Bu GTR yapılar *sd*-kabuk çekirdeklerinden daha hafif çekirdeklerde daha baskın halde gözlenmektedir. Bu nedenle bu yapıların gelişimini *f*-kabuk bölgesi çekirdeklerinde de gözlemeyi bekliyoruz.

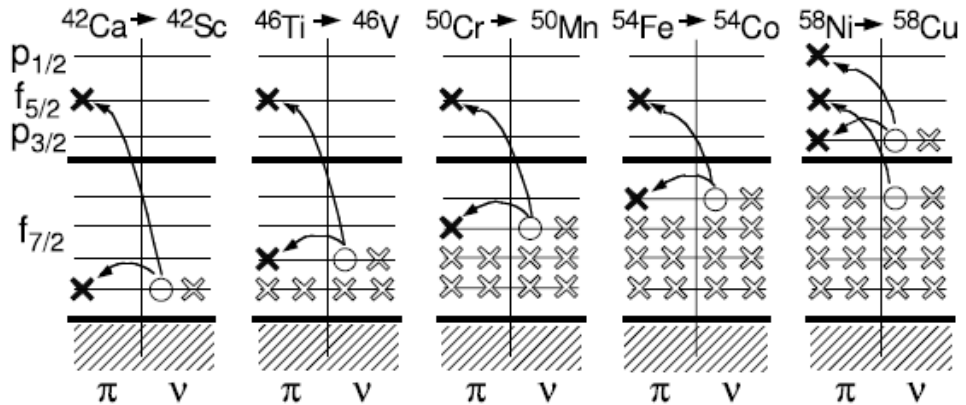
GTR yapıların ana konfigürasyonu, *p-h* yapısına sahip $N > Z$ olan çekirdeklerdir. GTR yapılarının $j_<$ ve $j_>$ yörüngeleri arasındaki enerji farkı değerinden ($\approx 3 - 6$ MeV) daha yüksek enerjilerde ($\approx 8 - 15$ MeV) gözlenmesi *p-h* etkileşmelerin itici (repulsive) yapısı ile açıklanabilir [20]. Ek olarak IV-tipli etkileşmeler iticidir bu nedenle IV-tipli GT uyarılmalarında GT yapılar daha da itilir yani daha yüksek enerji değerlerinde gözlenir.

Ancak uyarılmaların CE yapısı ve ayrıca GT geçişlerine katkı sağlayan sadece iki konfigürasyonun bulunması ($j_>$ yörüngesi olarak $f_{7/2}$ ve $j_<$ yörüngesi olarak $f_{5/2}$) nedeniyle hafif $f_{7/2}$ kabuk çekirdeklerinde, GT uyarılmalarının *p-p* konfigürasyonuna sahip olması nadir bir durum olarak bilinir. Dolayısıyla çekici *p-p* (veya *h-h*)

etkileşmeler, IV-tipli GT uyarılmalarının itici $p-h$ etkileşmeleriyle nasıl farklılık gösterdiği sorusu tartışılmaktadır.

Yukarıda bahsedilen farklılıklar hakkında bilgi sahibi olabilmek için $N = Z + 2$ ($T_z = 1$) olan çift-çift $f_{7/2}$ -kabuk hedef çekirdeklerinden $N = Z$ ($T_z = 0$) olan tek-tek ürün çekirdeklerine olan geçişler için GT güç dağılımlarının kütleyle bağıllığını göz önünde bulundurarak bir çalışma yapılmıştır. Bu çalışmada izospini $T_z = +1$ olan ^{42}Ca , ^{46}Ti , ^{50}Cr , ^{54}Fe , ^{58}Ni çekirdekleri kullanılmıştır. Kabuk modele göre $j_>$, $\pi f_{7/2}$ ve $\nu f_{7/2}$ değerlik yörüngeleri kütle numarası A arttıkça Şekil 2.12 de gösterildiği gibi ^{40}Ca ($Z=N=20$) kapalı kabuğunun üzerine yavaş yavaş dolmaktadır. Diğer yandan $j_<$, $\pi f_{5/2}$ ve $\nu f_{5/2}$ değerlik yörüngeleri ise daima boş kalmaktadır.

Bu konfigürasyona göre “*etkin artık etkileşmeler*” (Effective Residual Interactions-ERI) dikkate alınmadığı durumda $\langle l \cdot s \rangle$ değerinden dolayı $\nu f_{7/2} \rightarrow \pi f_{5/2}$ konfigürasyonuna bağlı yüksek enerjili GT uyarılmalarını $\nu f_{7/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$ konfigürasyonuna bağlı düşük enerjili GT uyarılmalarından ≈ 6 MeV daha ileride gözlemleriz. Bu GT uyarılmaların tek-parçacık (single-particle) güçleri de benzerdir şöyle ki $B(\text{GT})=9/7$ ve $12/7$ dir [16]. Denklem 2.8 de tek-parçacık beta bozunum güçleri tanımlanmaktadır.

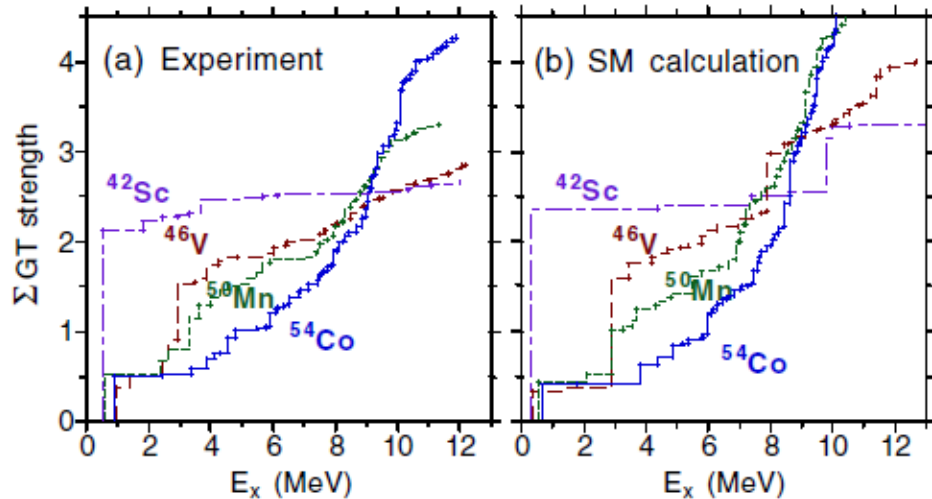


Şekil 2.12: İzospini $T_z = +1$ olan ^{42}Ca , ^{46}Ti , ^{50}Cr , ^{54}Fe ve ^{58}Ni f - kabuk çekirdeklerinden İzospini $T_z = 0$ olan ^{42}Sc , ^{46}V , ^{50}Mn , ^{54}Co ve ^{58}Cu çekirdeklerine olan GT geçişleri için izinli konfigürasyonlar.

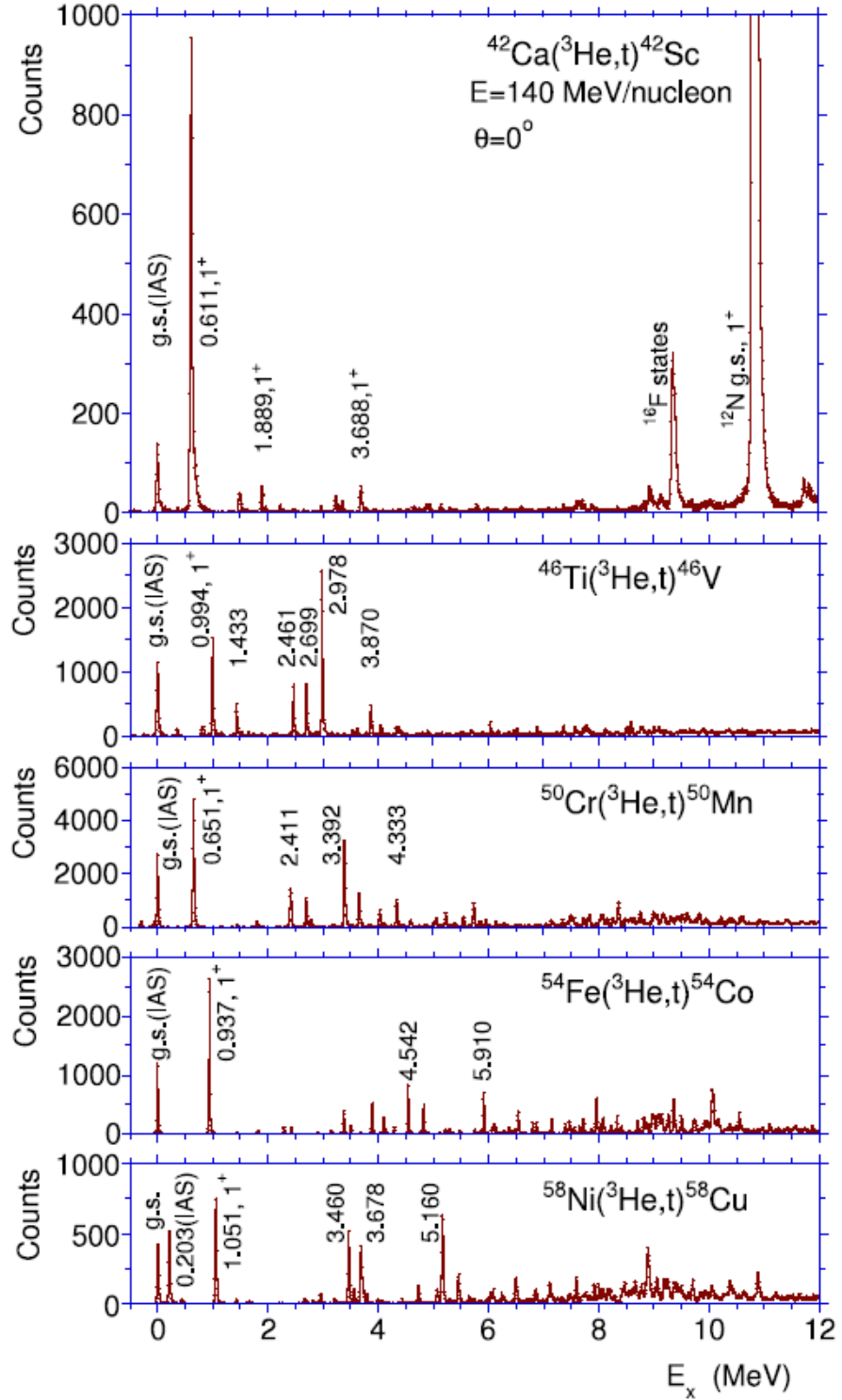
$$B(\text{GT})_{sp} = \begin{cases} \frac{j_{>} + 1}{j_{>}} & (j_{>} j_{>}^{-1}) \\ \frac{2j_{>} + 1}{j_{>}} & (j_{>} j_{<}^{-1}) \\ \frac{j_{>}}{2j_{>} - 1} & (j_{<} j_{>}^{-1}) \\ \frac{j_{>}}{j_{<}} & (j_{<} j_{>}^{-1}) \\ \frac{j_{<}}{j_{<} + 1} & (j_{<} j_{<}^{-1}) \end{cases} \quad (2.8)$$

Denklemden $j_{>} = l + \frac{1}{2}$ ve $j_{<} = l - \frac{1}{2}$ dir. $f_{7/2}$ ve $f_{5/2}$ kabuklarının doluluk – boşluk (occupation and vacancy factor (uv)) faktörleri dikkate alındığında $\nu f_{7/2} \rightarrow \pi f_{5/2}$ ve $\nu f_{7/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$ geçişleri arasındaki relatif güçler $^{42}\text{Ca} \rightarrow ^{42}\text{Sc}$ ve $^{54}\text{Fe} \rightarrow ^{54}\text{Co}$ reaksiyonları için 9:12 ve 9:48 dir. Böylelikle $A=54$ olan sistemde gördüğümüz yüksek enerji bölgelerindeki güç yoğunluğu anlaşılır hale geliyor ancak $^{42}\text{Ca} \rightarrow ^{42}\text{Sc}$ reaksiyonundaki 0.611 MeV düşük enerjili seviyede toplanan (Şekil 2.14) GT güç yoğunluğu anlaşılabilir.

Diğer bir örnek olarak Şekil 2.13 (a) da deneysel $B(\text{GT})$ değerlerinin $E_x = 12$ MeV enerji değerine kadar birikimli toplam (cumulative sum) dağılımı görülmektedir. Kütle numarası A ya bağlı giderek artan güç dağılımı ^{42}Sc spektrumundaki 0.611 MeV düşük enerjili seviyedeki yoğunluğu da içererek burada da açıkça görülmektedir.



Şekil 2.13: (a) ^{42}Sc , ^{46}V , ^{50}Mn , ^{54}Co çekirdeklerinde deneysel $B(\text{GT})$ değerlerinin birikimli toplam (cumulative sum) güçleri. (b) SM hesaplarından [21] elde edilen birikimli toplam.



Şekil 2.14: İzospini $T_z = +1$ olan pf -kabuk çekirdeklerinin $(^3\text{He},t)$ reaksiyonu ile elde edilen spektrumları. Düşey eksen tüm çekirdeklerde IAS seviyesinin yüksekliğine göre normalize edilmiştir. Kütle numarası arttıkça GT seviyeleri yüksek uyarılma enerji bölgelerine daha fazla yayılmaktadır.

^{42}Sc çekirdeği için birikimli toplam GT gücünün %80 ni en düşük GT seviyesine ait olmakla beraber 2.7(4) dir. Elde edilen birikimli toplam artan A ile ^{54}Co [22] çekirdeği için %75 lik kısmı yüksek enerji bölgesindeki GTR yapılarına sahip GT seviyesine ait olmakla beraber 3. 9(6) dur [23].

Dikkat etmeliyiz ki 0.611 MeV düşük enerjili seviyedeki GT güç yoğunluğu, kabuk modeli (Shell Model – SM) hesaplarında da açıkça görülüyor ise bu durum yapılan hesaplamaların ERI etkileşmelerinin bileşenlerini içerdiğini gösterir. ERI etkileşmeler artık etkileşmeler olarak bilinen nükleonlar için daha detaylı bir çekirdek modelidir. Tüm nükleonları bir arada tutan merkezi bir potansiyel ve diğer tüm nükleon-nükleon etkileşimlerini temsil eden bir “ardıl potansiyel” ya da “ardıl etkileşim” olarak da yazılabilir. ERI etkileşme $V(ij)$ iki-nükleon etkileşmesidir ve i, j nükleonlarının konum, spin ve izospin koordinatlarının skaler bir fonksiyonudur. Çekirdekte artık etkileşmenin etkisiyle, bir tabakadaki nükleonlar, toplam açısal momentumu sıfır olan çiftler oluştururlar. Bu etkileşimler farklı nükleonların ($p-n$) spinlerini paralel yönelimli hale getirir ve benzer nükleonların spinlerini ise çiftler ($p-p, n-n$). Nükleonlar bu potansiyel içerisinde bağımsız şekilde hareket ederler.

Ancak $A=42$ sisteminde dikkat etmeliyiz ki iki konfigürasyonda ($\pi f_{7/2}, \nu f_{7/2}$) ve ($\pi f_{5/2}, \nu f_{7/2}$) çekici $p-p$ ERI etkileşmesi etkindir. Kütle numarası A arttıkça hem $\pi f_{7/2}$ hem $\nu f_{7/2}$ orbitalleri yavaş yavaş dolmaya başlar. Dolayısıyla ($\pi f_{5/2}, \nu f_{7/2}$) konfigürasyonu $A=54$ sisteminde $p-p$ yapısını kaybeder ve $\nu f_{7/2}$ orbitali son durumda boşluk yapısına sahip olur. Böylelikle bu konfigürasyon artık itici $p-h$ ERI yapısına sahiptir. ($\pi f_{7/2}, \nu f_{7/2}$) konfigürasyonu da $A=54$ sisteminde $p-p$ yapısını kaybeder ve yine çekici $h-h$ yapıya sahip olur.

Yaklaşık 25-40 keV iyi bir rezolüsyonla, GT güç dağılımları için izospini $T_z = +1$ olan $A=42-56$ sistemleri için yapılan bir çalışma Şekil 2.14 te gösterilmektedir. Şekilde görüldüğü gibi GT güçleri en düşük kütle numarasına sahip ^{42}Sc spektrumunda düşük uyarılma bölgesinde bulunan bir seviyede yoğunlaşmıştır ve artan kütle numarası A ile bu güç dağılımları ^{54}Co ve ^{58}Cu çekirdeklerinde yüksek uyarılma enerjilerine yayılmıştır.

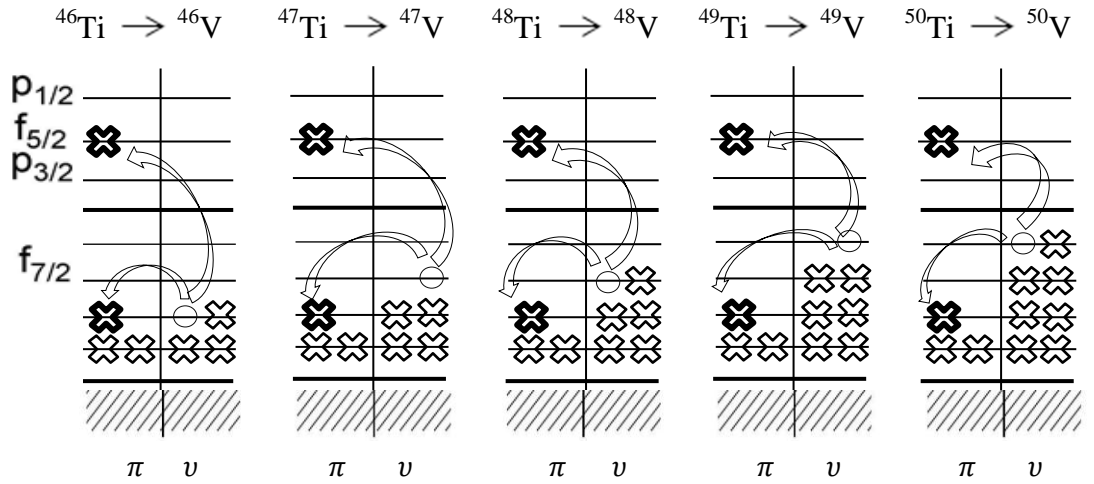
^{42}Sc spektrumunda GT güçleri düşük enerji bölgelerine çekilmiştir ve 0.611 MeV enerjiye sahip 1^+ seviyesinde yoğunlaşmıştır. Bu durum $(\pi f_{7/2}, \nu f_{7/2})$ ve $(\pi f_{5/2}, \nu f_{7/2})$ konfigürasyonlarının çekici p - p yapısına sahip olması ile açıklanabilir. Diğer yandan ^{54}Co spektrumunda itici p - h yapıya sahip olan $(\pi f_{5/2}, \nu f_{7/2})$ konfigürasyonu için GT güçleri yüksek enerji bölgelerine itilirken, çekici h - h yapıya sahip olan $(\pi f_{7/2}, \nu f_{7/2})$ konfigürasyonu için GT güçleri %10-15 olasılıkla ilk 1^+ seviyesinde gözlenir. ^{54}Co çekirdeğinde artık etkileşmelerin itici yapısı p - h yapıya sahip $(\pi f_{5/2}, \nu f_{7/2})$ ve h - h yapıya sahip olan $(\pi f_{7/2}, \nu f_{7/2})$ konfigürasyonlarının mümkün etkileşme sayısı ile anlaşılabilir; basit kabuk yapısına dikkate alındığında bu sayı yaklaşık 48 ve 16'dır. ^{58}Cu çekirdeğinde ek olarak çekici p - p yapıya sahip $(\pi p_{3/2}, \nu p_{3/2})$ ve $(\pi p_{1/2}, \nu p_{3/2})$ konfigürasyonlarından da katkı olduğu için spektrumda $E_x = 3 - 5$ MeV enerji değerinde de GT güçlerini görmekteyiz. Ancak dominant yapıya sahip p - h $(\pi f_{5/2}, \nu f_{7/2})$ konfigürasyonu için GT güçleri yine yüksek enerji bölgelerine itilmektedir.

Açıkça bilinmelidir ki p - h etkileşmelerinin itici yapısı çekirdekte GR ların oluşumuna büyük katkı sağlar. Ancak CE reaksiyonlarında, p - p etkileşmeleri de nadir olarak gözlenebilir. Bu durumlarda $^{42}\text{Ca}(^3\text{He}, t)^{42}\text{Sc}$ ölçümünde görüldüğü gibi GT güçleri düşük uyarılma bölgelerine olan geçişlerde yoğunluk gösterir.

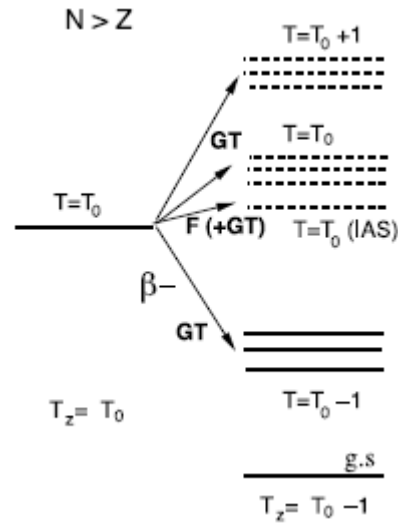
Bu gözlemlerin dayanağı olarak, izospini $T_z = +1$ olan ^{46}Ti , ^{50}Cr , ^{54}Fe and ^{58}Ni [24] pf -kabuk çekirdekleri ve ayrıca izospini $T_0 = 1, 2, 3, 4$ olan $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ nikel çekirdeğinin izotopları için GT geçiş gücü çalışmaları yapılmıştır [17,25]. Gamow-Teller dev rezonans (GTR) yapılar çoğunlukla kütle numarası $A \geq 54$ olan çekirdekler için çalışılmıştır fakat $A \leq 50$ olan çekirdekler için henüz çalışılmamıştır.

Yukarıda yapılan bu çalışmalara bir yenisini eklemek adına bu tez çalışmasında 420 MeV reaksiyon enerjisinde $^{46,47,48,49,50}\text{Ti}(^3\text{He}, t)$ CE reaksiyonu ile elde edilen pf -kabuk bölgesi çekirdeklerinden vanadyum izotoplarının $^{46,47,48,49,50}\text{V}$ $B(\text{GT})$ dağılımları incelenmiştir. Şekil 2.15 te ise bu vanadyum çekirdeklerine ait dağılımların gözlenebilmesi için gerekli olan izinli geçişler gösterilmiştir.

Bilindiği gibi pozitif T_z izospine sahip β^- -tipli CE reaksiyonlarında, IAS seviye daima gözlenir.



Şekil 2.15: $^{46,47,48,49,50}\text{Ti}({}^3\text{He},t)^{46,47,48,49,50}\text{V}$ reaksiyonunda izinli p - h konfigürasyonları. (${}^3\text{He},t$) reaksiyonu için izinli ($1\nu f_{7/2}^{-1} \rightarrow 1\pi f_{7/2}$) ve ($1\nu f_{7/2}^{-1} \rightarrow 1\pi f_{5/2}$) konfigürasyonları.



	T_0	$T_z = T_0$	$T_z = T_0 - 1$
$^{46}\text{Ti}_{24} \rightarrow ^{46}\text{V}_{23}$	1	1	0
$^{47}\text{Ti}_{25} \rightarrow ^{47}\text{V}_{24}$	3/2	3/2	1/2
$^{48}\text{Ti}_{26} \rightarrow ^{48}\text{V}_{25}$	2	2	1
$^{49}\text{Ti}_{27} \rightarrow ^{49}\text{V}_{26}$	5/2	5/2	3/2
$^{50}\text{Ti}_{28} \rightarrow ^{50}\text{V}_{27}$	3	3	2

Şekil 2.16: Farklı başlangıç izospinine sahip vanadyum izotoplarının CE reaksiyonlarında Fermi ve GT geçişleri şematik olarak gösterilmiştir.

β^- durumunda son seviye izospin değerleri olan $T_0 - 1$, T_0 and $T_0 + 1$ GT seviyeleri elde edilir ve bu seviyeler Şekil 2.16 da gösterildiği gibi başlangıç izospini $T = T_0$ olan vanadyum izotoplarının ($^3\text{He}, t$) reaksiyonu ile elde edilmiştir.

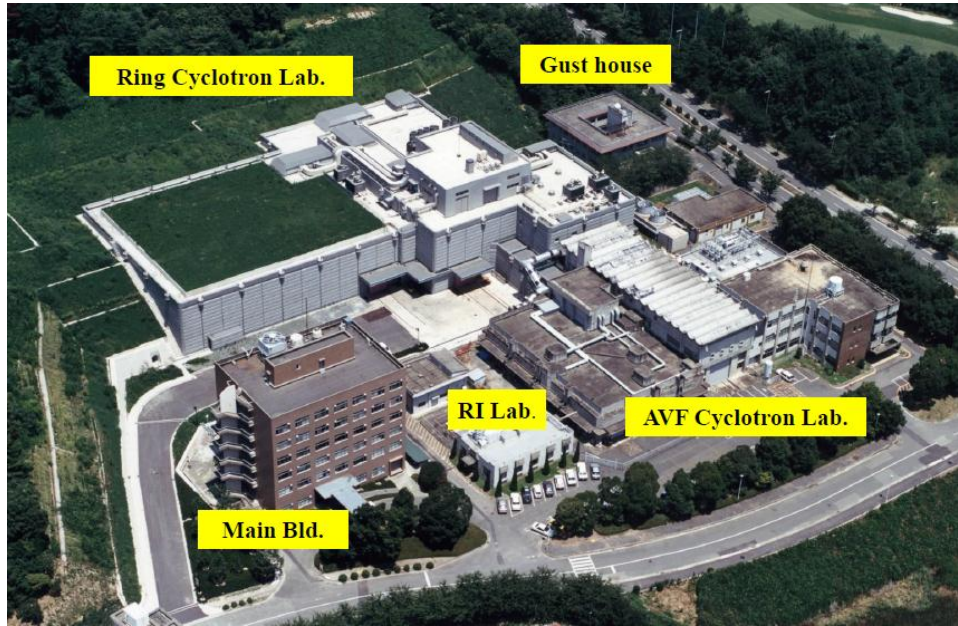
Çift Z ve çift N sayılarına sahip çekirdekler olan $^{46,48,50}\text{Ti}$ $f_{7/2^-}$ kabuk çekirdeklerinin temel seviye spini $J^\pi = 0^+$ dir ve bu seviyeye $\sigma\tau$ operatörü uygulanarak spini $J^\pi = 1^+$ olan izinli seviyeler uyarılmıştır. Diğer yandan izospini $T=5/2$ ve temel seviyesi $J^\pi = 7/2^-$ olan ^{49}Ti çekirdeğine $\sigma\tau$ operatörü uygulanarak $J^\pi = 9/2^-, 7/2^-, 5/2^-$ izinli seviyeler uyarılmıştır. ^{47}Ti çekirdeğinin izospini ise $T=3/2$ ve temel seviyesi $J^\pi = 5/2^-$ dir. Dolayısıyla $\sigma\tau$ operatörü uygulandığında izinli seviyeleri $J^\pi = 7/2^-, 5/2^-, 3/2^-$ dir.

İncelenmesi hedeflenen vanadyum izotopları için software analiz programları kullanarak bu izotoplara ait açı tanımlamaları ve enerji kalibrasyonları yapıldı. Vanadyum çekirdeklerine ait spektrumlar $\Theta=0^\circ-0.5^\circ$, $0.5^\circ-0.8^\circ$, $0.8^\circ-1.2^\circ$, $1.2^\circ-1.6^\circ$, $1.6^\circ-2^\circ$ açı sınırlaması ile elde edildi ve izotoplar arasındaki $B(\text{GT})$ dağılımları incelendi. Detaylı analiz çalışmalarına ^{50}V çekirdeği için devam edildi. Bölüm 4 te Bulgular başlığı altında, vanadyum izotoplarının data analizi ve $B(\text{GT})$ değerlerinin çıkarılması için yapılan DWBA hesaplamaları yer almaktadır.

3. MALZEME VE YÖNTEM

Teze konu olan ($^3\text{He}, t$) deneyi Japonya Osaka Üniversitesi'nde bulunan Nükleer Fizik Araştırma Merkezi - **R**esearch **C**enter for **N**uclear **P**hysics (RCNP), Osaka'da gerçekleştirilmiştir. RCNP Araştırma Merkezinde bulunan RING (Halka) siklotron parçacık hızlandırıcısında 420 MeV enerjide hızlandırılan ^3He hüzmesi vanadyum çekirdeklerinin izotopları üzerine gönderilmiştir. Reaksiyon sonucu açığa çıkan tritonların momentum analizleri Grand Raiden (GR) Manyetik Spektrometresi ile yapılırken pozisyonları ve açıları ise GR Spektrometresinin odak düzleminde ölçülmüştür.

Şekil 3.1 de gösterilen RCNP Araştırma Merkezi nükleer fizik çalışmaları için 1971 yılında kurulmuştur.



Şekil 3.1: RCNP Araştırma Merkezi.

Merkezin asıl amacı nükleer fizik çalışmalarını geliştirmek ve ilerletmektir. RCNP Araştırma Merkezi nükleer fizik çalışmalarının yanında parçacık fiziği çalışmalarından katihal fiziği çalışmalarına ve hatta medikal fizik çalışmalarına da olanak sağlar [26].

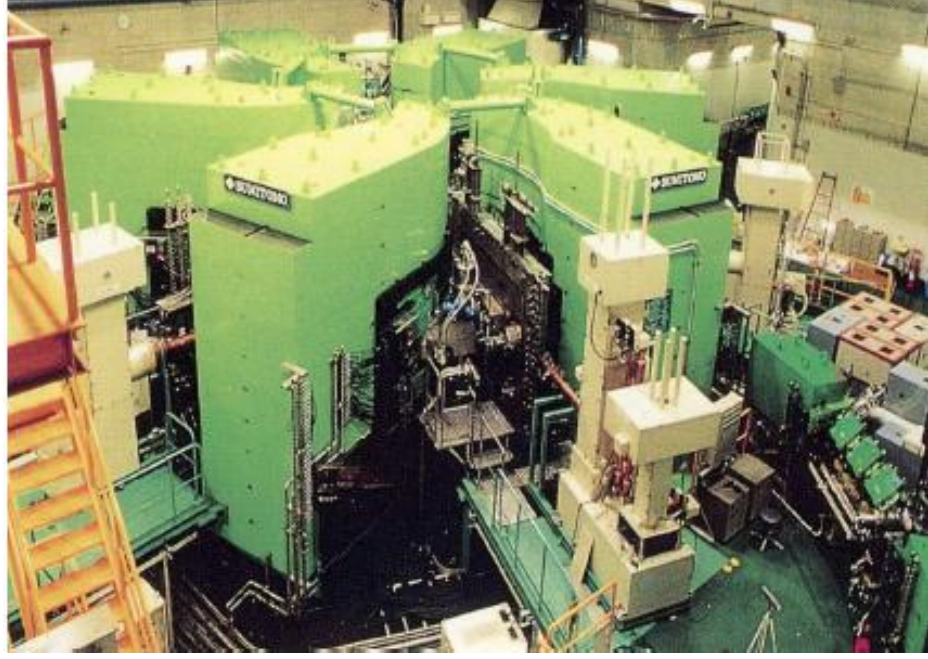
RCNP Araştırma Merkezinde bulunan RING (Halka) siklotron hızlandırıcısı, enjektör hızlandırıcı AVF (Azimuthally Varying Field) siklotrondan elde edilen birincil hüzmeyi kullanır.

AVF siklotron parçacık hızlandırıcısı, yüksek kalitede hüzmeye elde etmek için parçacıkları, örneğin protonu 65 MeV, alfa parçacıklarını 130 MeV ve ^3He parçacıklarını da maksimum 160 MeV e kadar hızlandırarak enjektör hızlandırıcı olarak kullanılmaktadır. [27]. 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. [28].

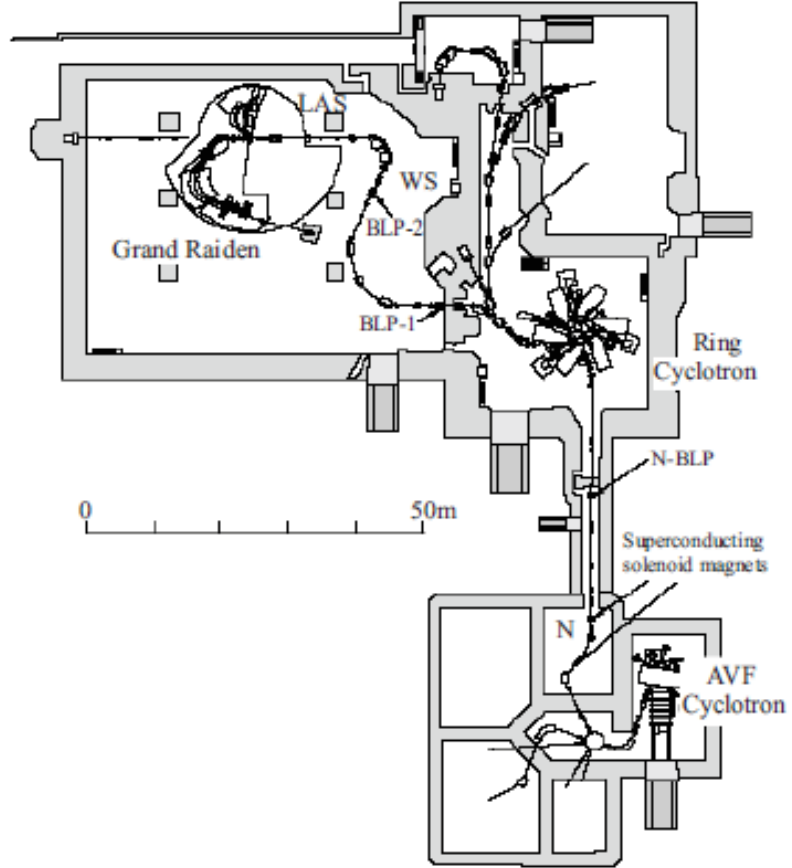


Şekil 3.2: RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan AVF siklotron.

Nükleer fizik deneyleri bu iki parçacık hızlandırıcısı tarafından hızlandırılan hüzmeler kullanılarak yapılmaktadır. Şekil 3.2 ve 3.3 te parçacık hızlandırıcılarının genel görünümü verilmektedir [28]. Halka Siklotron hızlandırıcısında hızlandırılan hüzmeye deney alanına iletilir. Deney alanı (West Experimental Hall-South Inlet Port) WS - hüzmeye hattını ve GR Manyetik Spektrometresini içermektedir. Şekil 3.4 te RCNP Araştırma Merkezi'nin genel görünümü verilmektedir.



Şekil 3.3: RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan halka siklotron.



Şekil 3.4: RCNP Araştırma Merkezinden genel görünüm.

3.1. RCNP ARAŞTIRMA MERKEZİNDE KULLANILAN İYON KAYNAKLARI

RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan iyon kaynakları ve hızlandırıldıkları enerji değerleri aşağıdaki Tablo 3.1 de verilmiştir [29].

Tablo 3.1: RCNP de kullanılan iyon kaynakları ve kullanıldıkları enerjiler.

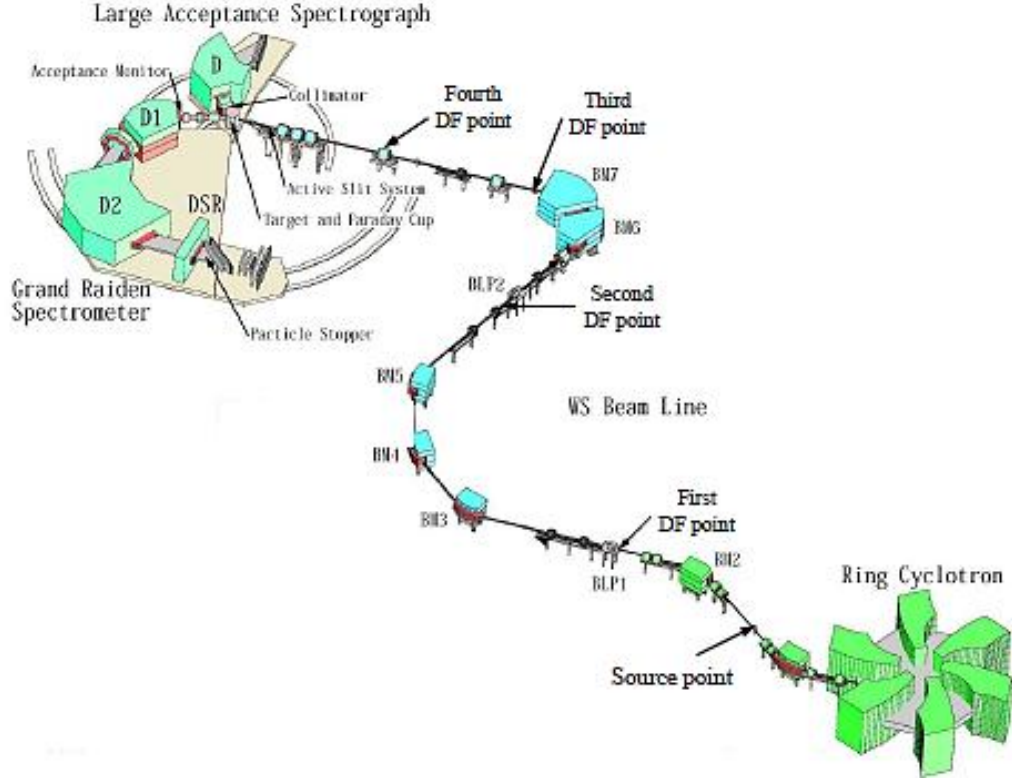
Parçacıklar	Energileri (MeV)
H ⁺	100-135-150-200-230-250-300-305-325-350-360-392-416
H ₂ ⁺	140
D ⁺	140 - 200
³ He ²⁺	410 - 450
⁴ He ²⁺	185- 300- 400
⁶ Li ³⁺	600
⁷ Li ³⁺	455
¹¹ B ⁵⁺	786
¹² C ⁶⁺	480
¹⁴ N ⁶⁺	910
¹⁴ N ⁷⁺	560- 980- 1000
¹⁶ O ⁸⁺	1120
¹⁸ O ⁸⁺	1080

3.2. WS HÜZME HATTI

WS hüzme hattı yüksek rezolüsyon deneyleri için dizayn edildi. RCNP Araştırma Merkezi hüzme taşınımı WS (West Experimental Hall-South Inlet Port) adı verilen, deney alanının batısından güneyine kadar devam eden bölümle sağlanır. AVF ve Halka siklotronda hızlandırılan parçacıklar hedef pozisyonuna kadar yüksek rezolüsyonlu hüzme taşınımı sağlanabilen WS hüzme hattına gönderilir [30]. Hızlandırılan hüzme, hüzme hattında bulunan dipol ve kuadrupol magnetlerle hedef noktasına taşınır. Kuadrupol magnetler hüzme odaklamak için, dipol magnetler ise hüzme döndürmek için kullanılır. İki kuadrupol magnet gelen hüzme hem düşey hem yatay yönde odaklamak için yeterlidir.

Şekil 3.5 te WS hüzme taşınımı gösterilmektedir. Hüzme hattı hedef pozisyonunda küçük bir enerji yayılımı 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.



Şekil 3.5: WS hüzme taşınımı.

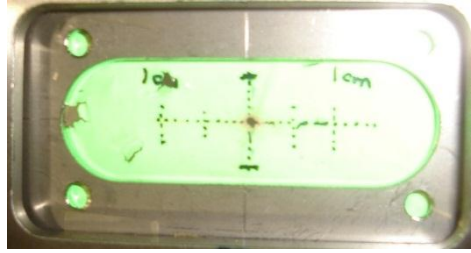
Akromatik modda hedef pozisyonunda küçük bir enerji yayını gözlenemediği için, dispersiv hüzme taşınımına ihtiyaç duyulmuştur. Dispersiv hüzme taşınımında hüzme, hedef pozisyonuna dispersiv olarak yani farklı enerji ve momentumlarda küçük bir enerji yayını yaparak gelmektedir. Dispersiv hüzme taşınımı ile RCNP de ~ 20 keV enerji rezolüsyonuna kadar ulaşılabilmektedir. [31-34].

3.3. YÜKSEK REZOLÜSYON DENEYLERİNDE KULLANILAN HEDEFLER

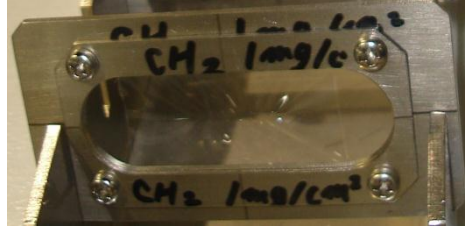
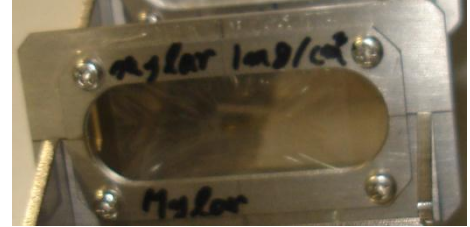
Yüksek enerji rezolüsyonu için yapılan çalışmalarda hedef olarak daha çok ince metal levhalar kullanılır. Bunun yanında oksitler gibi bileşikler içeren metal olmayan malzemeler de kullanılabilir.

Kullanılacak hedef giden parçacığın geçişini etkilemeyen veya reaksiyona katkı sağlamayan ince bir destek üzerine yerleştirilir. Yük değişim reaksiyonlarında ince hedef elde etmek için, elementlerin kararlı izotopları kullanılır. Kullanılan hedef

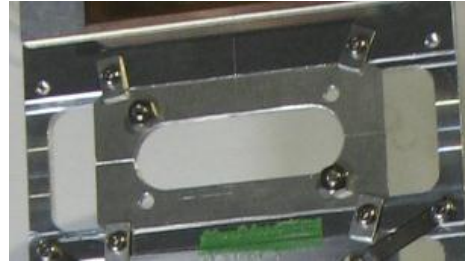
kalınlığı genelde 1-2 mg/cm² dir. Bu tarz ince hedeflerde hüzmelin ve reaksiyon ürünlerinin enerji kaybı farkı küçüktür dolayısıyla yüksek rezolüsyonlu manyetik spektrometre kullanımıyla çok iyi rezolüsyon değerine ulaşılır [36]. İncelenmesi istenen hedeflerle birlikte çeşitli amaçlara yönelik olarak ZnS, CH₂, Mylar, ^{Nat}Mg, ¹⁹⁷Au, ve boş hedefler de kullanılmaktadır. Şekil 3.6 da kullanılan hedefler gösterilmiştir.



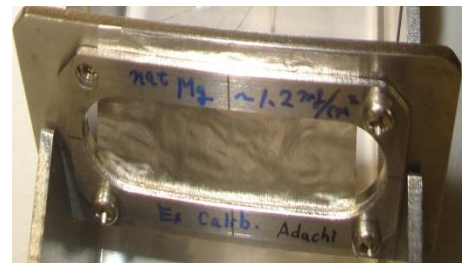
a) ZnS

b) ¹⁹⁷Auc) CH₂

d) Mylar



e) Boş

f) ^{Nat}Mg

Şekil 3.6: RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan hedefler.

Boş hedef; gelen hüzmelin background katkısını ölçmek için, ZnS; gelen hüzmelin geçtiği yol içerisinde odaklanmış olarak merkezden geçip geçmediğini kontrol etmek için, ¹⁹⁷Au veya CH₂; açı kalibrasyonu için, enerji kalibrasyonu için ise Karbon ve Oksijenin yüksek uyarılmış enerji seviyeleri bilindiği için Mylar (O,C,H den oluşur) ve düşük enerji seviyelerinde bilinen bir çok piki olduğu için ise ^{Nat}Mg hedefleri kullanılır.

3.4. MANYETİK SPEKTROMETRELER

Yüklü parçacıkların dedeksiyonunun algılanması için manyetik spektrometreler çok büyük önem taşımaktadır. Çünkü momentum seçiminde ve background katkısını azaltmada yüksek performans sağlar [32].

RCNP Araştırma Merkezinde 0° ölçümlerinde yapılan yüksek rezolüsyon deneylerinde kullanılan iki tip spektrometre vardır. Grand Raiden (GR) ve Large Acceptance Spectrometresi (LAS). Tablo 3.2 de bu iki spektrometrenin özellikleri gösterilmektedir [30].

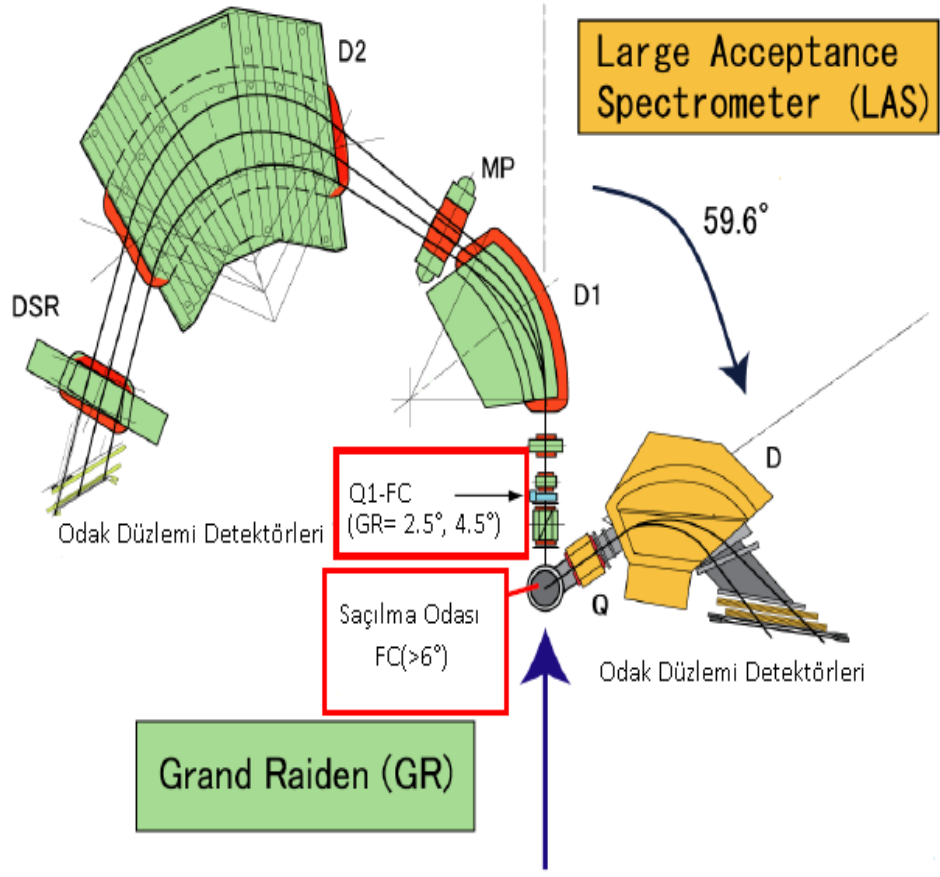
Tablo 3.2 : RCNP de kullanılan GR ve LAS spektrometrelerinin özellikleri.

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

3.4.1. LAS ve GR 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 serbest (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 [30].

WS hüzme hattı gibi GR spektrometresi de yüksek rezolüsyon deneyleri için dizayn edildi. Şekil 3.7 de GR ve LAS spektrometreleri Şekil 3.8 de ise GR spektrometre açısı gösterilmektedir.



Şekil 3.7: RCNP Araştırma Merkezi 0° ölçümlerinde kullanılan manyetik spektrometreler.



Şekil 3.8: 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) [33].

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 aynıdır ancak ρ yörünge yarıçapı her parçacığın farklıdır.

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

Hedef noktasına parçacıklar aynı hızda gelir ve aynı momentum değerinde 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.

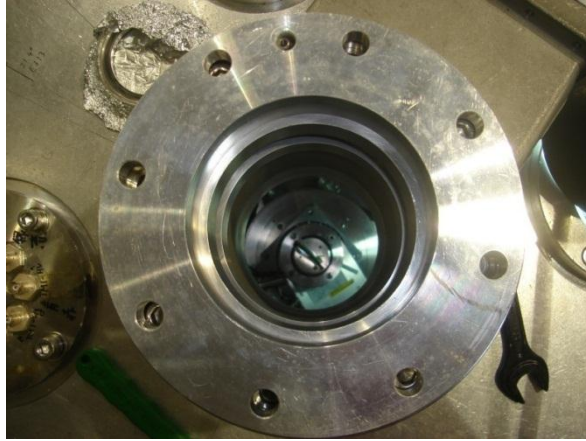
Grand Raiden üç dipol (D1, D2, DSR), iki kuadrupol (Q1, Q2), bir sextupol (SX) ve bir multipol (MP) magnetin yanında saçılma odasında, gelen parçacıkların saçılma açılarına göre yerleştirilen SC (Saçılma Çemberi) faraday kap ve Q1 faraday kap tan oluşmaktadır [31].

GR Spektrometresinin içinde yer alan manyetik öğelerden ilki olan ‘D1 Faraday Kap’ hüzmenin taşıdığı yük miktarına bağlı olarak hüzmenin akımını ölçen bir alettir. Kap doğrudan hüzmenin önüne konulduğu için hüzme yapısına zarar verir, hüzme durdurulur. Kap, bir veya birden çok kalın iletken malzemeden (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. Şekil 3.9 de D1 faraday kap gösterilmiştir [34].



Şekil 3.9: GR spektrometresinde D1 magnetinin içinde yer alan Faraday kap.

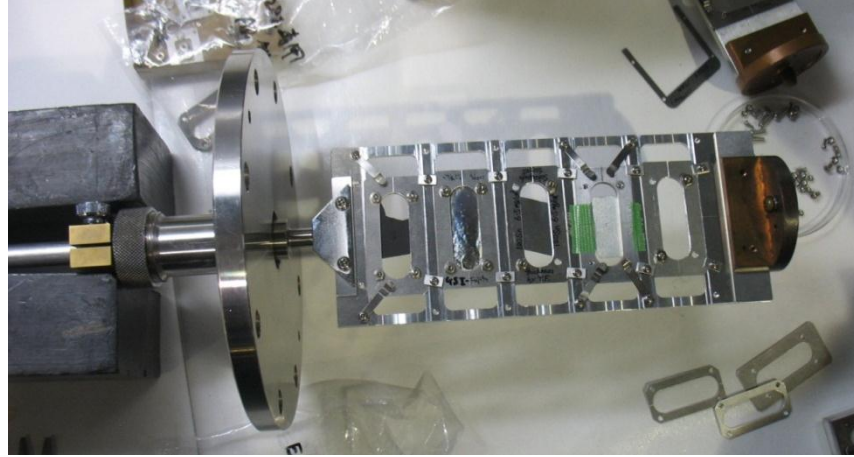
Manyetik öğelerden ikincisi GR SC ‘Scattering Chamber’ (saçılma odası) adı verilen reaksiyonların gerçekleştiği kısımdır. Şekil 3.10 de gösterilen iki şekil, saçılma odasının dıştan ve içten görünümüdür. Bu oda çok düşük iyon hüzmelerinin akımlarını ölçmek için içerisinde bir (SC) faraday kap bulunmaktadır. 6° den büyük açılarda gelen hüzmeler bu faraday kapta durdurulmalıdır.



Şekil 3.10: GR spektrometresinde bulunan saçılma odası.

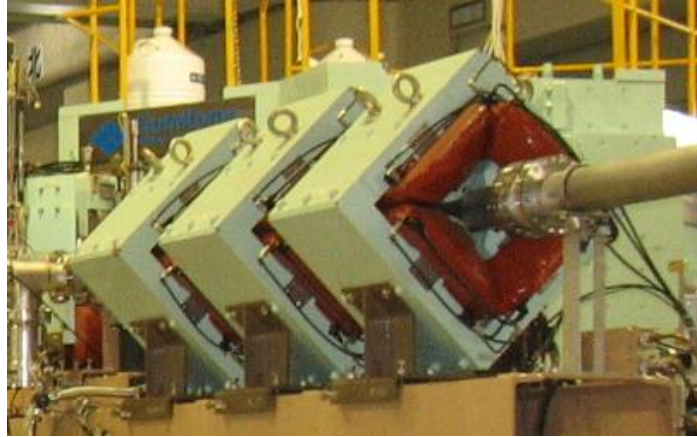
Bunun yanında çemberin içerisinde hedef tutucu (target ladder) denilen hedefleri taşıyan bir parça bulunur ve bu parça saçılma odasının içine monte edilir. Şekil 3.11 te hedef tutucu görülmektedir.

Manyetik öğelerden üçüncüsü ise gelen hüzmeleri yatay yönde birbirinden ayıran ve odaklanmasını sağlayan 'Q1 ve Q2' kuadrupol magnetleridir ve Şekil 3.12 te gösterilmiştir.



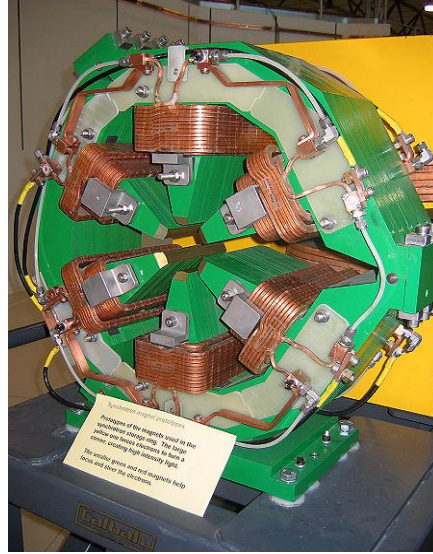
Şekil 3.11: Saçılma odasının içinde bulunan hedef tutucu.

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 [33]. Manyetik öğelerden dördüncüsü ise ‘Sextupol magnetler’ dir.



Şekil 3.12: RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan kuadrupol magnetler.

Yüksek enerjilere çıktığında daha güçlü bir manyetik yönelim meydana geldiğinden dolayı bu magnetler kullanılmaktadır. Şekil 3.13 de RCNP de bulunan bir sextupol magnet görülmektedir.



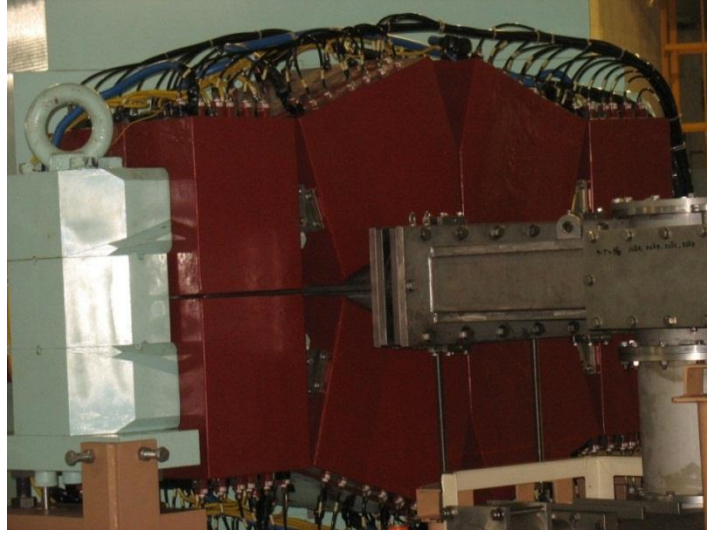
Şekil 3.13: RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan sextupol magnetler.

Manyetik öğelerden beşincisi 'D1 ve D2' dipol magnetleridir. Şekil 3.14 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. Manyetik öğelerden altıncısı ise MP çok kutuplu magnet olup yüksek saçılma açılarıyla gelen sapmaya uğramış hüzmeleri odaklamak için kullanılır.



Şekil 3.14: GR spektrometresinde bulunan D1 ve D2 dipol magnetleri.

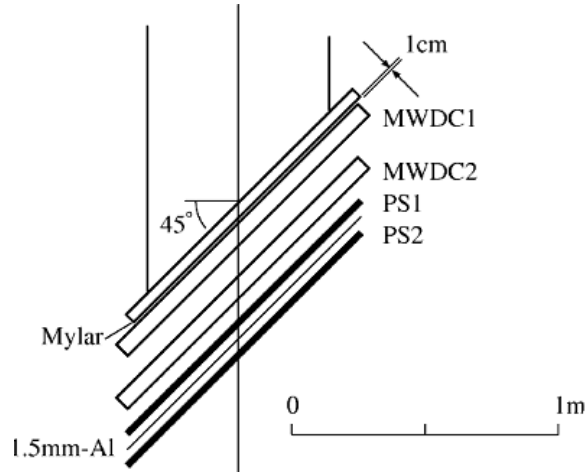
MP magnet içerisinde kuadrupol, sextupol, oktopol, dekapol magnetlerini içerir (Şekil 3.15). D1 ve D2 dipol magnetleri arasına yerleştirilmiştir.



Şekil 3.15: RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan multipol magnet.

3.5. 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.



Şekil 3.16: Odak düzlemi detektörleri.

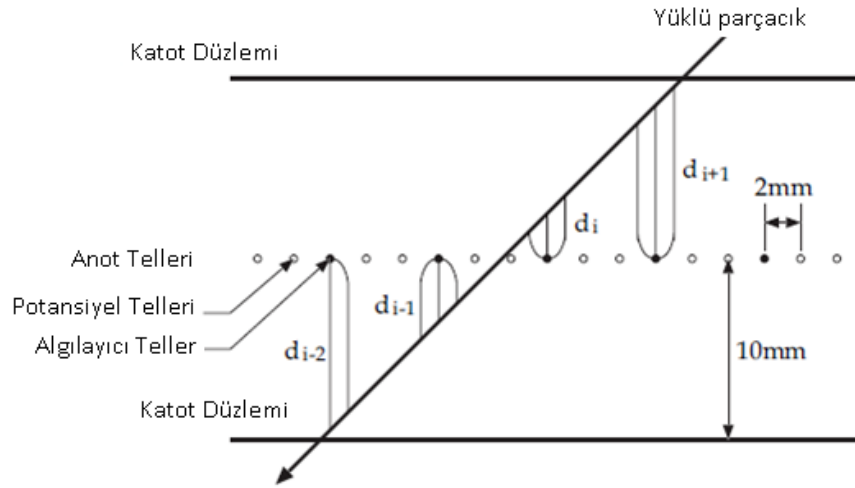
Parçacıklar odak düzlemine 45° lik açı ile geldiği için bu detektörler 45° lik açı ile yerleştirilmiştir. Şekil 3.16 de odak düzlemi detektörleri gösterilmektedir [33].

3.5.1. Çok Sarımlı Sürüklenme Odası (MWDC) Detektörleri

MWDC ler odak düzleminde yüklü parçacıkların yönelimlerini belirlemek için kullanılmaktadır. MWDC lerin, tel düzleminin özellikleri Tablo 3.3 te, tel düzleminin yapısı ise Şekil 3.17 da gösterilmiştir.

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)
Katot 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
Katot	10 μm Karbon-Aramid film
Katot 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

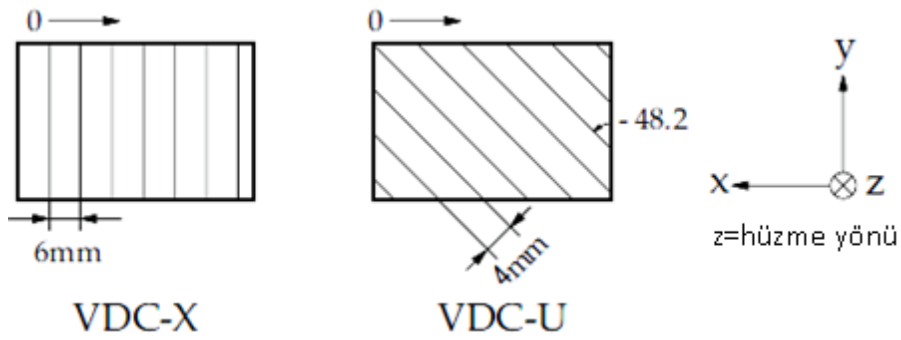


Şekil 3.17: Çok Sarımlı Sürüklenme Odası (MWDC) Detektörleri. Yüklü parçacık yöneliminde katot düzlemi ile anot tellerinin birlikte gösterimi.

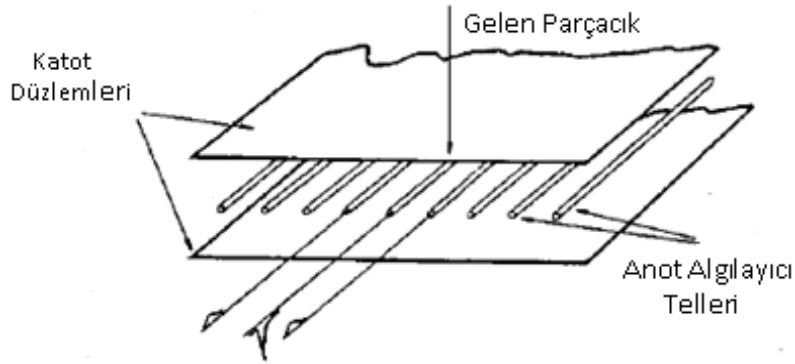
Her bir MWDC üç katot düzlemi ile sıkıştırılmış iki anot düzleminde (X ve U) oluşmaktadır. Her iki tel düzleminin konfigürasyonu ve görünümü Şekil 3.18 ve 3.19 de

gösterilmiştir [33]. 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 katoda 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.



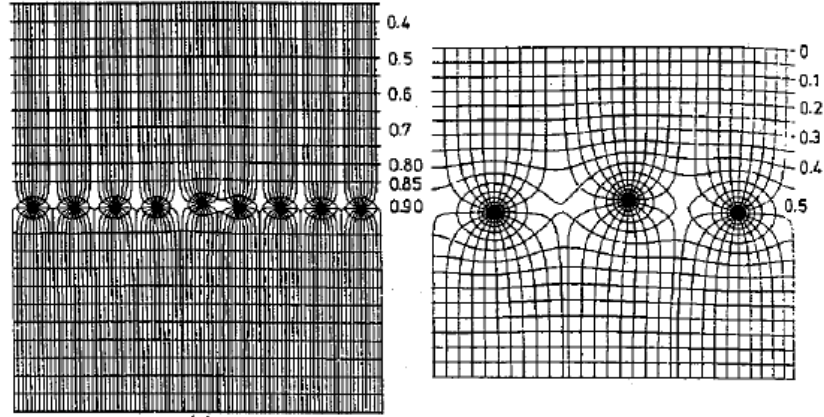
Şekil 3.18: MWDC detektörünün x ve u düzleminin konfigürasyonu.



Şekil 3.19: MWDC detektörünün anot algılayıcı tellerinin görünümü.

Yüklü parçacık çığı 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 [35]. MWDC lerin katot düzlemine -5.6 kV luk yüksek voltaj uygulanır. Katot düzlemine negatif voltaj uygulanırsa, elektrik alan görünümü Şekil 3.20 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.

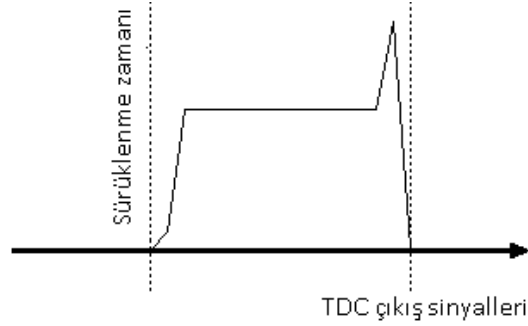


Şekil 3.20: Algilayıcı tellerde oluşan elektrik alan görünümü.

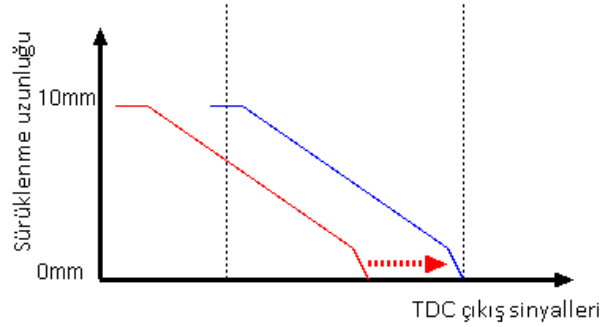
Eğer potansiyel tellerine çok az miktarda -0,3 kV voltaj uygulanırsa anot teline doğru ilerleyen negatif yüklü parçacıkların elektrik alan çizgileri algılayıcı tellere doğru sapar. Algilayıcı tellerin yakınındaki parçacıkların elektrik alan çizgileri daha düzensizdir. Anot teline çok yakın bölgeler dışında 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 (Time to Digital Converter) 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 3.21 te, TDC lerden alınan sinyallerin sürüklenme uzunluğuna bağlılığı ise Şekil 3.22 te, gösterilmiştir. Bu TDC değerleri sadece algılayıcı tellerden alınan sürüklenme zaman bilgilerini içermektedir. Parçacıkların sürüklenme hızı Şekil 3.21 gösterildiği

gibi neredeyse sabittir. Ancak algılayıcı tellerin yakınlığında elektrik alan çizgilerinin düzensiz oluşundan dolayı bir pik gözlenmektedir.



Şekil 3.21: TDC çıkış sinyallerinin sürüklenme zamanına bağlı şekli.



Şekil 3.22: TDC çıkış sinyallerinin sürüklenme uzunluğu bilgisine karşılık şekli.

TDC değerlerinden sürüklenme zamanı bilgileri, zaman bilgilerinden sürüklenme uzunluğu bilgileri elde edilir.

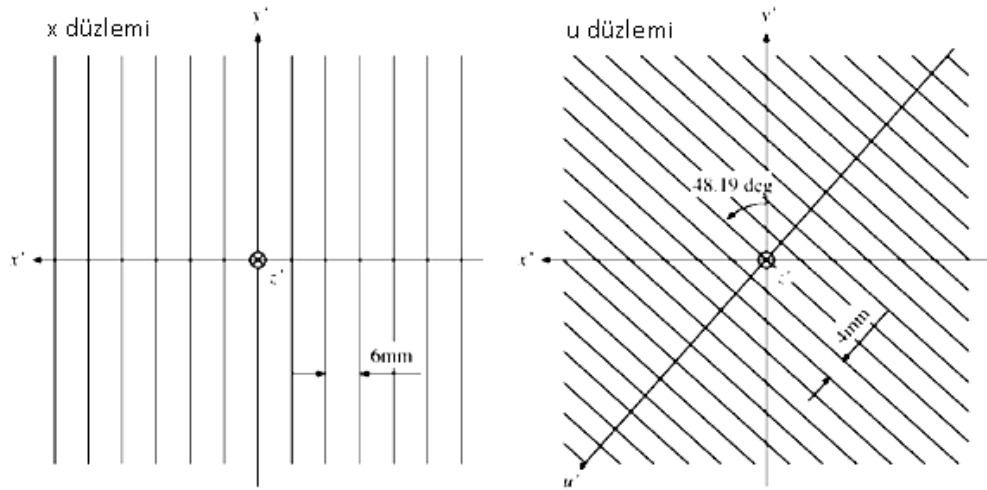
MWDC lere preamplifier (ön yükseltici) lar bulunmaktadır ve her bir preamplifier 16 algılayıcı telden oluşmaktadır. Bu yükselticiler sayesinde algılanabilen zaman bilgileri TDC sinyallerinden elde edilir. Yüklü iyonların pozisyonlarının elde edilmesi için bu sürüklenme zaman bilgisinden yararlanarak sürüklenme uzunluğunun elde edilmesi gerekmektedir. Sürüklenme zaman bilgisi aynı kümeden (en az iki algılayıcı telden) alınan sinyallerden elde edilir. Şekil 3.17 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 telin mesafesini gösterir. Elektronlar $i - 1$. tele doğru hareket ederler ve $i + 1$. tel ters yöne sürüklenir.

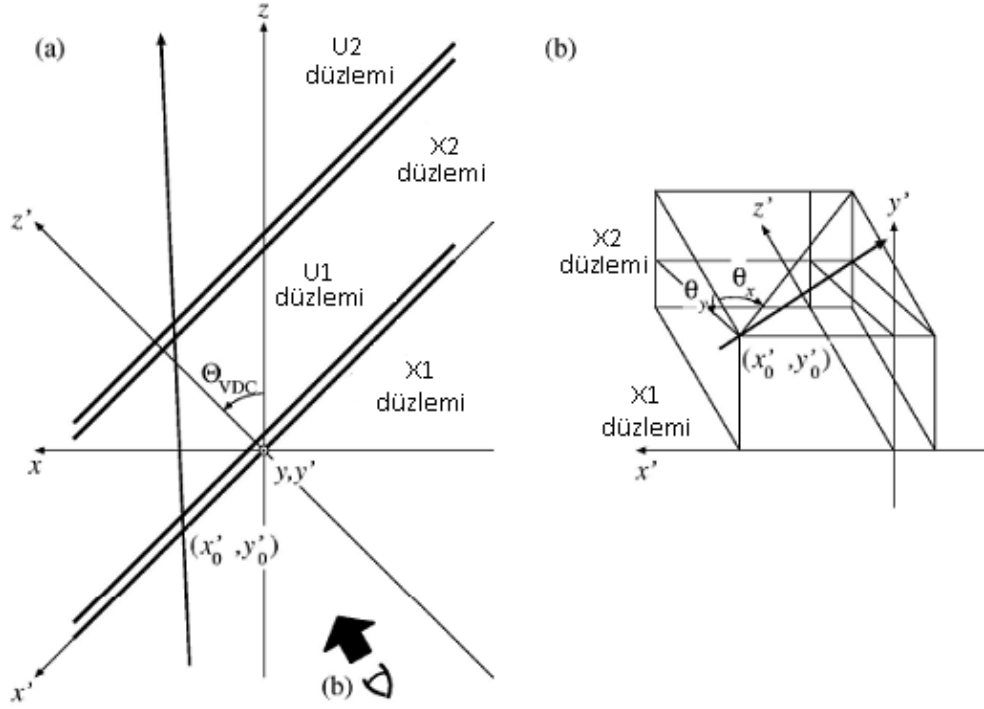
Yüksek alan bölgelerinin üstünde elektronlar çabucak çığ oluşturacak şekilde hızlanırlar. Pozitif iyonlar ise serbesttirler ve sonra çoğalma bölgesinde anot kablosundaki negatif sinyallerle yok olurlar. Anot bölgesindeki sinyaller sadece bir koordinatla ilgili bilgileri aktarabilir. Gelen parçacıkların açıları hakkında kesin bir cevaba ulaşamayız. Bu yüzden ikinci koordinatla yani y koordinatı 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 3.23 de anot düzlemleri için koordinatlar gösterilmiştir.

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.



Şekil 3.23: X ve U anot düzlemlerinin koordinatları.

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 3.24'de gösterilmiştir.



Şekil 3.24: 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.

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

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

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

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

$$x'_0 = p_{x1} \quad (3.7)$$

$$u'_0 = p_{u1} - z'_{u1} \cdot \tan \theta'_u \quad (3.8)$$

$$y = \frac{x'_0}{\tan \theta_\phi} - \frac{u'_0}{\sin \theta_\phi} \quad (3.9)$$

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;

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

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

Şeklinde. 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.

3.5.2. 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. MWDC detektörlerinin arkasına biri 3 mm 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 yayınlarlar. 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.

Denklemden 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;

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

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 (PL ve PR), $I(x)$ ve $I(L - x)$ ile orantılıdır. Bu iki fototüp çıkış sinyallerinin geometrik yapısı Denklem 3.17 de gösterilmektedir.

$$P_m = \sqrt{P_L \cdot P_R} \propto \sqrt{I(x) \cdot I(L - x)} = I_0 \exp\left(-\frac{L}{2l}\right) \quad (3.17)$$

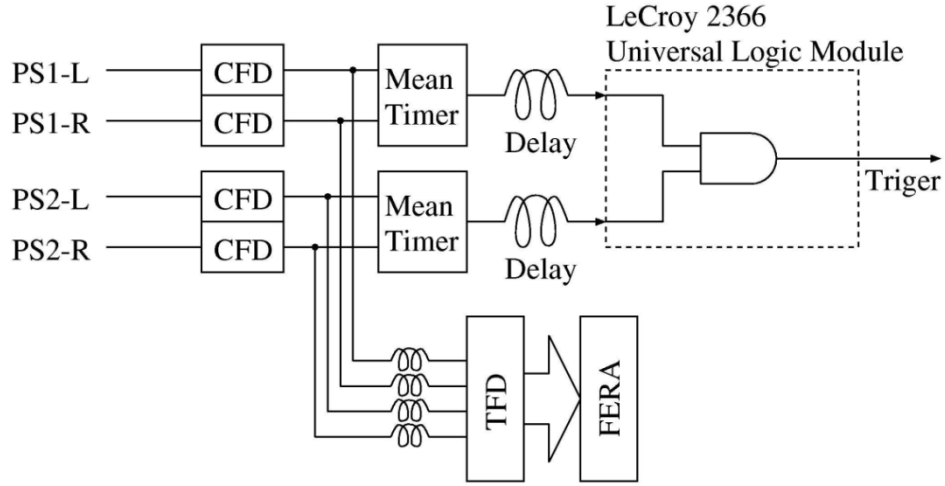
Görüldüğü gibi P_m , x den bağımsızdır ve şiddeti I_0 ile yani ΔE ile orantılıdır. Atomik reaksiyonların uyarılma enerjileri nükleer reaksiyonlara göre ihmal edilecek kadar küçük olduğundan, ${}^3\text{He}^+$ ın enerjisi neredeyse ${}^3\text{He}^{++}$ nın geliş enerjisiyle aynıdır. ${}^3\text{He}^+$ ın odak düzleminin yüksek momentumlu tarafına çarpması beklenir.

3.6. TRIGGER SİSTEMİ

GR spektrometresinin odak düzlemi sintilatörlerinin trigger sistemi Şekil 3.25 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 [30].

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 [30].

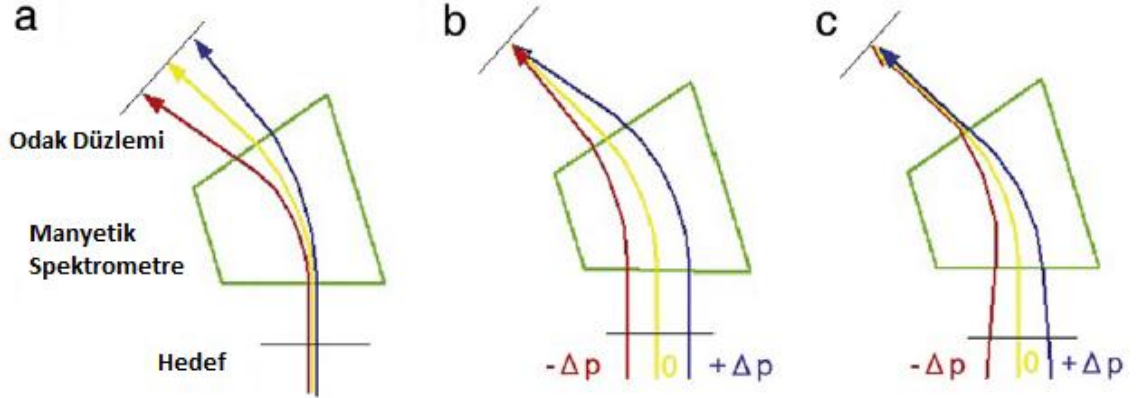


Şekil 3.25: GR spektrometresinin odak düzlemi sintilatörlerinin trigger sistemi.

3.7. HÜZME 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 ($\theta_0, \delta_0, \Theta_0$) 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. Dispersif hüzmenin δ_0 momentum terimi θ_{fp} de çok büyük belirsizliği de beraberinde getirir. Şekil 3.26 hüzmenin θ_0 derecedeki saçılmalarında odak düzleminde oluşturduğu farklı momentum dağılımlarını göstermektedir.



Şekil 3.26: Hüzme eşleştirme teknikleri, a) akromatik hüzme taşınımı, b) yatay dispersiyon eşleştirilmesi, c) yatay ve açısall dispersiyon eşleştirilmesi.

Şekil 3.26.a da hüzme, hedef pozisyonuna kadar akromatik olarak taşınır. Çünkü hızlandırıcıdan çıkan hüzmelerin 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 3.26.b de yatay dispersiyon hüzme taşınması eşleştirilmesi uygulanır.

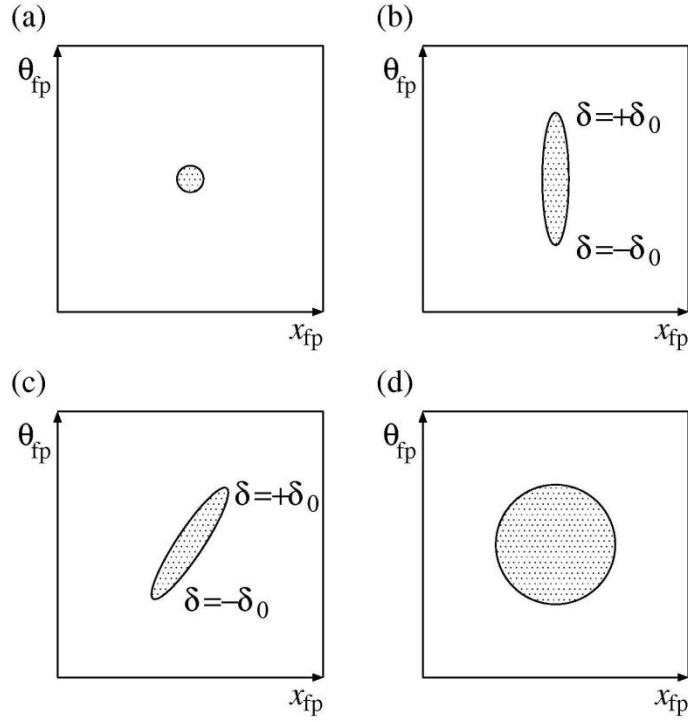
Hedef pozisyonunda farklı momentumlara sahip hüzmeler için dispersif monokromatik odaklama kullanılır. Hedefteki dispersiyon, spektrometrenin dispersiyonu ile telafi edilir. Dispersif modda farklı momentumlara ve enerjilere sahip olan parçacıklar spektrometre yardımıyla tek bir noktada birleşir ve farklı hüzme enerjileri odak düzleminde engellenir. Bu olay sadece yatay dispersiyon tekniğini gösterir. Bu teknikte parçacıklar saçılma açılarının aynı olmasına rağmen odak düzleminde açısall belirsizlikler bulunur. Şekil 3.26.c de yatay açısall dispersiyon eşleştirme hüzme taşınması gösterilmektedir. Hedef pozisyonunda farklı momentumlara sahip parçacıkların açısall belirsizliklerini ortadan kaldırmak için açısall eşleştirme tekniği uygulanmaktadır [8].

3.8. ZAYIFLATILMIŞ HÜZME (FAINT BEAM) METODU

Yüksek rezolüsyon elde etmek için eşleştirme şartlarının uygulanmasına rağmen etkin malzemelerin sınırlı oluşu tekniksel ayarlamalarda zorluklar yaratmaktadır. Hüzme hattı, hedef pozisyonunda ve odak düzleminde ZnS hedefi ile kontrol edilmektedir. Hüzmenin büyüklüğüne bakarak dispersiyon eşleştirmesinin iyi bir şekilde uygulandığı tahmin edilemez. Çünkü odaklanmamış hüzme, dispersiv hüzme kadar yayılım yapar ve yeteri kadar momentum yayılımı elde edilemez. Bu yüzden GR spektrometresi için basit ve hızlı bir metod uygulanmaktadır [15].

Gelen hüzmenin şiddeti nA mertebesinde olmasına rağmen bu hüzme standart odak düzlemi detektörleri ile ölçülemez, hem hedef pozisyonunda hem de detektör sisteminde hasara neden olabilir. Zayıflatılmış hüzme kullanılmazsa hüzme 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 hüzme) metodu adını taşımaktadır.

Zayıflatılmış hüzme metodu WS hüzme hattı için ve GR spektrometresi için tanımlanmıştır. Bu metotta hüzme akımı, hüzme hattı odak düzleminde örgü azaltıcılar kullanılarak azaltılmaktadır (103 parçacık/sn). Kullanılan hüzme düşük şiddete rağmen aynı momentum saçılımına ve yayılımına neden olarak zayıflatılmış hüzme olarak odak düzlemi detektörlerinde sayılır. Zayıflatılmış hüzme WS hüzme hattı üzerinde odak noktasında ve hedef pozisyonunda hüzme görünüşünde ince küçük bir floresana sahiptir. Zayıflatılmış hüzme tekniğinin farkına varılıp varılmadığı ise boş hedef kullanılarak anlaşılır. WS hüzmesi her adımın sonunda hedefin momentumuna ve pozisyonuna bağlı olarak yatay ve düşey yönlerde odaklanır. Eğer bölüm 3.7 da anlatılan bu üç eşleştirme şartı sağlanırsa $X_{fp} - \theta_{fp}$ saçılma şekli incelenebilir ve odak düzleminde Şekil 3.27(a) da gösterildiği gibi hüzmenin pozisyonu ve saçılma açısı minimum olacak şekilde bir görüntü oluşur.



Şekil 3.27: (a) Odak düzleminde akromatik hüzme taşınım şartı, yatay ve açısal dispersiyon eşleştirmesi uygulandığında oluşan görüntü. (b) Akromatik hüzme taşınım şartı ve yatay dispersiyon eşleştirme şartı uygulandığında oluşan görüntü. (c) Akromatik hüzme taşınım. (d) Hiçbir başlangıç şartı olmadığında.

Eğer sadece akromatik hüzme taşınımı ve yatay dispersiyon eşleştirme şartları sağlanır, fakat açısal dispersiyon eşleştirmesi sağlanmazsa odak düzleminde Şekil 3.27(b) deki gibi uzatılmış elips şeklinde bir θ_{fp} genişliği oluşur. Sadece akromatik hüzme taşınım şartı uygulanırsa Şekil 3.27(c) de gösterildiği gibi farklı momentumlara sahip parçacıklar odak düzleminde farklı kesişme noktalarına sahip olup elips şeklinde bir görünüm alırlar. Hiçbir başlangıç şartı olmadan $X_{fp} - \theta_{fp}$ dağılımı odak düzleminde Şekil 3.27(d) de gösterildiği gibidir [8].

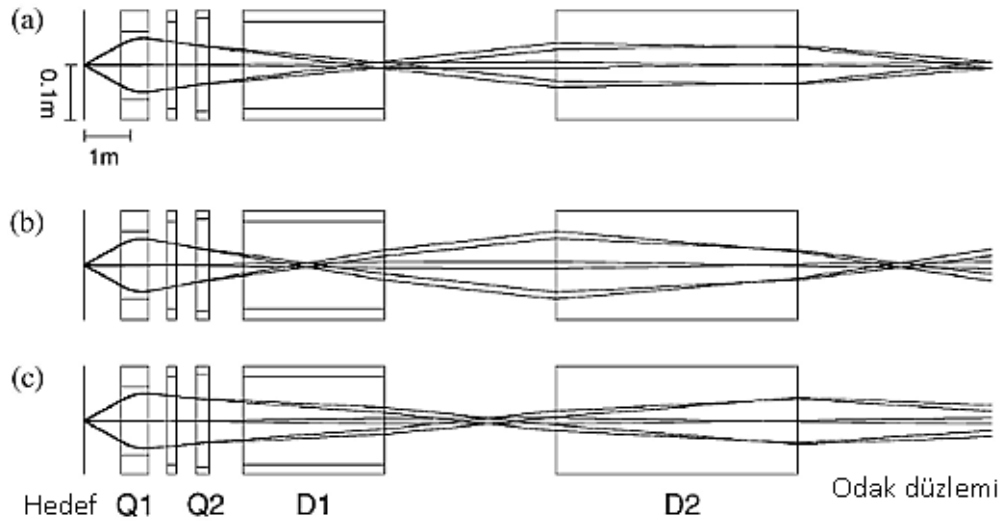
3.9. DÜŞEY YÖNDE OFF-FOCUS (ODAKLAMA DIŞI) MODU

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 3.28 da normal odaklama ve off-focus modlarının gösterimi bulunmaktadır. Parçacıkların yörüngesi, düşey yönde hedef pozisyonundan odak düzlemine kadardır. Şekil 3.28.a da normal focus modda hedef pozisyonundaki geniş düşey saçılma açısına rağmen odak düzleminde açısal dağılım çok azdır.

Bu yüzden gelen hüzmelerin pozisyonlarını seçmek oldukça zordur. Ayrıca pozitif yönde saçılan hüzmeler 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 $\Delta y \cdot \Delta \varphi$ korunmalıdır. Şekil 3.28.a da görüldüğü gibi odak düzleminde hem Δy , hem $\Delta \varphi$ daha küçük bir yayılım yapmaktadır.



Şekil 3.28: a) normal focus, b) over focus, c) under focus mod.

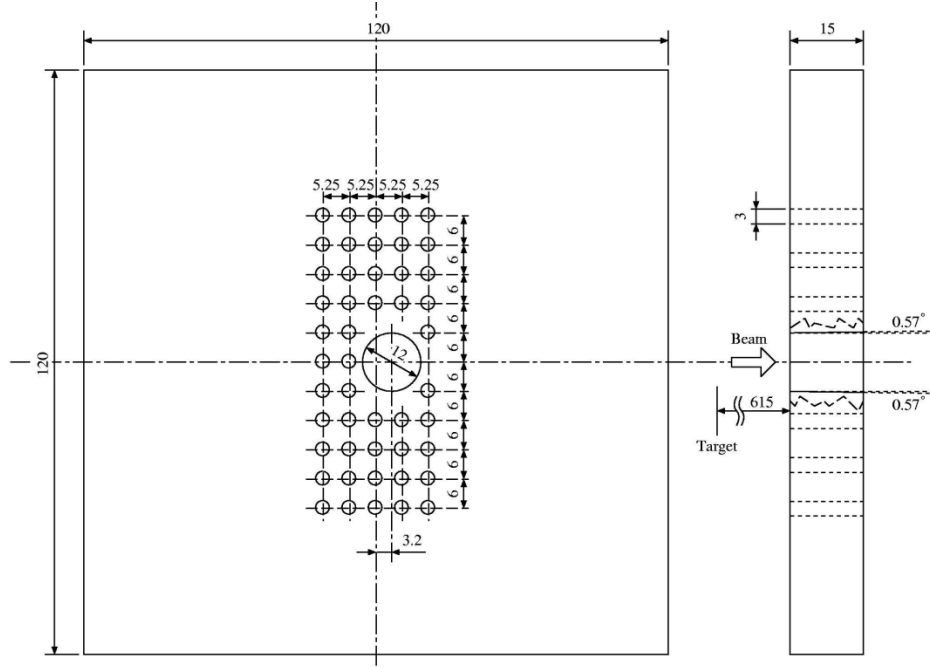
Şekil 3.28.b de over focus modda parçacıkların saçılma açıları odak düzlemindeki dispersif açıları ile hemen hemen aynıdır ve $\Delta y \cdot \Delta \varphi$ korunumu sağlanmaktadır. Odak düzlemindeki normal görüntü sayesinde açısal kalibrasyon yapılabilir, yani parçacıkların saçılma açıları belirlenebilir. 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 3.28.c de under focus modda Δy , $\Delta\phi$ 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 [15].

3.10. 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.



Şekil 3.29: Çok delikli süzgeç.

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 tez çalışmasına konu olan RCNP Araştırma Merkezinde yapılan “High-resolution Gelen parçacıkların odak düzlemindeki açı bilgileri hakkında bilgi edinebilmek için Şekil 3.29 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 hüzmelerin odak düzleminde açı bilgileri süzgeçten geçen parçacıkların X_{fp} ve Y_{fp} pozisyon bilgilerinden elde edilir.

3.11. DENEYSEL ŞARTLAR

(${}^3\text{He}, t$) studies of Gamow-Teller transitions from various nucleus” deneyinde teze konu olan vanadyum izotoplarına ait deneysel şartlar Tablo 3.4 te özetlenmiştir. ${}^3\text{He}^{+2}$ hüzmesi AVF siklotronunda 65 MeV enerji değerine kadar ön hızlandırıldıktan sonra halka siklotronunda istenilen 420 MeV enerji değerine kadar hızlandırılmıştır.

Hüzmelerin 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 kullanılan hedefe 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 ve 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.

Tablo 3.4: Genel deneysel şartlar.

Hüzme	${}^3\text{He}^{+2}$
Hüzme enerjisi	420 MeV
Hedefler	${}^{46,47,48,48,49,50}\text{Ti}$
${}^{46}\text{Ti}$ Hedef kalınlığı	0.92 mg/cm ²
${}^{47}\text{Ti}$ Hedef kalınlığı	0.503 mg/cm ²
${}^{48}\text{Ti}$ Hedef kalınlığı	0.85 mg/cm ²
${}^{49}\text{Ti}$ Hedef kalınlığı	1.736 mg/cm ²
${}^{50}\text{Ti}$ Hedef kalınlığı	0.435 mg/cm ²
${}^{46}\text{Ti}$ 'nin tabi bolluğu	%8.25
${}^{47}\text{Ti}$ 'nin tabi bolluğu	%7.44
${}^{48}\text{Ti}$ 'nin tabi bolluğu	%73.72
${}^{49}\text{Ti}$ 'nin tabi bolluğu	%5.41
${}^{50}\text{Ti}$ 'nin tabi bolluğu	%5.18
${}^{46}\text{Ti}$ Reaksiyon Q değeri	-7.070 MeV
${}^{47}\text{Ti}$ Reaksiyon Q değeri	-2.949 MeV
${}^{48}\text{Ti}$ Reaksiyon Q değeri	-4.033 MeV
${}^{49}\text{Ti}$ Reaksiyon Q değeri	-0.620 MeV
${}^{50}\text{Ti}$ Reaksiyon Q değeri	-2.225 MeV
Hüzme akımı	30 nA
GR laboratuvar açısı	0°

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 Vanadyum izotoplarının 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) metodu 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

Bu tez çalışmasında 420 MeV reaksiyon enerjisinde $^{46,47,48,49,50}\text{Ti}({}^3\text{He},t)$ CE reaksiyonu ile elde edilen *pf*-kabuk bölgesi çekirdeklerinden vanadyum izotoplarının $^{46,47,48,49,50}\text{V}$ *B*(GT) dağılımları incelemek 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 [37]. Linux işletim sistemi altında çalışan PAW, fortran ve C programlama dili temelli bir istatistik grafik paketidir.

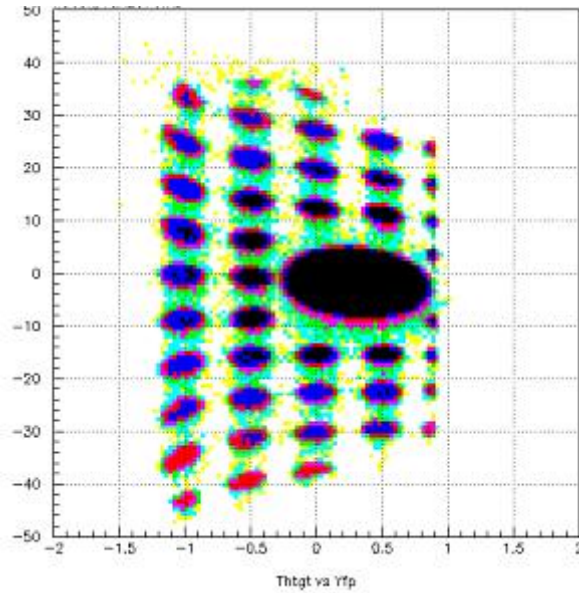
Analiz çalışmaları için Osaka Üniversitesi RCNP Araştırma Merkezinde bulunan uzman bilim adamları C programlama dilinde yazdıkları ve geliştirdikleri software programlarını kullanmaktadırlar. Bu software programında (${}^3\text{He},t$) reaksiyonu sonucunda oluşan tritonlar ve ürün çekirdek $^{46,47,48,49,50}\text{V}$ un duyarlı spektroskopik analizini yapmak için, kullanılan hüzmelerin belli koşulları sağlaması gerekmektedir. Hüzmelerin açısal 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 ($\theta\phi$) doğrultusunda yayınlanan giden parçacığı kaydetmek için bir detektör yerleştirilirse, detektör hedef çekirdekte küçük bir katı açı tanımlar bu nedenle giden parçacıkların tümü gözlenmez. Ayrıca giden parçacıklar tüm doğrultularda eş yönlü yayınlanmazlar θ ve ϕ ye bağlı bir açısal dağılıma sahip olurlar.

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 $x_{fp} - \theta_{tgt}$ ve $x_{fp} - \phi_{tgt}$ histogramlarının analizi, açı kalibrasyonları ile yapılmaktadır. Açı kalibrasyonunun yanında enerji kalibrasyonu da gereklidir. Enerji

kalibrasyonu için spektrumu bilinen standart bir kaynak kullanılır. Ayrıca alınan spektrumlardan niceliksel sonuçlara gidebilmek için spektrumların değerlendirilmesi gerekmektedir. PAW da bir spektrumu değerlendirebilmek için, önce ^{46,47,48,49,50}V spektrumları için enerji ve açı kalibrasyonlarının belirli hedef çekirdekler kullanılarak yapılması gerekmektedir. Aksi takdirde deneyden elde edilen ham data hiçbir anlam taşımaz. Bu nedenle RCNP de geliştirilen bu software programlarının anlamları ve işleyişlerinin öncelikle iyi öğrenilmesi gerekmektedir.

4.1.1. Açı Kalibrasyonu

Yukarıda belirtildiği gibi hedef pozisyonunda yatay saçılma açısının hassas ölçümlerinin tespiti için (θ_{tgt} ve ϕ_{tgt}) açı bilgilerine ihtiyacımız vardır. Açısal dağılım eşleştirme tekniği ve over-focus mode kullanılarak bu yatay ve düşey saçılma açıları sırasıyla θ_{fp} ve y_{fp} ne karşılık gelmektedir. Saçılma açısının kalibrasyonu 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 ve 605.5 mm aşağısına yerleştirilmiştir.



Şekil 4.1: Çok delikli süzgeç kullanılarak elde edilen iki boyutlu histogram. X eksenini yatay saçılma açısı θ_{tgt} ve y eksenini ise odak düzleminde izdüşüm pozisyonu y_{fp} dır.

Çok delikli süzgeç kullanılarak elde edilen θ_{tgt} ve y_p iki boyutlu histogram Şekil 4.1 de gösterilmiştir.

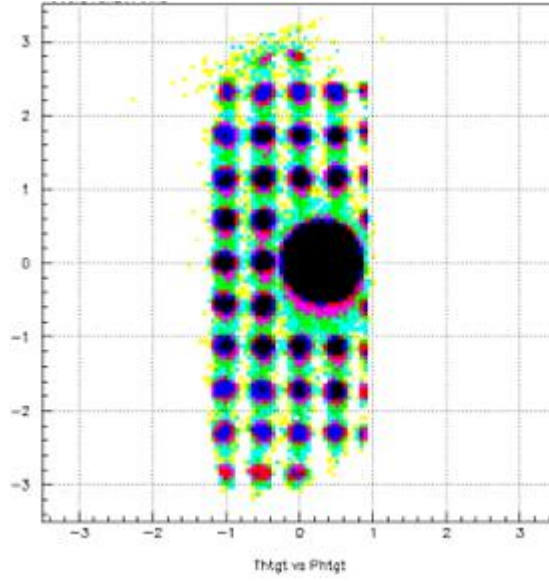
RCNP Araştırma Merkezinde gerçekleştirilen $^{46,47,48,49,50}\text{Ti}({}^3\text{He},t)$ CE reaksiyonu ile elde edilen vanadyum izotoplarının $^{46,47,48,49,50}\text{V}$ açılı kalibrasyonu için $70\ \mu\text{m}$ kalınlığa sahip ${}^{13}\text{CH}_2$ hedefi kullanıldı. Şekil 4.1 de gösterildiği gibi sağ düşey tarafta bulunan delikler sol düşey tarafta bulunan deliklerden daha dardır çünkü bölge GR spektrometresinin algıladığı bölgenin dışında kalmaktadır. Hedef pozisyonundaki yatay saçılma açısı θ_{tgt} , θ_{fp} açılarının izdüşümüyle üç merkezi düşey sütun delikleri kullanılarak kalibre edildi. θ_{fp} den θ_{tgt} a açı değeri oranı -0.42 dir ve bu oran x_{fp} den bağımsızdır. Hedef pozisyonundaki düşey saçılma açısı ϕ_{tgt} ise deliklerin şekillerinin düşey koordinatlarına göre odak düzlemindeki düşey pozisyon y_{fp} bilgilerinden yararlanılarak kalibre edildi. x_{fp} , θ_{tgt} ($= -0.42 \theta_{fp}$) ve y_{fp} değerlerine bağlı olan a_{ijk} parametresi kullanılarak, ϕ_{tgt} in lineer kombinasyonlarla elde edildiğini varsaydığımız eşitlik Denklem 4.1 de verilmektedir.

$$\phi_{tgt} = y_{fp} + \sum_{i=0}^1 \sum_{j=1}^3 \sum_{k=0}^1 a_{ijk} x_{fp}^i \theta_{tgt}^j y_{fp}^k \quad (4.1)$$

Her bir delik için, ölçülen x_{fp} , θ_{tgt} ve y_{fp} değerleri ve bilinen ϕ_{tgt} değerleri kullanılarak a_{ijk} katsayıları elde edildi. Bu katsayılar kullanılarak yapılan düzeltmeden sonra elde edilen iki boyutlu histogram şekil 4.2 de verilmiştir.

0° derecede mevcut olayların sayısı maksimum değer gösterirken yüksek açılarda bu sayı azalmaktadır. Hedefteki hüzmeye pozisyonu zamana bağlı olduğundan, 0° derecede $\Theta = \sqrt{(\theta_{tgt}^2 + \phi_{tgt}^2)}$ atomik CE reaksiyonundan kaynaklanan keskin ileri-pik olan (forward-peaked) ${}^3\text{He}^+$ olayları kullanılarak her bir deneysel data için ayarlanmıştır.

İyi bir açılı 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.



Şekil 4.2: Software düzeltme uygulandıktan sonra elde edilen θ_{tgt} ve ϕ_{tgt} iki boyutlu histogramı.

Ayrıca Şekil 3.16 da gösterildiği gibi odak düzlemindeki detektörlerin yerleşiminden dolayı parçacıkların saçılma açılarının yatay ve düşey bileşenlerine (θ_{tgt} ve ϕ_{tgt}) bağlı olarak pozisyonlarında belirsizlikler bulunmaktadır.

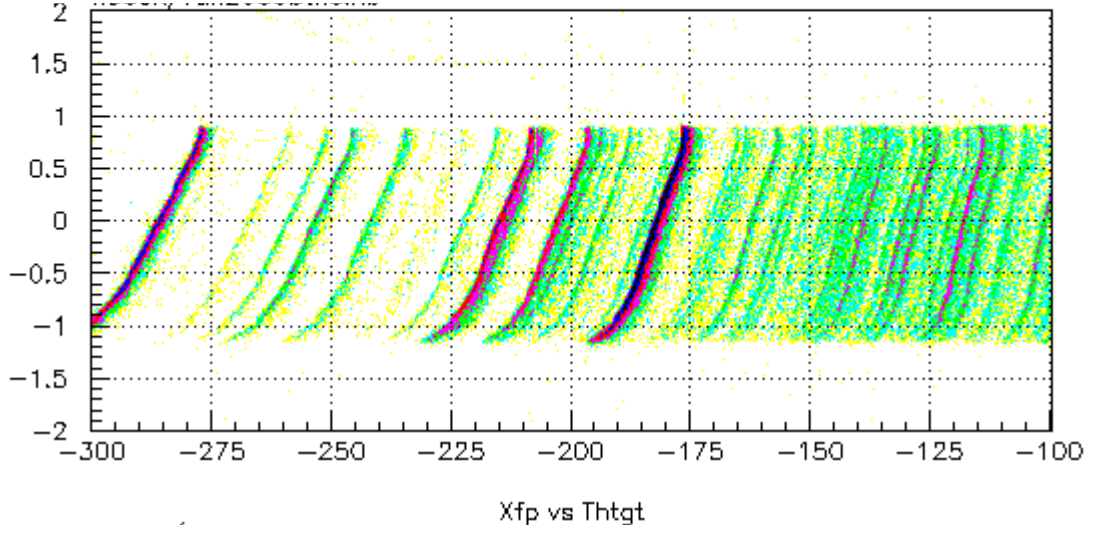
Bu adımda amaç -0.5° , 0° ve 0.5° açı değerlerinde parçacıkların izdüşümlerini orta noktada gösterebilmek için doğru fonksiyonu analiz programında tanımlamaktır.

4.1.2. Yüksek Mertebeli Sapmaların Düzeltilmesi ve Odak Düzlemindeki Kinematikler
 $^{46,47,48,49,50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{46,47,48,49,50}\text{V}$ reaksiyonunda 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 ^{50}V çekirdeğinin açı kalibrasyonu yapıldıktan sonra elde edilen $x_{fp} - \theta_{tgt}$ 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 ^{50}V 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 GR spektrometresindeki dipol magnetin 1.7 T lık manyetik gücünden dolayı ekstra eğrilik meydana gelir. $x_{fp} - \theta_{tgt}$ histogramı ^{50}V çekirdeği için düzeltme yapılmadığı durumda Şekil 4.3 te gösterildiği gibidir.

Oluşan bu eğrilik spektrometrenin MP multipole magneti ile düzeltilmelidir fakat manyetik alan bu düzeltme için yeterli değildir.



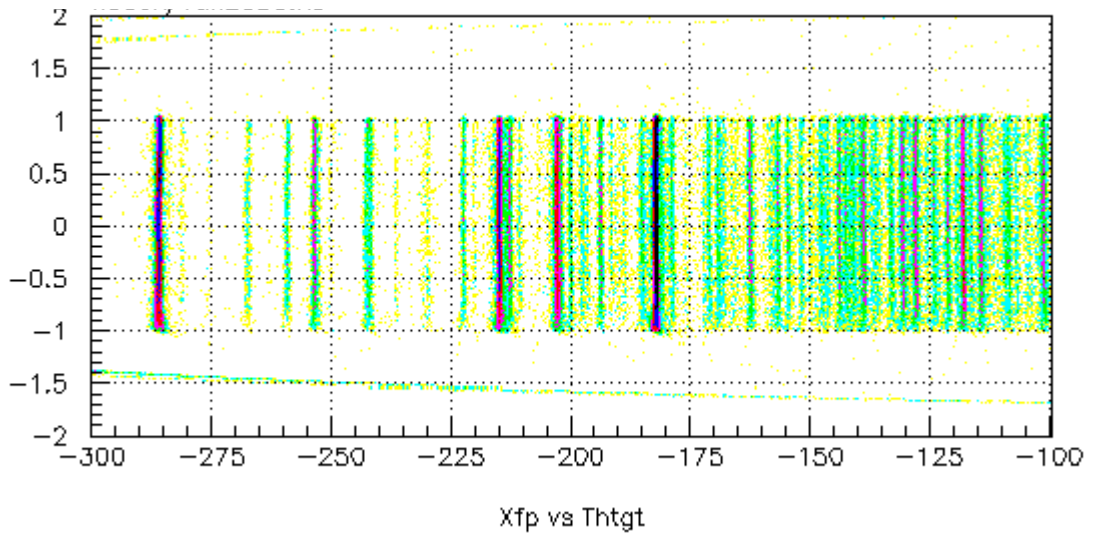
Şekil 4.3: ^{50}V datasında software düzeltme parametreleri uygulanmadan önce elde edilen $x_{fp} - \theta_{tgt}$ iki boyutlu histogram.

Bu yüzden bu pikler software analiz programı kullanılarak ^{50}V 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.

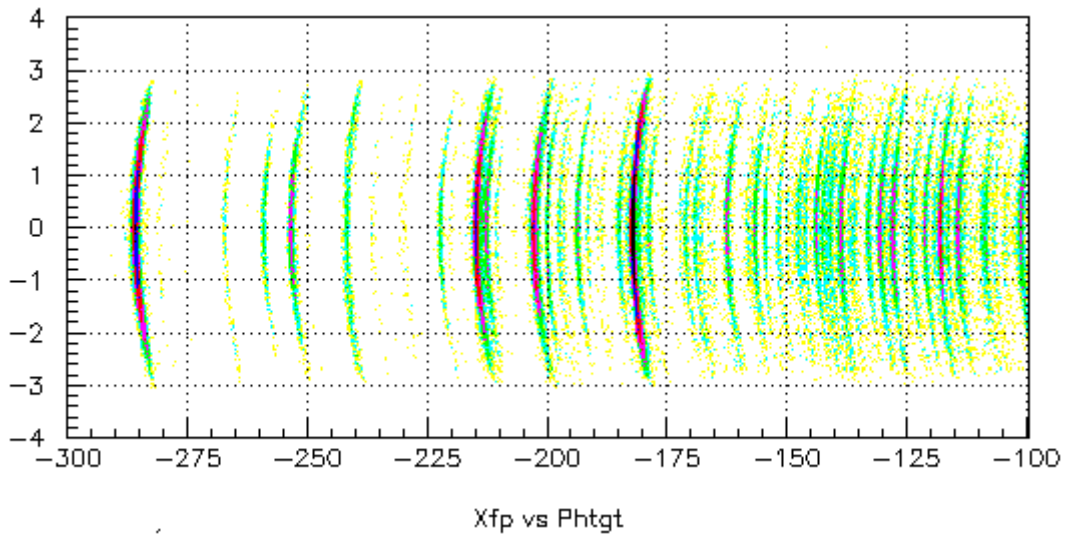
$$x'_{fp} = x_{fp} + \sum_{i=0}^2 \sum_{j=1}^4 b_{ij} x_{fp}^i \theta_{tgt}^j \quad (4.1)$$

Bu denklemde 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 θ_{tgt} katsayısı belirlenir.

Bu şekilde ^{50}V datasında $x_{fp} - \theta_{tgt}$ için software programı ile düzeltilen histogram Şekil 4.4 de gösterilmiştir. Her bir çizgi düzeltildi ve dolayısıyla daha iyi rezolüsyon elde edildi. Bu $x_{fp} - \theta_{tgt}$ düzeltmesinin asıl amacı $x_{fp} - \phi_{tgt}$ histogramının piklerini daha belirgin hale getirebilmektir. Çünkü $x_{fp} - \theta_{tgt}$ histogramında yapılan düzeltme $x_{fp} - \phi_{tgt}$ histogramının piklerini de etkiler. İkinci bir adım olarak rezolüsyonun daha da iyi olması için $x_{fp} - \phi_{tgt}$ histogramının da düzeltilmesi gerekmektedir. $^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$ reaksiyon kinematikleri nedeniyle farklı momentumlu parçacıklar farklı ϕ_{tgt} pozisyonuna gelir.



Şekil 4.4: ^{50}V datasında $x_{fp} - \theta_{tgt}$ için software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen histogram.

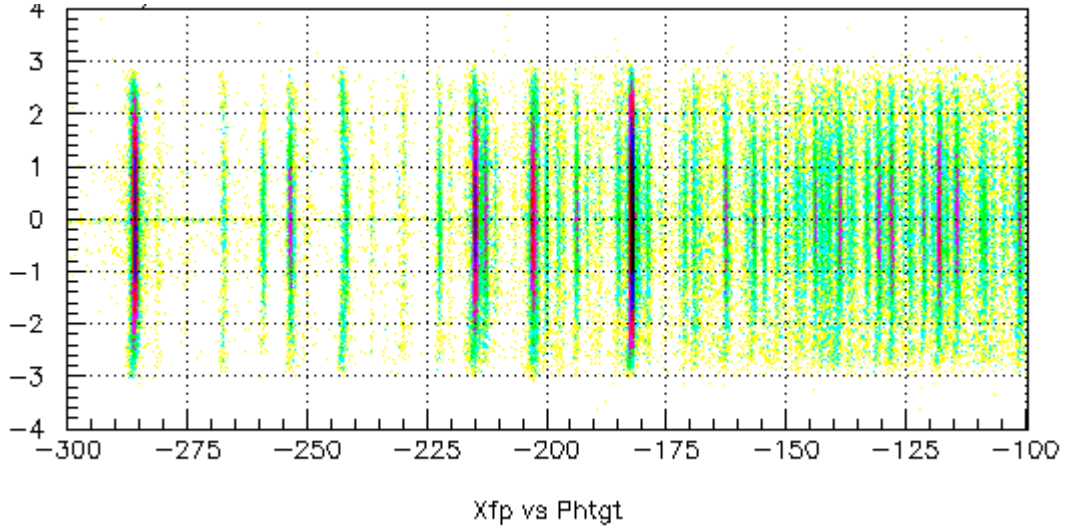


Şekil 4.5: ^{50}V datasında software düzeltme parametreleri uygulanmadan elde edilen $x_{fp} - \phi_{tgt}$ iki boyutlu histogram.

ϕ_{tgt} over-focus modda Y_{fp} e karşılık geldiği için x_{fp} , y_{fp} e bağlıdır. Açı kalibrasyonundan dolayı y_{fp} , ϕ_{tgt} olarak değiştirildi. $x_{fp} - \phi_{tgt}$ iki boyutlu histogramının düzeltme yapılmamış hali Şekil 4.5 de gösterilmektedir. x_{fp} için birinci dereceden, ϕ_{tgt} için ikinci dereceden düzeltme yapıldığını farz ederek ϕ_{tgt} için düzeltme matrisi c_{ij} Denklem 4.2 de uygulandı.

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

Şekil 4.6 da ise $x_{fp} - \phi_{tgt}$ için düzeltilmiş histogram gösterilmektedir.



Şekil 4.6: ^{50}V datasında $x_{fp} - \phi_{tgt}$ için software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen histogram.

(^3He , t) reaksiyonuyla elde edilen spektrumlarda iyi bir enerji rezolüsyonu elde edebilmek için yüksek uyarılma enerji bölgelerini içine alacak şekilde düzeltme yapabilmek çok önemlidir.

^{46}Ti çekirdeğinin ($^3\text{He}, t$) reaksiyon Q değeri -7.070 MeV, ^{47}Ti çekirdeğinin -2.949 MeV, ^{48}Ti çekirdeğinin -4.033 MeV, ^{49}Ti çekirdeğinin -0.620 MeV, ^{50}Ti çekirdeğinin -2.225 MeV [38] dir. Hedef kalınlıkları ise ^{46}Ti çekirdeği için 0.92 mg/cm², ^{47}Ti çekirdeği için 0.503 mg/cm², ^{48}Ti çekirdeği için 0.85 mg/cm², ^{49}Ti çekirdeği için 1.736 mg/cm², ^{50}Ti çekirdeği için 0.435 mg/cm² dir.

Yukarıda verilen bilgilere göre reaksiyon Q değeri en büyük olan ^{46}Ti çekirdeğinin yüksek uyarılma enerji bölgesinde birçok seviyesi vardır. Düşük enerji bölgesinde ise Q

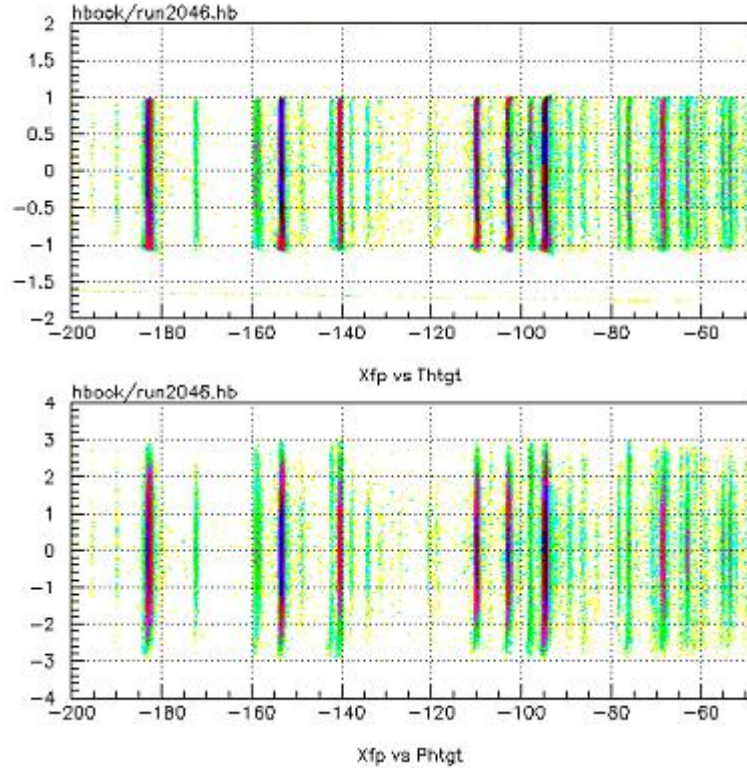
değeri küçük olan ^{50}Ti çekirdeğinin birçok piki vardır. Diğer yandan ^{49}Ti çekirdeğinin Q değeri ise en düşüktür fakat hedef kalınlığı fazladır ve dolayısıyla rezolüsyonu fazladır. Bu nedenle bu çekirdeğin seviyelerine düzeltme uygulayabilmek oldukça zordur. İşte bu gibi zorlukların üstesinden gelebilmek adına vanadyum izotopları için yüksek mertebeli sapmaların ve kinematiklerin düzeltilmesi için evrensel düzeltme parametreleri kullanıldı.

Düşük enerji bölgesi için ^{50}V spektrumundaki iyi ayrılmış piklere ait düzeltme parametreleri elde edildi. Diğer yandan yüksek enerji bölgesi için ise ^{46}V spektrumundaki iyi ayrılmış piklere ait düzeltme parametreleri elde edildi. Bu iki bölge parametreleri birleştirilerek kütle numarası $A=46-50$ olan çekirdekler için evrensel düzeltme parametreleri elde edildi ve bu parametreler kullanılarak tüm vanadyum çekirdeklerinin $x_{fp} - \theta_{tgt}$ ve $x_{fp} - \phi_{tgt}$ iki boyutlu histogramları elde edildi.

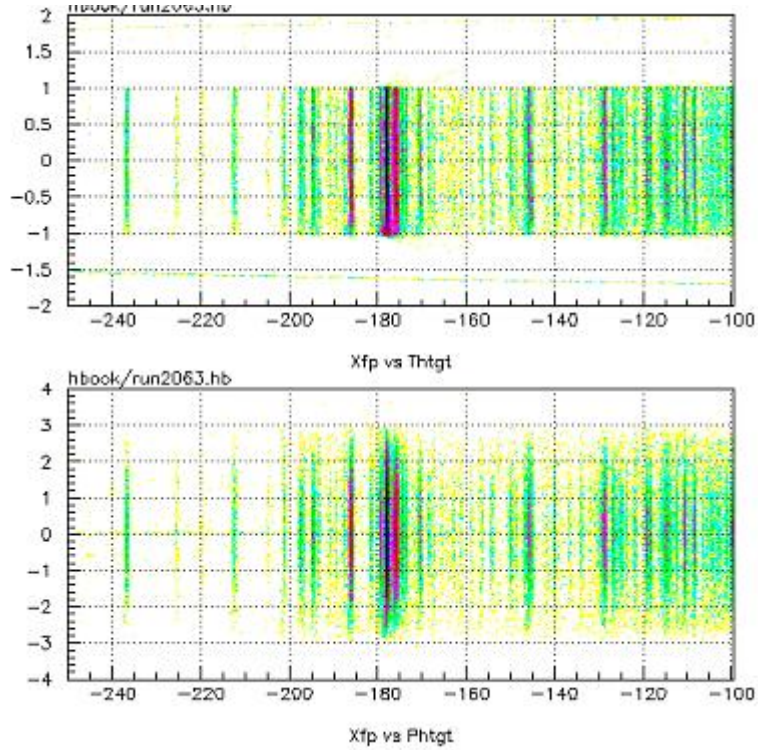
Ancak bu parametrelerin $A=46-50$ kütle numarası bölgesindeki çekirdekte uygulanabilmesi için kinematik etkinin kütle numarasına bağlılığına dikkat edilmelidir. Kütle numarası $A=46-50$ arasında kütle artışı yaklaşık %8.5 dır.

$A=46$ ve $A=50$ kütle numaraları arasındaki kinematik fark ise %4 ten azdır. Bu nedenle tüm vanadyum izotopları için ^{46}V ve ^{50}V çekirdeklerinin piklerinin düzeltme parametrelerinin birleşiminden elde edilen evrensel düzeltme parametreleri kullanıldı. $^{46,47,48,49}\text{V}$ izotopları için $x_{fp} - \theta_{tgt}$ ve $x_{fp} - \phi_{tgt}$ düzeltmeleri Şekil 4.7 den 4.10 a kadar gösterilmektedir.

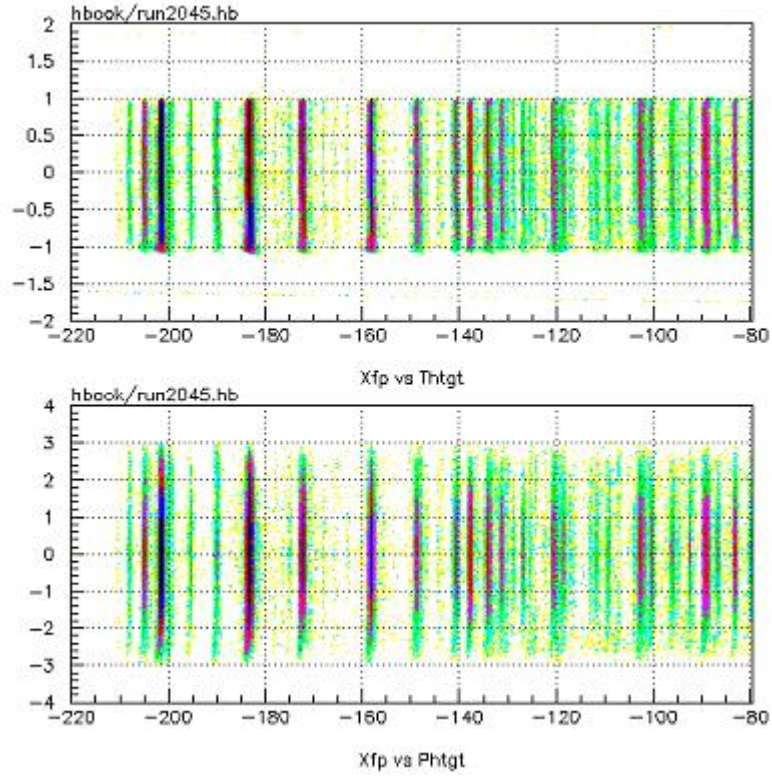
Bu düzeltmeler sonucunda belirli ayrılmış $\Theta = 0^\circ-0.5^\circ, 0.5^\circ-0.8^\circ, 0.8^\circ-1.2^\circ, 1.2^\circ-1.6^\circ, 1.6^\circ-2^\circ$ reaksiyon saçılma açısı değerlerinde yüksek rezolüsyonlu spektrumlar $^{46,47,48,49,50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{46,47,48,49,50}\text{V}$ reaksiyonu için ölçülmüştür.



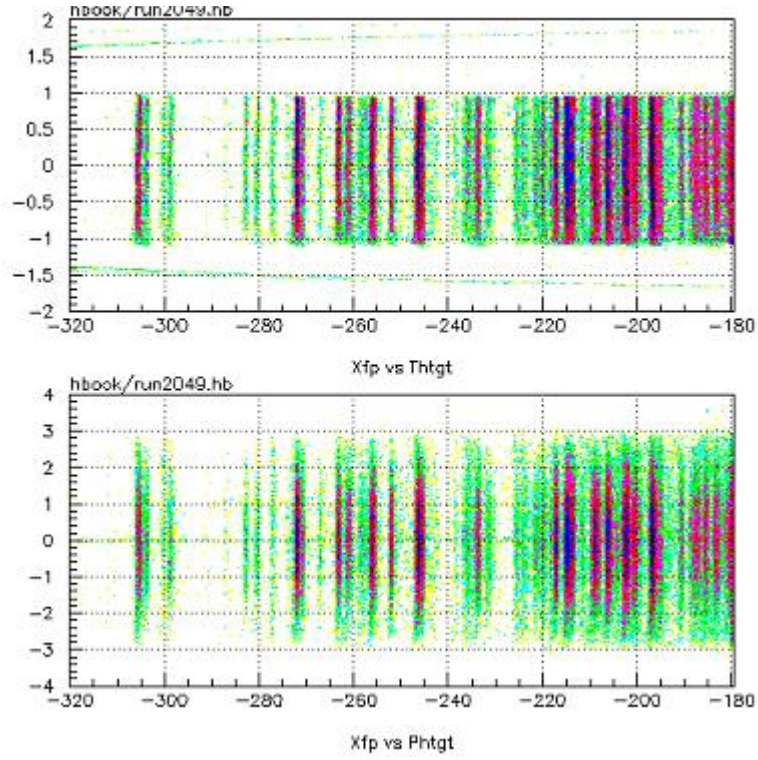
Şekil 4.7: ^{46}V datasına ait histogram. $x_{fp} - \theta_{tgt}$ ve $x_{fp} - \phi_{tgt}$ için software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen histogram.



Şekil 4.8: ^{47}V datasına ait histogram. $x_{fp} - \theta_{tgt}$ ve $x_{fp} - \phi_{tgt}$ için software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen histogram.



Şekil 4.9: ^{48}V datasına ait histogram. $x_{fp} - \theta_{tgt}$ ve $x_{fp} - \phi_{tgt}$ için software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen histogram.

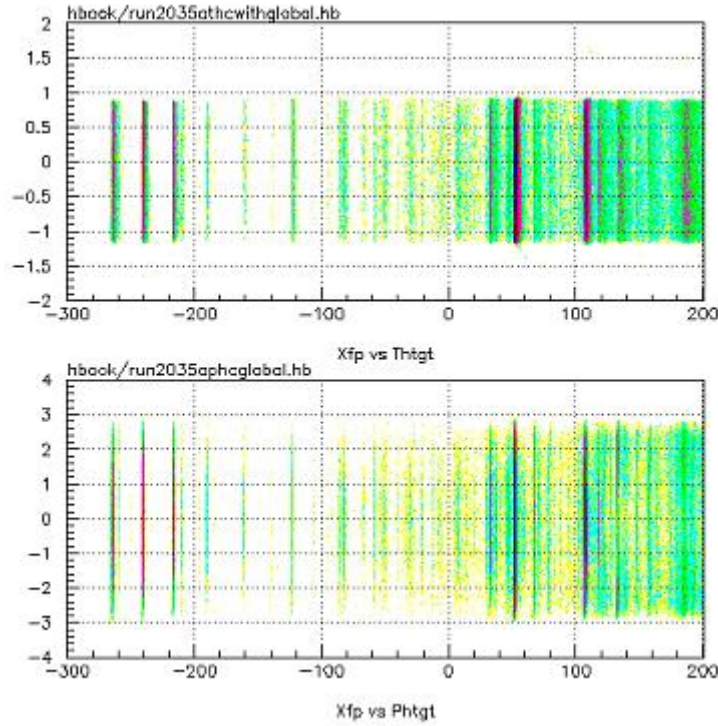


Şekil 4.10: ^{49}V datasına ait histogram. $x_{fp} - \theta_{tgt}$ ve $x_{fp} - \phi_{tgt}$ için software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen histogram.

4.1.3. E_x Uyarılma Enerjileri Kalibrasyonu

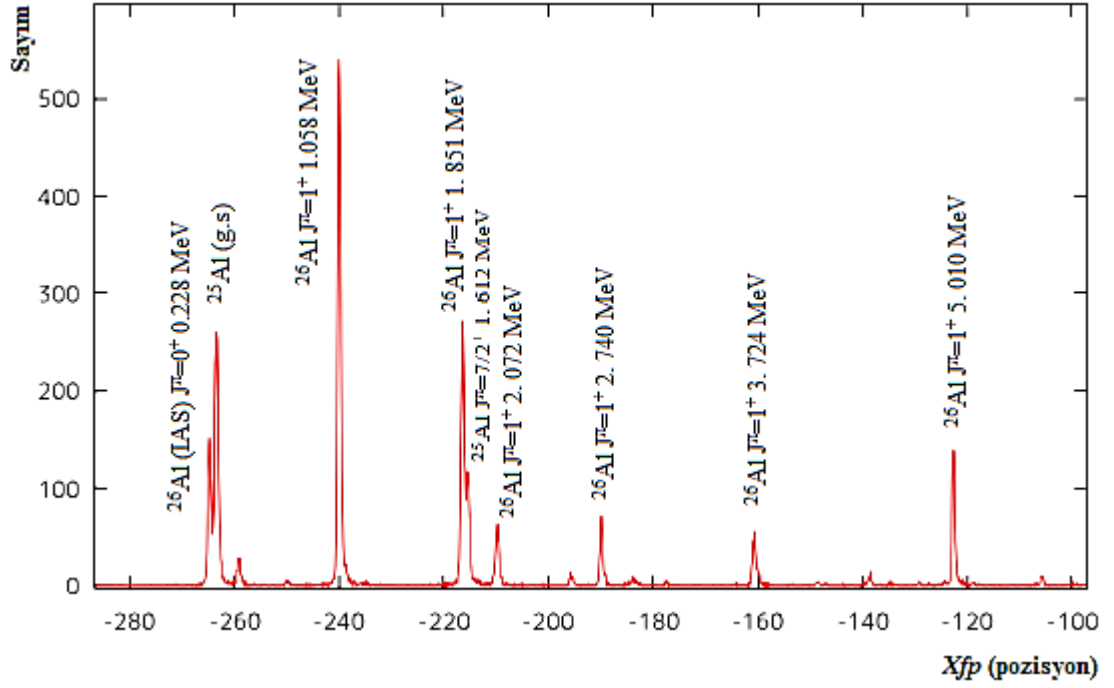
RCNP laboratuvarında yapılan $^{46,47,48,49,50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{46,47,48,49,50}\text{V}$ deneyinde enerji kalibrasyonu için $^{\text{Nat}}\text{Mg}$ hedef kullanıldı. $^{46,47,48,49,50}\text{V}$ datasında ve açılı kalibrasyon datasında yapılan düzeltmeler enerji kalibrasyon datasında da yapılması gerekmektedir.

$^{\text{Nat}}\text{Mg}$ datası $^{24,25,26}\text{Mg}$ piklerini içerdiği için hem düşük enerji bölgesinde hem de yüksek enerji bölgesinde bilinen pikleri vardır. Enerji kalibrasyonunu enerji değerleri bilinen pikleri kullanarak geniş bir aralıkta yapabiliriz. Şekil 4.11 de $^{\text{Nat}}\text{Mg}$ datası için software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen için $x_{fp} - \theta_{tgt}$ ve $x_{fp} - \phi_{tgt}$ histogramları gösterilmektedir.



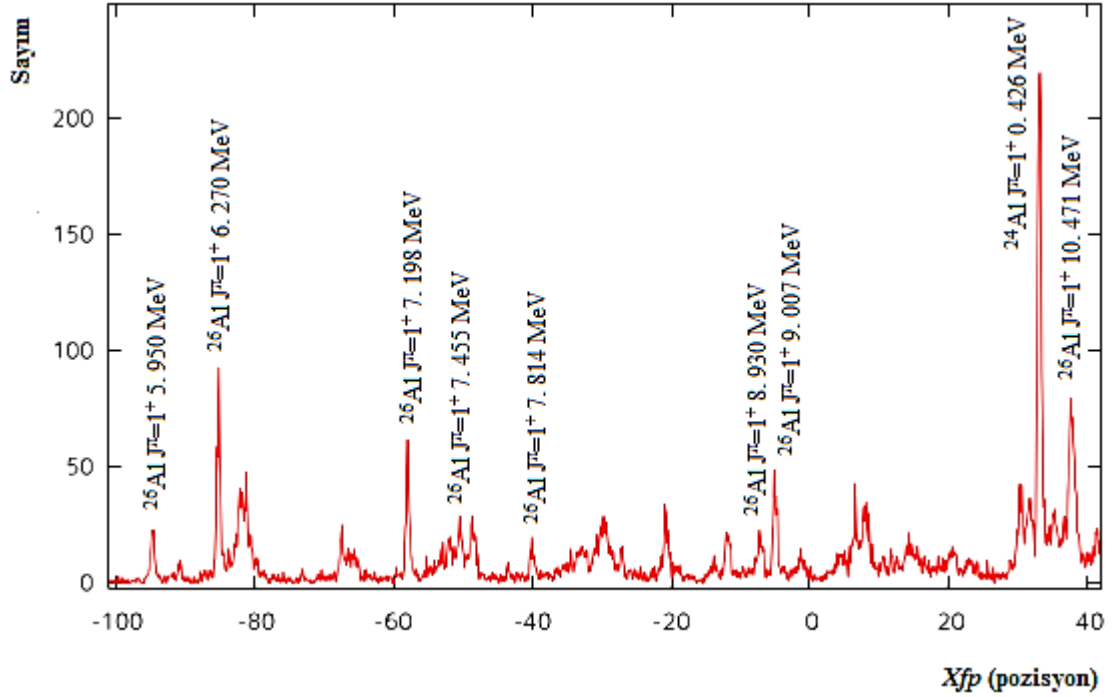
Şekil 4.11: $^{\text{Nat}}\text{Mg}$ datasında software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen için $x_{fp} - \theta_{tgt}$ ve $x_{fp} - \phi_{tgt}$ histogramı.

$^{\text{Nat}}\text{Mg}$ çekirdeğinin bilinen enerji değerleri Şekil 4.12-4.15 arasında belirtilmiştir. ^{24}Mg çekirdeği ($^3\text{He},t$) reaksiyonunda büyük reaksiyon Q değerleriyle -13.904 MeV öne çıkar, bunun yanında ^{25}Mg ve ^{26}Mg ise küçük Q değerleriyle ($^{25}\text{Mg} = -4.295$ MeV ve $^{26}\text{Mg} = -4.023$ MeV) öne çıkacağı için ürün çekirdeğin E_x uyarılma enerjileri temel seviyeden ~ 13 MeV'e kadar değişerek belirlenebilir.

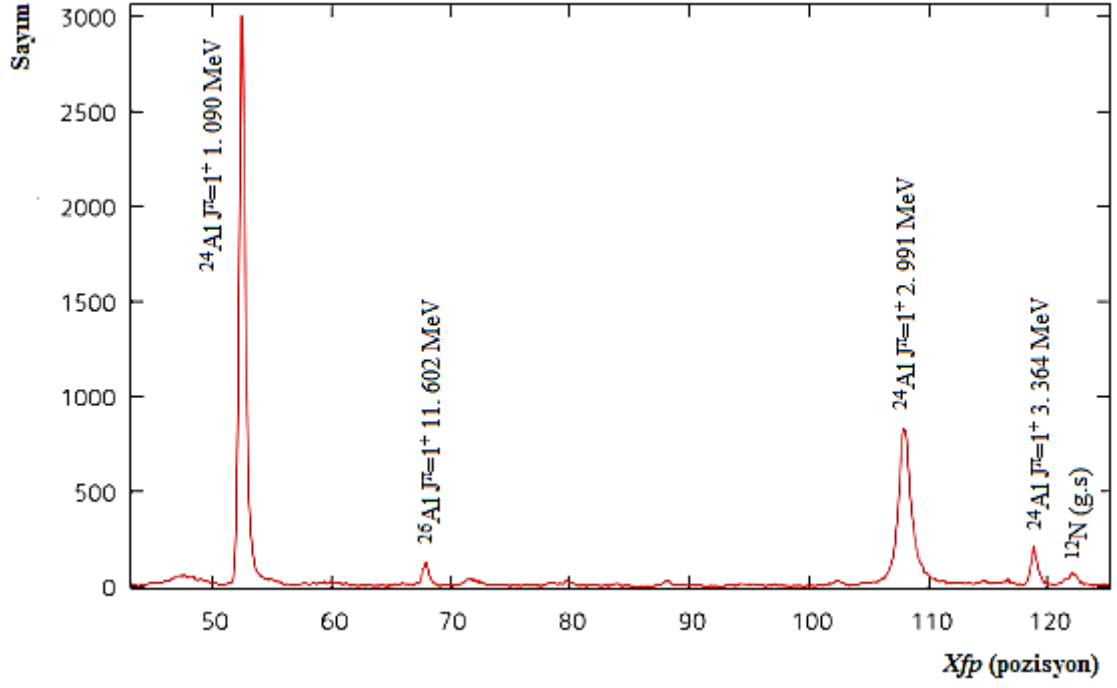


Şekil 4.12: ^{26}Al (^{25}Al) ($^3\text{He}, t$) reaksiyonuyla elde edilen spektrumda (-280 mm) - (-100 mm) arasında enerji değeri bilinen pikler.

Şekil 4.12 ve 4.13 te düşük Q değerine sahip $^{25,26}\text{Mg}$ çekirdeğinin pikleri yoğun olarak görülmektedir.

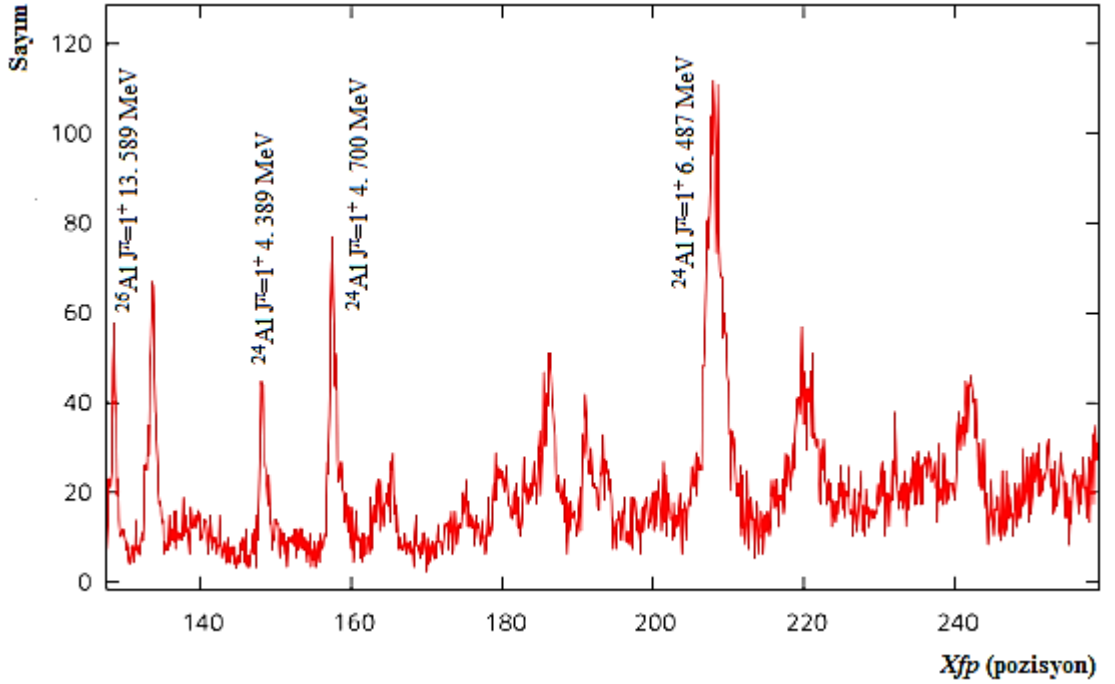


Şekil 4.13: ^{26}Al (^{25}Al) ($^3\text{He}, t$) reaksiyonuyla elde edilen spektrumda (-100 mm) - (40 mm) arasında enerji değeri bilinen pikler.



Şekil 4.14: $^{24}\text{Mg} (^3\text{He},t)$ reaksiyonuyla elde edilen spektrumda (40 mm) - (120 mm) arasında enerji değeri bilinen pikler.

Şekil 4.14 ve 4.15 te ise yüksek Q değerine sahip ^{24}Mg çekirdeğinin pikleri yoğun olarak görülmektedir.



Şekil 4.15: $^{24}\text{Mg} (^3\text{He},t)$ reaksiyonuyla elde edilen spektrumda (120 mm) - (250 mm) arasında enerji değeri bilinen pikler.

^{nat}Mg datasında $^{24,25,26}\text{Mg}$ çekirdeklerinin seviyeleri için literatürden 1 keV luk yanılıyla tespit edilen uyarılma enerjilerinin referans olarak kullanılması ile ^{nat}Mg datasında bu seviyelere karşılık gelen pozisyon değerleri belirlendi.

Diğer yandan reaksiyon kinematiklerinin parametrelerini hesaplamak için iki boyutlu kinematik hesaplama programı olan RELKIN (RELativistic KINematic) [39] kullanılmaktadır. Bu programda incelenmek istenen reaksiyon türü ($^3\text{He},t$) ve enerjisi (420 MeV), ürün parçacığın laboratuvar saçılma açısı (0°) ve ürün çekirdeğin literatürden bilinen uyarılma enerji değerleri (E_x) kullanılarak E_t triton enerji değerleri, ürün çekirdeğin E_{rec} enerji değerleri ve ürün çekirdeğinin $B\rho$ 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 ^{nat}Mg ($^{24,25,26}\text{Mg}$) ve $^{46,47,48,49,50}\text{Ti}$ çekirdekleri için yapıldı.

Pozisyon bilgilerinin, literatürden bilinen 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 ve literatürden bilinen enerji değerleriyle kıyaslandı.

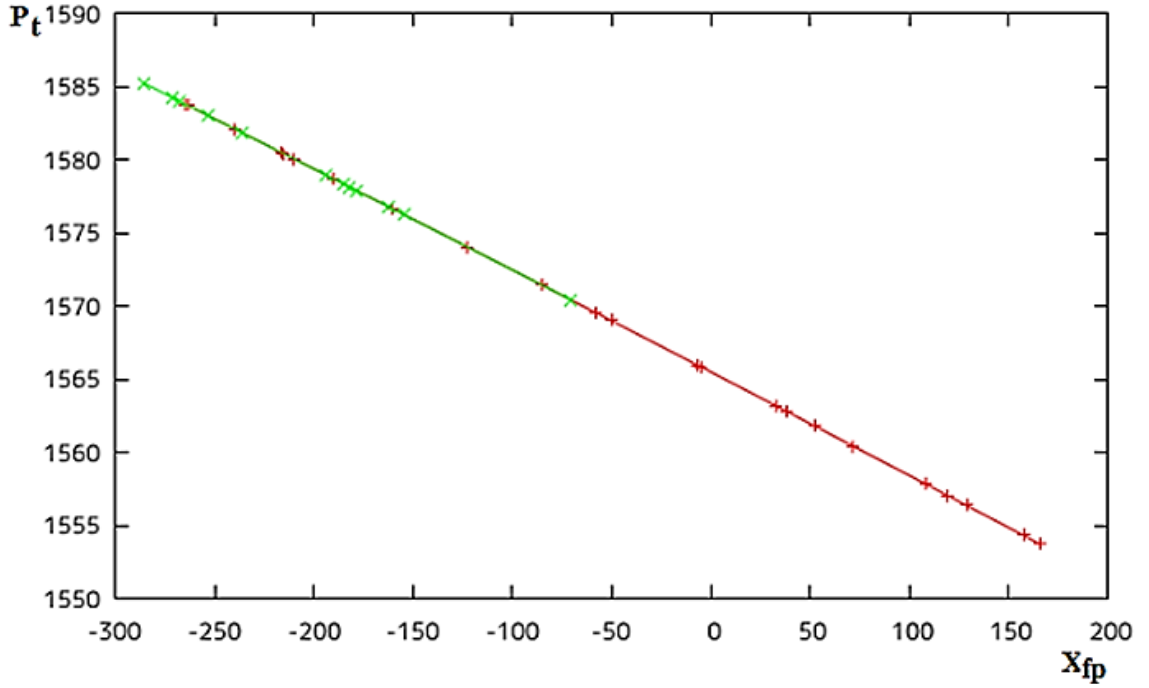
$$P_t = 1.56549e^{+3} - 7.02833e^{-2} \cdot X_{fp} - 4.22993e^{-6} \cdot X_{fp}^2 \quad (4.3)$$

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

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

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

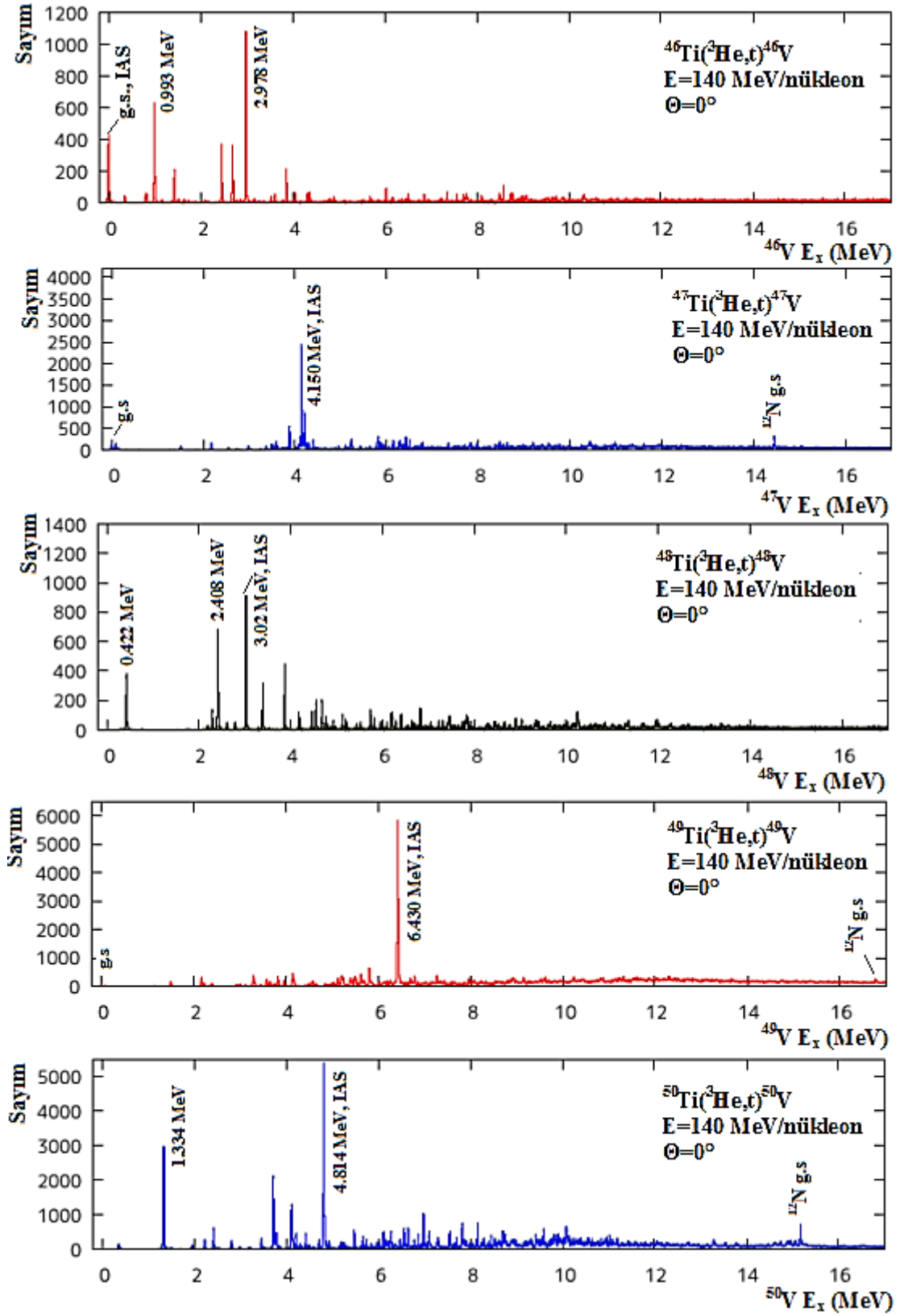
^{nat}Mg datasının bilinen seviyelerine ait pozisyon-triton momentum değerleri Şekil 4.16 da kırmızı noktalarla gösterilmektedir. Bu noktalara ait doğrunun fit edilmesi ile elde edilen parametrelerin kullanılması ile vanadyum çekirdekleri için E_x değerleri kalibre edilmiştir.



Şekil 4.16: X_{fp} pozisyon değerlerine göre triton momentum değerleri. Kırmızı noktalar ^{nat}Mg yeşik noktalar ^{50}V çekirdeğine aittir.

Vanadyum izotopları için referans olarak ^{nat}Mg datasının kullanılması ile elde edilen enerji spektrumları Şekil 4.17 da gösterilmektedir. Vanadyum izotopları için sırasıyla 18 keV, 19.2 keV, 20.3 keV, 28.2 keV ve 21.5 keV lik enerji rezolüsyona sahip iyi kalitede spektrumlar elde edildi. Bölüm 2.3.1 de anlatıldığı gibi 1980 li yıllarda yapılan (p,n) reaksiyonları ile elde edilen reaksiyonlarda limitli enerji rezolüsyonu (~ 300 keV) nedeniyle tek geçişler için doğru sonuçlar elde edilememişti [5] ancak yapılan bu çalışmada elde edilen yüksek rezolüsyonlu spektrumlar tek geçişleri çalışmamıza olanak sağlamaktadır.

Elde edilen spektrumlarda her bir vanadyum izotopu için literatürden bilinen seviyelerin enerji değerleri enerji kalibrasyonu ile ≤ 2 keV enerji farkıyla tespit edilmiştir. Bilindiği gibi IAS çeşitli reaksiyon türleri ile elde edilebildiği için bu seviyenin literatürdeki değeriyle az bir farkla tespit edilebilmesi hem kalibrasyon parametrelerine hem de elde edilen spektrumun kalitesine bağlıdır. ^{46}V çekirdeğinin IAS seviyesi temel seviyedir ancak ^{46}V çekirdeğinin iyi bilinen yüksek sayım sayısına sahip 0.993 MeV ve 2.978 MeV lik seviyeleri 1 keV luk bir farkla tespit edilebilmiştir. Bunun yanında ^{47}V çekirdeğinin 4.150 MeV lik IAS piki literatürdeki değeriyle aynı bulunmuştur. ^{48}V çekirdeğinin IAS piki yine 1 keV luk bir farkla tespit edilebilmiştir. ^{49}V çekirdeğinin literatürde belirlenen iki IAS seviye enerji değeri bulunmaktadır.



Şekil 4.17: Enerji kalibrasyonu sonucu vanadyum izotopları (${}^{46}\text{V}$ - ${}^{50}\text{V}$) için elde edilen enerji – sayım spektrumlarının karşılaştırılması.

Birisi $^{50}\text{Cr}(t,\alpha)$ reaksiyonu ile $E=13$ MeV enerjide elde edilen 6.430 MeV enerji değeri diğeri ise $^{48}\text{Ti}(^3\text{He},d)$ reaksiyonu ile $E=18$ MeV enerjide elde edilen 6.474 MeV enerji değeridir [38]. Yapılan enerji kalibrasyonu sonucu ^{49}V çekirdeği için tespit edilen IAS seviye enerji değeri 6.430 MeV enerji değeri ile aynı tespit edilebilmiştir. Bunun yanında ^{50}V çekirdeğinin 4.814 MeV lik IAS seviyesi ise 1 keV luk bir farkla tespit edilebilmiştir. Ayrıca ^{47}V , ^{49}V ve ^{50}V çekirdeklerine ait spektrumlarda ^{12}N g.s seviyesi de yüksek enerji bölgesinde gözlenmektedir. Bu seviyeye ait pikler de yine literatürdeği değerine göre ≤ 3 keV luk bir farkla tespit edilebilmiştir. Dolayısıyla IAS seviye ile yaklaşık 14-16 MeV arasında gözlenen ^{12}N g.s piki arasındaki seviyelere ait enerji değerleri de interpolasyon yöntemi ile doğru bir şekilde tespit edilebilmektedir.

Elde edilen bu sonuçlar kalibrasyon parametrelerinin ve ayrıca elde edilen yüksek rezolüsyonlu spektrumların kalitesini göstermektedir.

Vanadyum izotoplarına ait enerji spektrumları elde edildikten sonra detaylı analiz çalışmalarına ^{50}V izotopunun GT seviyelerinin belirlenmesi ile devam edilmiştir. Bu çekirdeğe ait GT seviyelerini belirleyebilmek için öncelikle diğer izotoplardan gelen katkılar tespit edilmelidir. Bölüm 4.2.1 de bu katkılar tespit edilecektir.

4.2. ^{50}V ÇEKİRDEĞİNİN GT SEVİYELERİNİN BELİRLENMESİ

4.2.1. ^{50}V Çekirdeğinin IAS Seviyesinde $^{46,47,48,49}\text{V}$ Çekirdeklerinin IAS Seviyelerinden Gelen Katkılarının Tespit Edilmesi

Dikkat edilmelidir ki bir çekirdeğin izotoplarına ait tüm IAS seviyelerin, benzer Q değerine sahip olması beklenir. IAS seviyenin Q değeri, hedef çekirdek ve kız çekirdek arasındaki Coulomb yer değiştirme enerjisini (CDE-Coulomb Displacement Energy) gösterir. CDE daha çok hedef çekirdeğin proton sayısına bağlıdır kütle numarasına bağlı değildir. Varsayımlar altında tüm izotopların Fermi geçiş gücü $B(F)=N-Z$ değerleri IAS seviyede toplanmıştır ve bu izotopların birim Fermi tesir kesiti değerleri aynıdır. IAS seviye içerisindeki izotopların gerçek Fermi geçiş güçleri ise Tablo 4.1 de verilen bu izotopların bolluklarından hesaplanabilir.

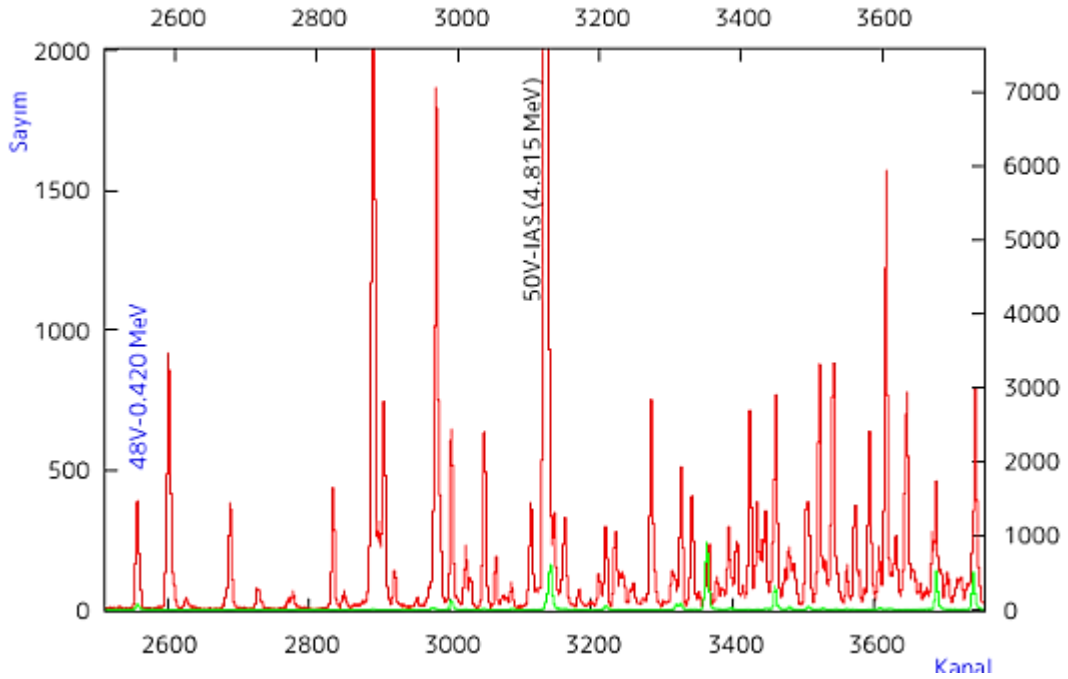
^{50}V çekirdeğinin IAS seviyesine ait pik spektrumunda uzun bir kuyruğa sahiptir ve bu diğer izotoplardan katkı olduğu anlamına gelmektedir. ^{50}V spektrumunda diğer

izotoplardan gelen katkıların hesabını yapmadan önce iki spektrumu kıyaslayarak gelen katkıları hakkında bilgi sahibi olabiliriz.

Tablo 4.1: ^{50}Ti çekirdeği için diğer vanadyum izotoplardan gelen katkı.

Hedef	^{50}Ti
^{50}Ti Hedef kalınlığı	0.435 mg/cm ²
^{50}Ti izotopik zenginliği (%)	83.2(1)
Diğer izotoplardan gelen katkı (%)	1.7(1) ^{46}Ti
	1.3(1) ^{47}Ti
	12.4(1) ^{48}Ti
	1.5(1) ^{49}Ti

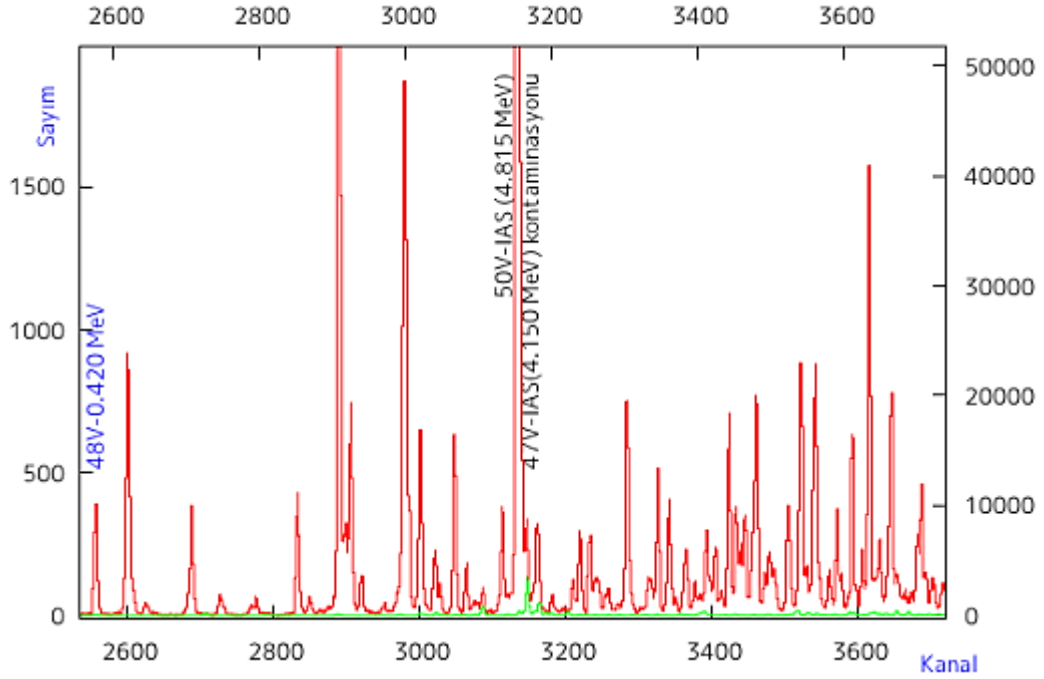
^{50}Ti çekirdeği ile diğer izotoplar arasındaki izotopik zenginlik oranının ve B(F) değerlerinin kullanılması ile ^{50}V ve diğer izotoplar arasındaki spektrumların pik yükseklikleri ^{50}V spectrumuna göre normalize edilebilir. İki spektrum arasındaki x eksenini ise 0.420 MeV enerji değerine sahip ^{48}V çekirdeğinin piki ile normalize edilir. Bu pik tüm vanadyum izotoplarında bulunmaktadır. Böylelikle ^{50}V çekirdeğinin IAS seviyesinde hangi izotoplardan katkı olduğu kolaylıkla tespit edilebilir. Şekil 4.18 – 4.21 sırasıyla; ^{50}V spectrumuna göre normalize edilerek çizilen ^{46}V , ^{47}V , ^{48}V ve ^{49}V spektrumlarını göstermektedir.



Şekil 4.18: ^{50}V - ^{46}V spektrumlarının karşılaştırılması. ^{46}V çekirdeğinden gelen katkıların tespiti.

Spektrumlarda yeşil renkle gösterilen spektrumlar izotoplardan gelen katkıyı göstermektedir. Analiz çalışmalarımız için spektrumlar kanala karşılık oluşturulmuştur. Bölüm 4.3 ve 4.4 te çekirdeklere ait enerji spektrumu oluşturulacaktır.

Şekil 4.18 da ^{46}V spektrumu ile ^{50}V spektrumunu karşılaştırdığımızda IAS seviyede katkı olduğu görülüyor. Bununla beraber diğer seviyelerde olan katkılar ^{50}V spektrumuna ait sol taraftaki y eksenine ile ^{46}V spektrumuna ait sağ taraftaki y ekseninin pik yüksekliklerinden de anlayacağımız gibi yok denecek kadar azdır. Ayrıca dikkat edilmelidir ki ^{46}V çekirdeği de ^{48}V çekirdeğinden katkı içermektedir.



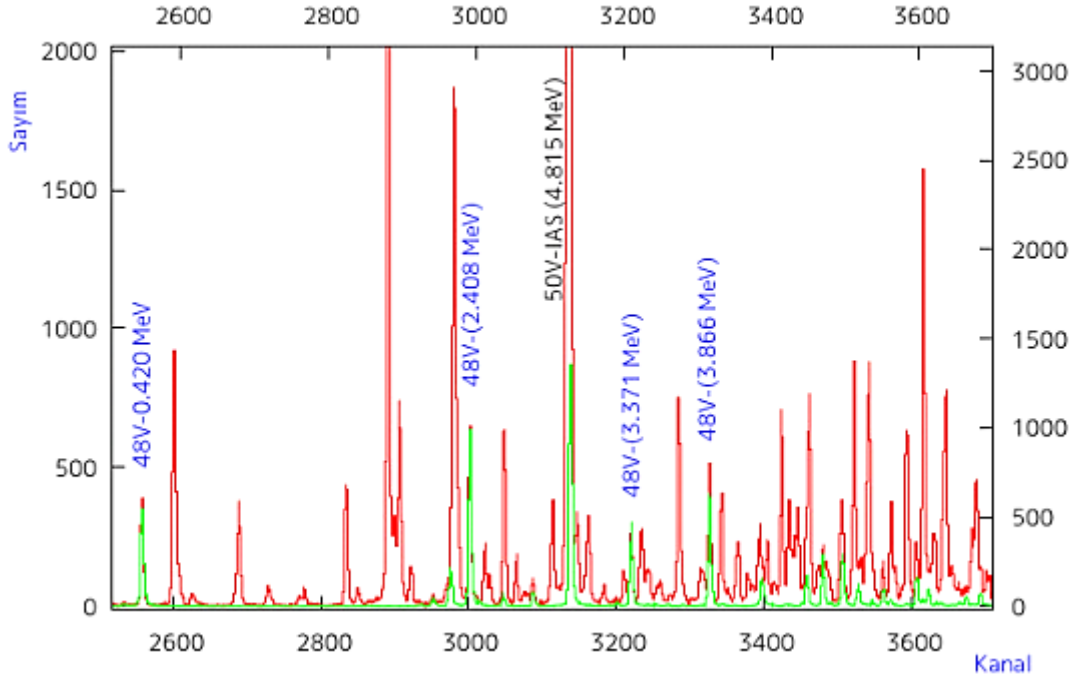
Şekil 4.19: ^{50}V - ^{47}V spektrumlarının karşılaştırılması. ^{47}V çekirdeğinden gelen katkıların tespiti.

Şekil 4.19 den görüldüğü gibi yine ^{47}V çekirdeğinden gelen katkı yok denecek kadar azdır. Yalnız burda dikkat edilmesi gereken en önemli nokta ^{50}V spektrumunun IAS seviyesinde ^{47}V çekirdeğinin IAS seviyesinden gelen katkı yoktur çünkü ^{47}V spektrumunda IAS seviye ^{50}V spektrumundaki IAS seviyeden daha ileride gözlenmektedir.

Şekil 4.20 den görüldüğü gibi ^{48}V çekirdeğinden gelen katkı diğer izotoplara oranla fazladır. Bu nedenle diğer analiz işlemlerine devam etmeden önce ^{48}V spektrumunun

^{50}V spektrumundan çıkarılması gerekmektedir. Böylelikle geriye kalan spektrum diğer izotoplardan ihmal edilebilecek derecede az katkı içermiş olacaktır.

Diğer yandan Şekil 4.21 u incelersek yine sadece ^{50}V IAS seviyesinde ^{49}V çekirdeğinin IAS seviyesinden katkı var. Yukarıdaki şekillerden de anlaşıldığı gibi ^{50}V IAS seviyesinde ^{47}V çekirdeği hariç diğer izotopların IAS seviyelerinden katkı bulunmaktadır.

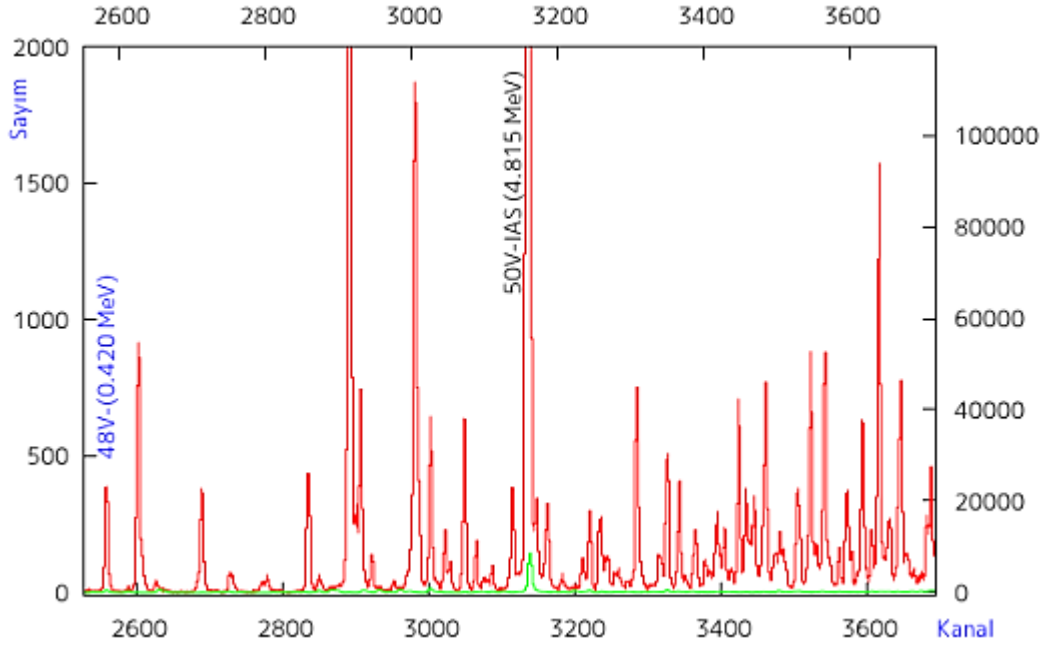


Şekil 4.20: ^{50}V - ^{48}V spektrumlarının karşılaştırılması. ^{48}V çekirdeğinden gelen katkıların tespiti.

Bu katkı yüzdelерini hesaplamak için Tablo 4.1 de verilen ^{50}Ti çekirdeğinin ve diğer izotoplarının doğal zenginlik değeri kullanılmaktadır.

Çift-çift çekirdek olan $^{46,48}\text{Ti}$ vanadyum izotoplarının IAS seviyeleri sadece Fermi geçiş gücü değeri içerir. ^{50}Ti çekirdeğinde ^{46}Ti ve ^{48}Ti çekirdeklerinin bilinen izotopik zenginlikleri %1.7(1) ve %12.4(1) ve bu çekirdeklere ait $B(F)$ değeri olan 2 ve 4 değeri kullanılarak IAS seviyede bu izotoplardan gelen katkıları sırasıyla %0.6(1) ve %8.8(1) bulunur. Diğer yandan tek kütle numarasına sahip çekirdek olan $^{47,49}\text{Ti}$ vanadyum izotoplarının IAS seviyeleri hem Fermi hem de GT geçiş gücü değeri içerir [48] bu nedenle tek kütleli izotoplardan gelen katkıların ancak minimum değeri $B(F)$

değerlerinden hesaplanabilir gerçekte bu katkının $B(F)$ değerinden daha küçük olduğu bilinir.



Şekil 4.21: ^{50}V - ^{49}V spektrumlarının karşılaştırılması. ^{49}V çekirdeğinden gelen katkıların tespiti.

^{49}V spektrumu $^{49}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{49}\text{V}$ ölçümünden elde edildiği için ^{50}Ti çekirdeğinde ^{49}Ti izotopundan gelen katkı (izotopik zenginlik-%1.5(1)) deneysel olarak tahmin edilmiştir. Bu katkının minimum değeri ise ^{49}Ti çekirdeğinin izotopik zenginliği dikkate alınıp IAS seviyenin sadece Fermi geçişi olduğu varsayıldığında ($B(F)=5$) %1.3(1) tür. Sonuç olarak ^{50}V spektrumunda gözlemlediğimiz IAS seviyenin sadece ^{50}Ti çekirdeğine ait olan Fermi geçiş gücü yaklaşık %0.17 hatayla %89.1 dur.

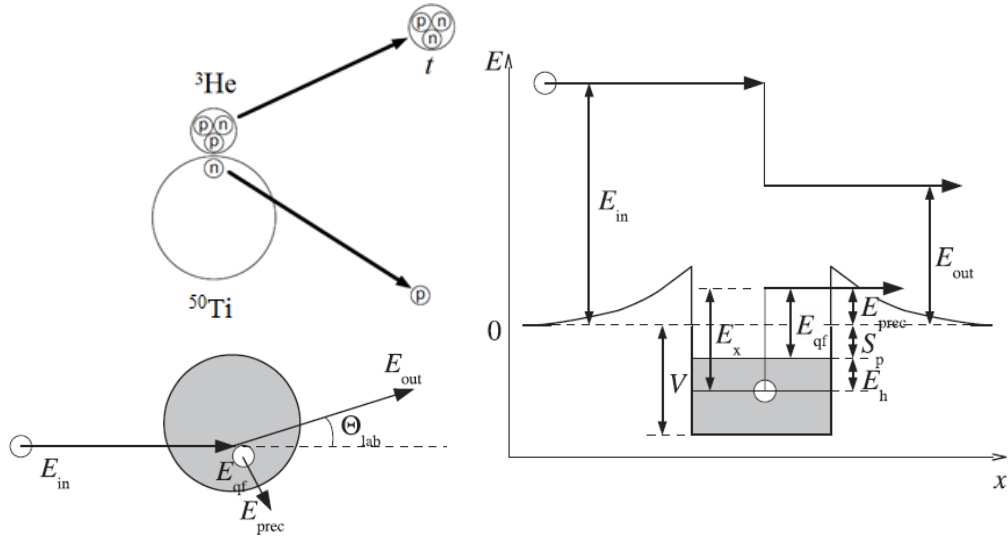
4.2.2. Quasi-free (yarı –serbest) Saçılma

Dev Rezonans GR (Giant Resonance) çalışmalarında, spektrumun GR bölgesindeki nükleer sürekliliği veya background kısmını anlamak ve doğru tahmin etmek önemli bir konudur.

Başlangıç enerjisi 100 MeV den daha büyük enerjilerde reaksiyon mekanizması tercihen tek-adım (single-step) saçılmadır [25,40], çoklu-adım (multi-step) süreçler pek mümkün değildir. Bu saçılma titreşim yapmayan (nonresonant) süreklilik yarı-serbest tek adım (quasi-free single-step) nükleon-nükleon saçılması (QFS) olarak kabul edilir [41-43]. Bu terim hüzmünün tek bir nükleonunun hedef parçacığının tek bir nükleonu üzerine

saçıldığı, aynı zamanda hedef çekirdeğin ve hüzme çekirdeğinin izleyici olarak hareket ettiği reaksiyonlara atfedilmiştir. Diğer bir deyişle gelen hüzmenin direk olarak hedef çekirdekten bir nükleonu koparmasıyla oluşan reaksiyona ‘yarı-serbest saçılma (*quasi-free scattering*)’ adı verilir. Şekil 4.22 de Quasi-free saçılmasının şematik gösterimi bulunmaktadır.

Quasi-free saçılmasının reaksiyon mekanizmasına göre, (${}^3\text{He}, t$) deneyinde triton spektrumunda $S_p({}^{50}\text{V})=7.951$ MeV lik proton seperasyon enerjisi bölgesi üzerinde bir süreklilik oluşur. Şöyle ki tek bir spektrum için ölçüm yapıldığı için, ${}^{50}\text{Ti}({}^3\text{He}, tp){}^{49}\text{Ti}$ reaksiyonuna sebep olan quasi-free saçılmadan gelen katkıyı tespit etmek oldukça zor. ${}^3\text{He}$ -nükleon etkileşmelerinde etkin olan $\sigma\tau$ operatörü de quasi-free saçılmasına sebep olur. Ancak biz bu çalışmada açısız dağılım ölçümlerinden belirlenebilen açısız momentum transferinin $\Delta L = 0$ olduğu ayrıık seviyelerle ilgilenmekteyiz. Bu nedenle, quasi-free saçılma katkısı background olarak spektrumlarımızdan çıkarılmalıdır.



Şekil 4.22: Quasi-free saçılmasının reaksiyon mekanizmasının şematik gösterimi. Soldaki şekiller izlenen yörüngeyi sağdaki şekil ise enerjileri göstermektedir.

Sürekliliğin quasi-free saçılma katkısını tespit edebilmek için, fenomenolojik bir fonksiyon [44,45] kullanıldı. Bu fonksiyon hüzme çekirdek ile hedef çekirdek içindeki nükleon arasındaki klasik saçılma temeline dayanmaktadır. Her ne kadar bu fonksiyon deneysel sürekliliği, 20 MeV den fazla uyarılma enerjilerinde üretebilse de süreklilik şeklini, parçacık seperasyon enerjisinden hemen üzerinde üretmek için yeterince doğru

değildir. Bu nedenle, QFS sonucu açığa çıkan protonun penetrabilitesinin de dikkate alınmasıyla geliştirilmiş fenomenolojik bir fonksiyon tanımlandı;

$$\frac{d^2\sigma_{\text{qf}}}{d\Omega dE}(E_x) = N_0 P(E_x) \frac{1 - \exp\left(-\frac{E_x - S_p - E_h}{T}\right)}{1 + \left(\frac{E_x - E_{\text{qf}}}{W}\right)^2}, \quad E_x > S_p, \quad (4.7)$$

Denklemden E_x , S_p ve E_h sırasıyla uyarılma enerjisi, proton seperasyon enerjisi ve kız çekirdekte fermi yüzeyinden boşluk (hole) seviyesine kadar olan enerji derinliğidir. Denklemden pay, Pauli engellemesinin (Pauli blocking) etkisini göstermektedir ayrıca burada T enerji genişliğine sahiptir ve Fermi yüzeyinin yayınımlarını göstermektedir. Düşük enerji bölgesinde süreklilik kısmı ağırlıklı olarak Fermi yüzeyinde bulunan bağlı protonun yayınımları ile üretildiği için bu durumda $E_h = 0 \text{ MeV}$ olur. Payda ise, $2W$ lık bir genişlik ve E_{qf} enerjisindeki pik düşünüldüğünde geniş bir tümseklik oluşturan çekirdek içindeki nükleonun Fermi davranışının etkisini göstermektedir. $P(E_x)$, açığa çıkan protonun penetrabilitesini çıkan protonun yayınımlarını engelleyen Coulomb ve merkezi potansiyel bariyerleri aracılığıyla göstermektedir. N_0 ise normalizasyon faktörüdür.

Eğer Fermi davranışı ihmal edilirse quasi-free saçılmanın uyarılma enerjisi E_{qf} değerinde belirmektedir ve bu enerji $n(^3\text{He},t)p$ reaksiyonu sonucunda çıkan protonun geri tepme (recoil) enerjisine eşittir. Aslında Fermi davranışı E_{qf} enerjisi etrafında merkezlenmiş $2W$ lık genişlikte geri tepme enerjisi verir. Önceki çalışmalarda sürekliliği 0° etrafında oluşturmak ve geri tepen proton için bağlanma enerjisini ve Coulomb bariyerini dikkate almak için 10 MeV den daha büyük E_{qf} enerjisi kullanılmıştır [44,45]. Dikkat edilmelidir ki E_{qf} enerji değeri ne bağlanma enerjisinden ne de Coulomb bariyerinden etkilenmemektedir sadece kinematikler ile belirlenebilmektedir. Bağlanma enerjisi denklemin Pauli engellemesiyle ilgili olan pay kısmının içinde yer almalıdır. 10 MeV enerji değerini aşan böyle bir E_{qf} değeri ancak daha yüksek saçılma açılarında sadece tek bir spektrum ölçümü yapılmışsa mümkündür. Yüksek saçılma açılarında E_{qf} değeri çok küçüktür. Ayrıca bilinmelidir ki eğer spektrumun enerji rezolüsyonu kötüyse büyük E_{qf} değeri yüksek saçılma açılarında bile makul görülebilir.

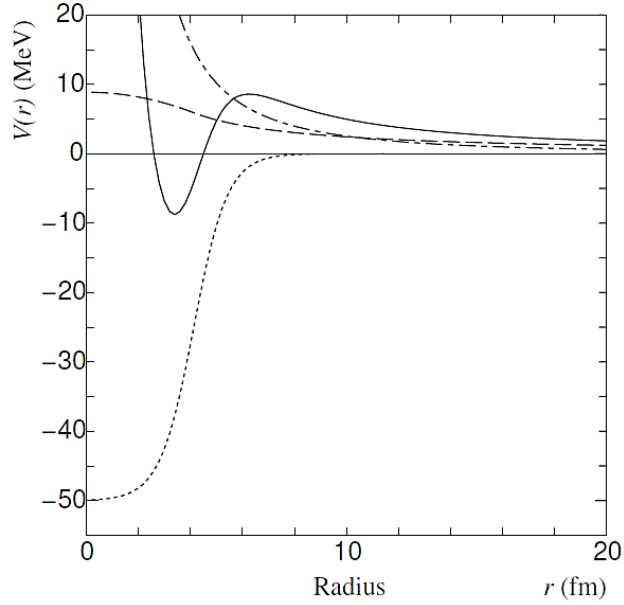
Eğer geri tepen proton, seperasyon enerjisinin hemen üstünde uyarılırsa, Coulomb ve merkezi potansiyel bariyerleri geri tepen protonun yayımlanmasına engel olur. Denklem 4.7 de $P(E_x)$ ifadesinde Coulomb potansiyeli r çekirdeğin yarıçapı olmak üzere $1/r$ ile orantılıdır. Merkezi potansiyel ise $1/r^2$ ile orantılıdır.

Coulomb potansiyel bariyeri ve merkezi potansiyellerinin güçleri şekil 4.23 de gösterildiği gibi benzer olduğu için parametreleri ayarlayarak merkezi potansiyel etkisini Coulomb bariyerinin içinde tanımladık. Relativistik olmayan quantum mekaniğinde WKB yaklaşıklığı kullanılarak, Coulomb potansiyeli için penetrabilite analitik olarak Denklem 4.8 de görüldüğü gibi hesaplanabilir.

$$P(E_x) = \exp \left[-\frac{2\sqrt{2}BR}{\hbar} \sqrt{\frac{M}{E_x - S_p}} (\cos^{-1}\theta_0 - \sqrt{\cos\theta_0(1 - \cos\theta_0)}) \right] \quad (4.8)$$

Denklem 4.8 de;

$$\cos\theta_0 = \sqrt{E_{prec}/B} \quad (4.9)$$



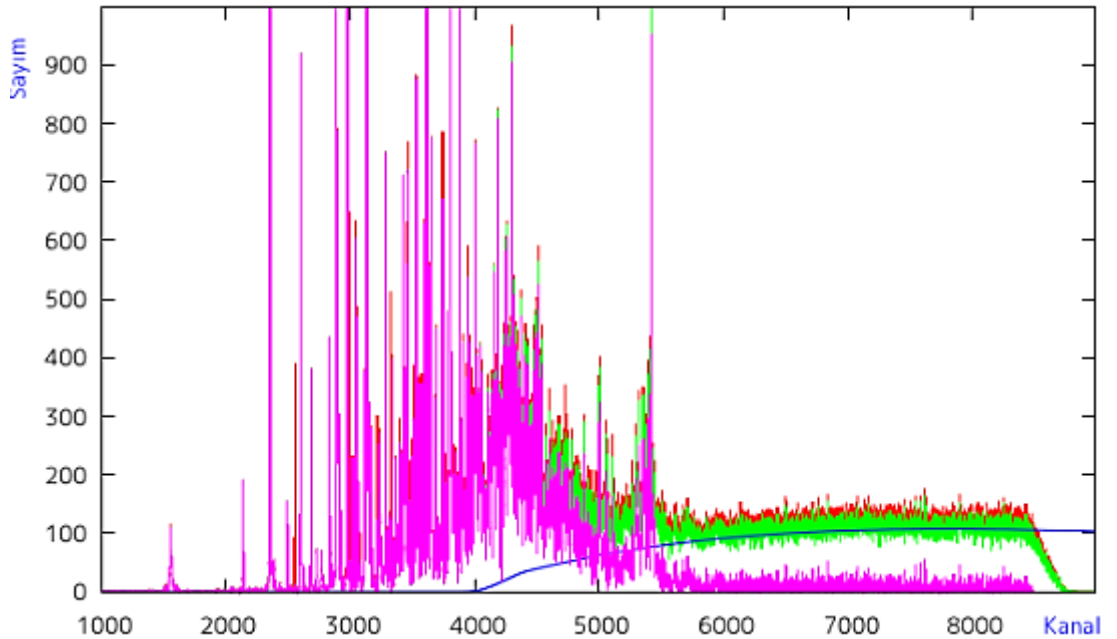
Şekil 4.23: QFS saçılma ile koparılan (knocked-out) protonun potansiyeli (koyu çizgi), Wood-Saxon potansiyeli (noktali çizgi), Coulomb potansiyeli (kesikli çizgi), Merkezi potansiyel (noktali ve kesikli çizgi).

Denklem 4.9 da $E_{prec} = E_x - S_p - E_h$ geri tepen protonun enerjisidir. B ise nükleer yüzeyde Coulomb potansiyelinin büyüklüğüdür ve Denklem 4.10 ile gösterilir.

$$B = \frac{C_0}{4\pi\epsilon} \frac{Zze^2}{R} \quad (4.10)$$

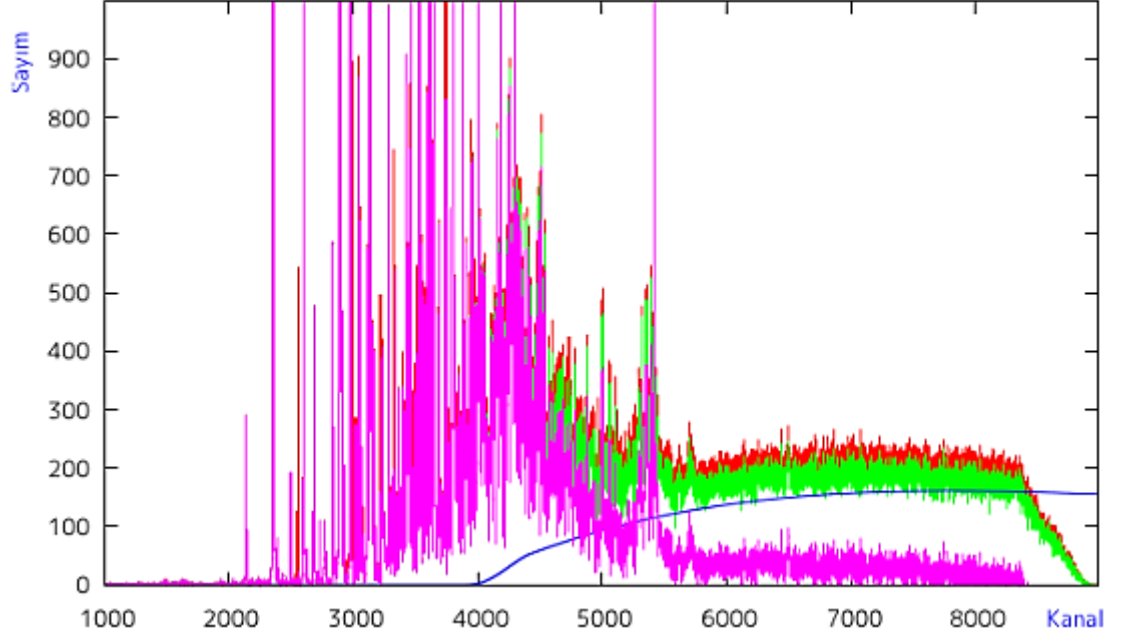
Bu denklemde C_0 potansiyel bariyerini ayarlamak için gerekli bir sabittir. Z ve z ; saçılma sonucunda kalan çekirdeğin ve kopan (knocked-out) protonun proton sayılarıdır. Nükleer yarıçap R ise $R = 1.1A^{1/3}$ fm olarak tanımlanır. Denklem 4.7 deki N_0 ve Denklem 4.10 daki C_0 parametreleri elde edilen spektrumun piklerinin ayrıştırılması (pik fitleme programıyla) sürecinde ayarlanmaktadır.

^{50}V çekirdeğine ait spektrumun piklerinin ayrıştırılması Bölüm 4.2.3. de anlatılmaktadır. Pik fit işlemi için diğer önemli bir nokta ise background katkısını belirlemektir. Yukarıda anlatılan background katkısı yanlış seçilirse fit sonuçları büyük karekök ortalama (root mean square-rms) değerinde olur. $^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$ reaksiyonundan elde edilen ^{50}V spektrumu için tahmin edilen süreklilik katkısı $\Theta=0^\circ-0.5^\circ$, $0.5^\circ-0.8^\circ$, $0.8^\circ-1.2^\circ$, $1.2^\circ-1.6^\circ$, $1.6^\circ-2^\circ$ açı değerleri için Şekil 4.24 - 4.28 arasında gösterilmektedir.



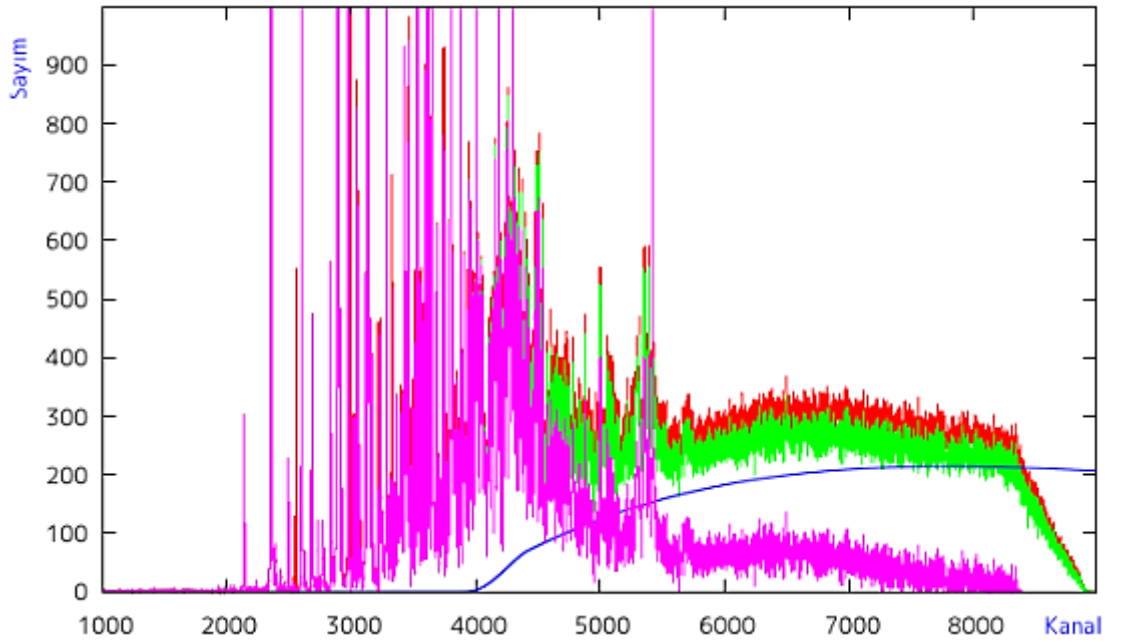
Şekil 4.24: ($^{50}\text{V}-^{48}\text{V}$) spektrumunda $0^\circ-0.5^\circ$ açıda QFS background çıkarımı.

Şekillerde kırmızı spektrum ^{50}V spectrumunu, yeşil spectrum ^{50}V spektrumundan ^{48}V spektrumunun çıkarıldığı durumu ($^{50}\text{V}-^{48}\text{V}$), pembe spektrum ise background katkısı çıkarıldıktan sonraki ($^{50}\text{V}-^{48}\text{V}$ -background) spektrumdur.



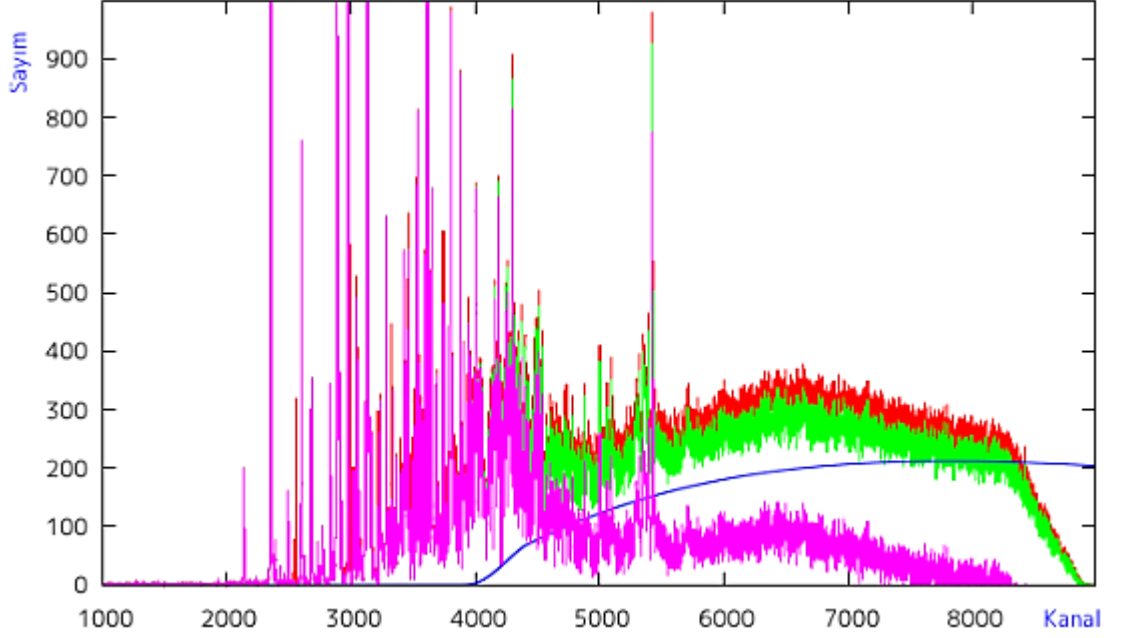
Şekil 4.25: ($^{50}\text{V}-^{48}\text{V}$) spektrumunda $0.5^\circ-0.8^\circ$ açıda QFS background çıkarımı.

Mavi çizgi ise programla elde edilen background çizgisidir. Background çizgisinin çok aşağıdan belirlenmesi spektrumda istenmeyen katkılarında gözlenmesi anlamına gelir.



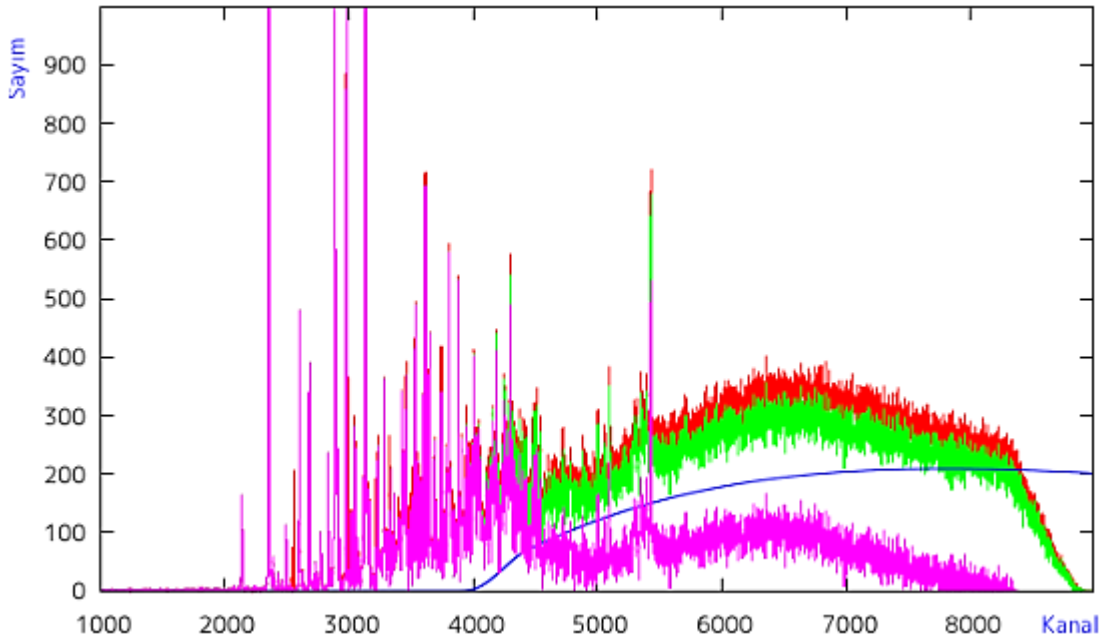
Şekil 4.26: ($^{50}\text{V}-^{48}\text{V}$) spektrumunda $0.8^\circ-1.2^\circ$ açıda QFS background çıkarımı.

Her ne kadar reaksiyon tesir kesiti artsa da bu durum hesaplanması istenen $B(GT)$ değerlerini etkiler. Eğer background çizgisi çok yukarıdan seçilirse bu durumda reaksiyon tesir kesiti kaybına dolayısıyla bilgi kaybına neden olmaktadır.



Şekil 4.27: ($^{50}\text{V}-^{48}\text{V}$) spektrumunda $1.2^\circ-1.6^\circ$ açıda QFS background çıkarımı.

Ayrıca background çizgisi seperasyon enerjisinden sonra başlamalıdır.

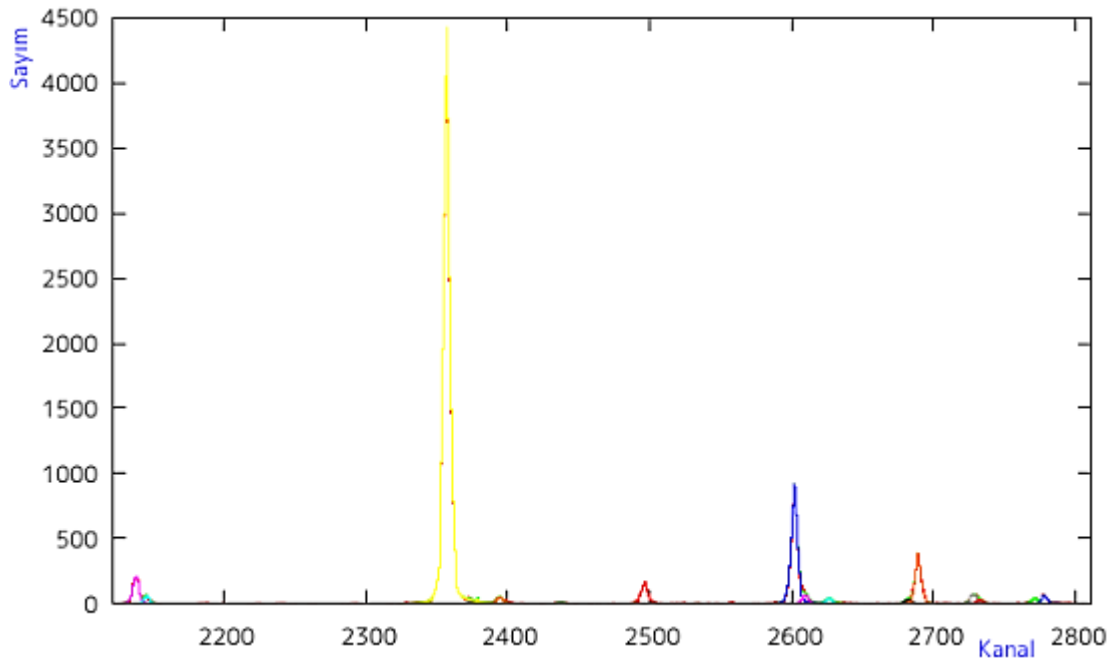


Şekil 4.28: ($^{50}\text{V}-^{48}\text{V}$) spektrumunda $1.6^\circ-2.0^\circ$ açıda QFS background çıkarımı.

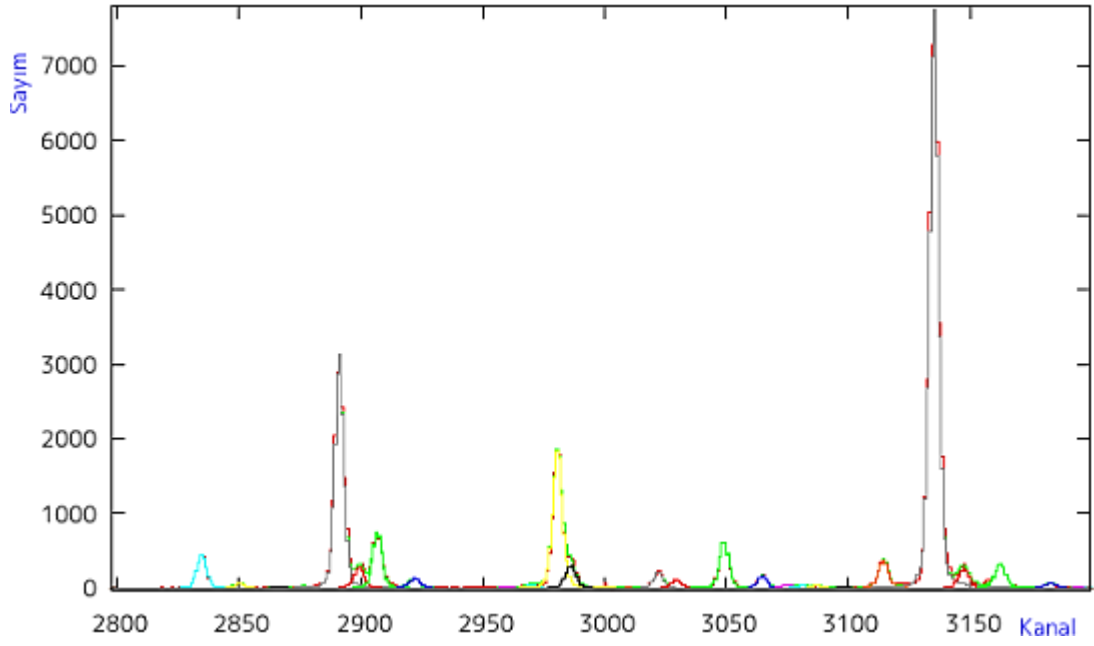
Bu yüzden background katkısı olumsuz durumlara yol açmayacak şekilde belirlenmelidir. QFS saçılmasının süreklilik bölgesinin hesaplanmasıyla meydana gelen belirsizlik, ayırık seviyelerin şiddetlerinde de belirsizliğe neden olur. Ancak QFS saçılmasının belirsizliğinin, her bir kanal için belirlenen yüksekliklerin %20 si olarak kabul ediyoruz.

4.2.3. ^{50}V Çekirdeği İçin Piklerin Tespit Edilmesi

GT geçişlerini seviye seviye çalışabilmek için pikleri ^{50}V spektrumundan belirlememiz gerekiyor. Yaklaşık 20 keV luk yüksek rezolüsyona rağmen bazı üst üste gelmiş pikler bulunmaktadır. Ayırık seviyelerin sayımları, diğer piklere göre daha iyi ayrılmış ve yeterli sayım sayısına sahip bir referans pik kullanılarak diğer piklerin fitlenmesi ile elde edildi. ^{50}V sektrumunda her bir pikin şiddetinin, yani reaksiyon tesir kesitinin belirlenebilmesi için Linux işletim sistemi altında çalışan ‘gnuplot’ adı verilen bir grafik programı kullanılarak pik fitleme işlemi yapıldı. ^{50}V spektrumu için referans pik olarak uyarılma enerjisi 1.332 MeV olan düşük uyarılma enerji bölgesinde yer alan bir pik kullanıldı ve spektrumdaki diğer pikler bu referans pikine göre pik fitleme işlemi ile 9000 kanala kadar oluşturuldu. Pik fitleme işlemi QFS (quasi-free scattering) bileşenine göre süreklilik kısmı çıkarıldıktan sonra yapıldı. ^{50}V spektrumunda 2100-4800 kanal arasında yapılan pik fitleme işlemi Şekil 4.29-4.35 arasında gösterilmektedir.

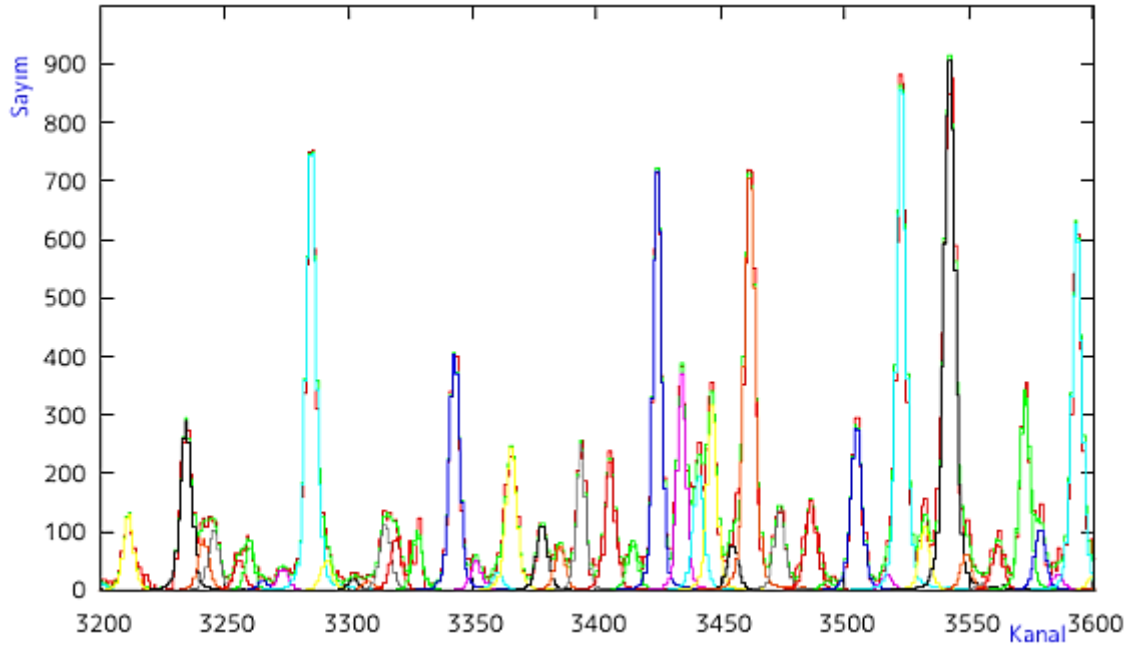


Şekil 4.29: ^{50}V spektrumunda 2100-2800 kanalları arasında yapılan pik fitleme işlemi.

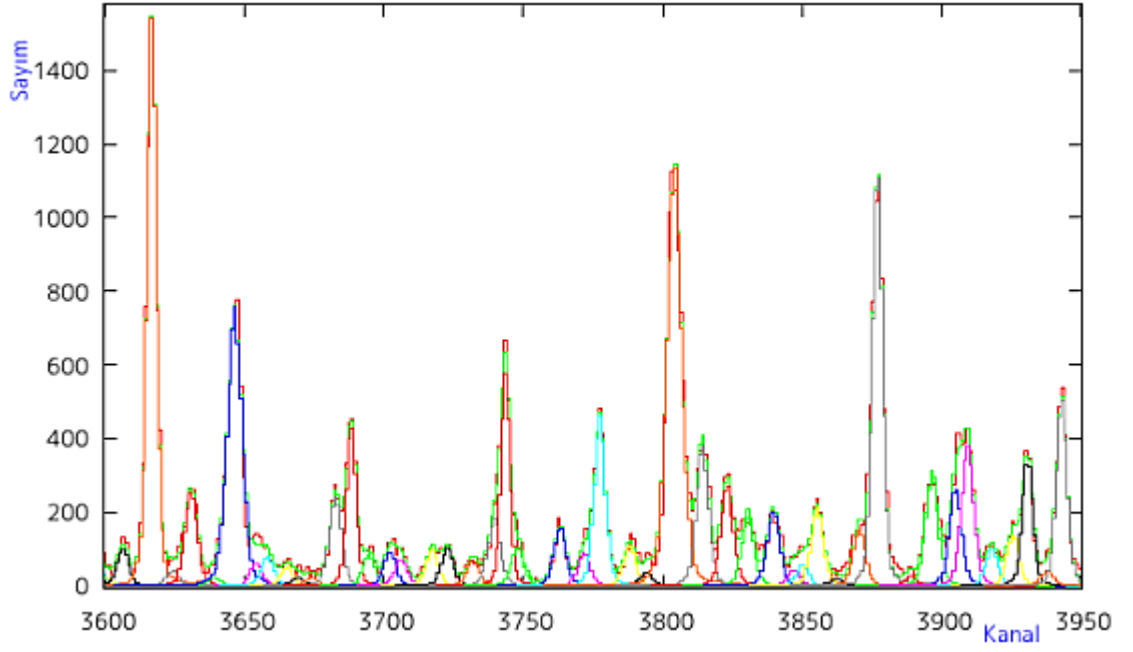


Şekil 4.30: ^{50}V spektrumunda 2800-3200 kanalları arasında yapılan pik fitleme işlemi.

Pik fit işleminde data ile tüm piklerin toplamının üst üste gelmesi amaçlanır. Bunun için de referans pikinin iyi seçilmesi çok önemlidir.

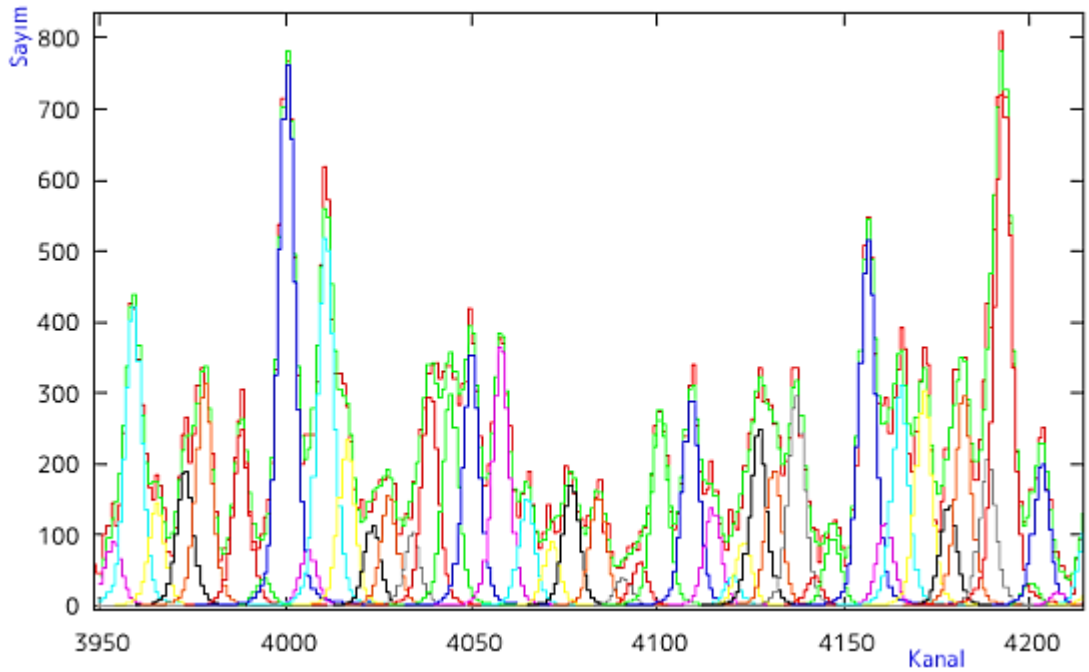


Şekil 4.31: ^{50}V spektrumunda 3200-3600 kanalları arasında yapılan pik fitleme işlemi.

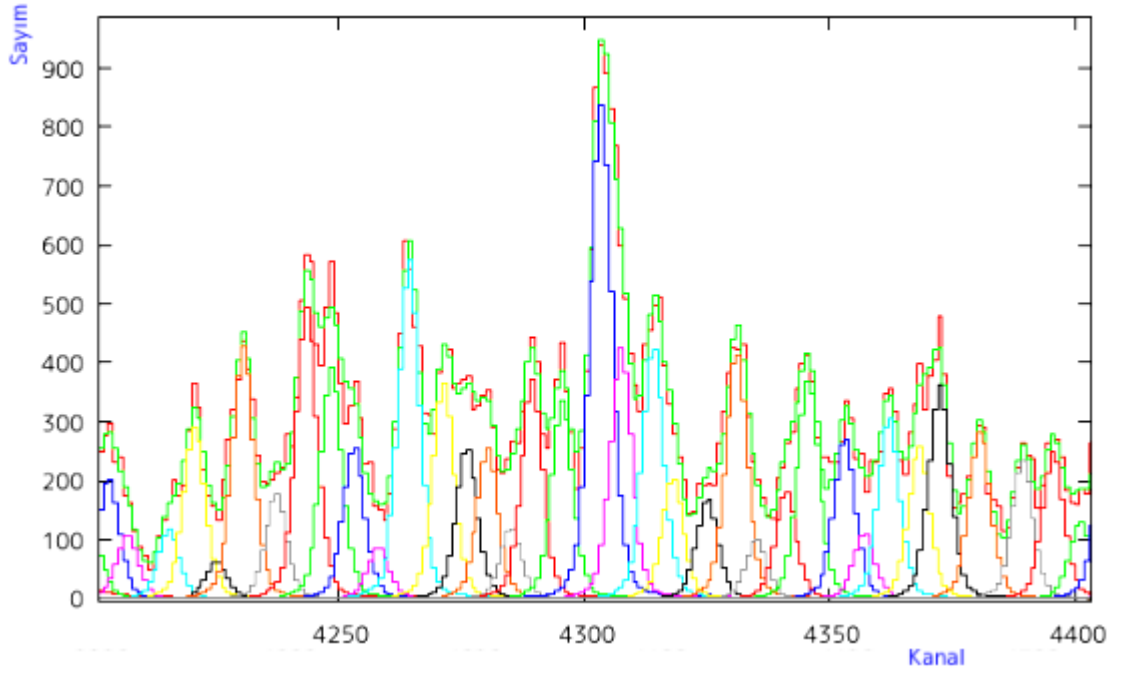


Şekil 4.32: ^{50}V spektrumunda 3600-3950 kanalları arasında yapılan pik fitleme işlemi.

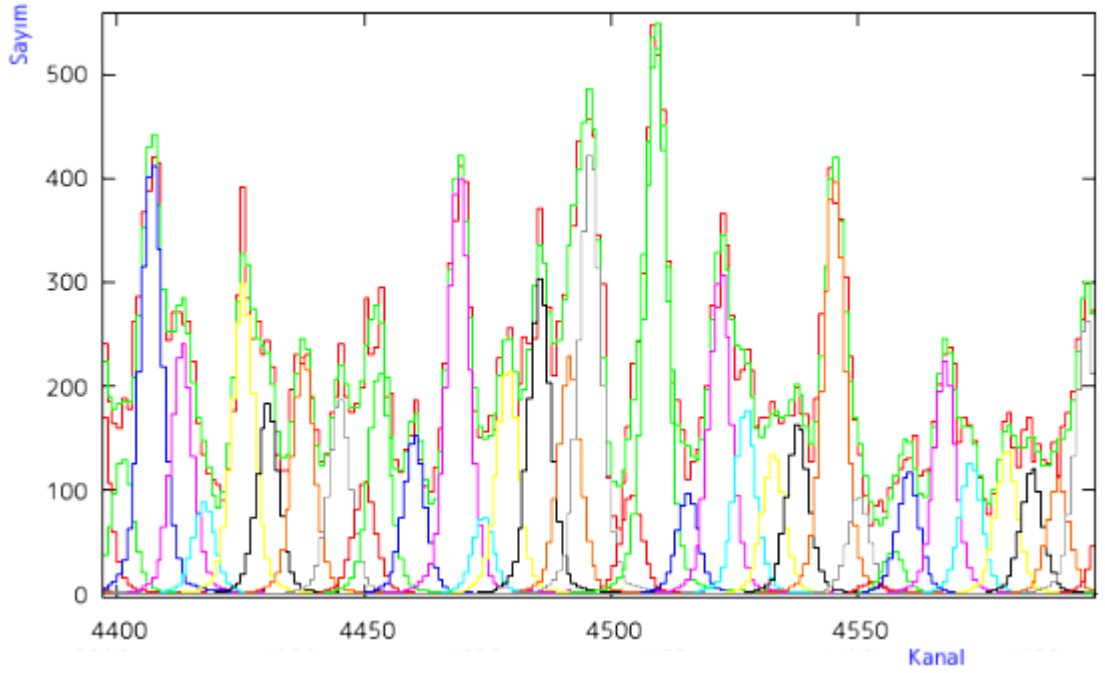
Kanal-sayım spektrumlarında kırmızı renk datadan gelen katkıyı, yeşil renk tüm piklerin toplamını vermektedir.



Şekil 4.33: ^{50}V spektrumunda 3950-4200 kanalları arasında yapılan pik fitleme işlemi.



Şekil 4.34: ^{50}V spektrumunda 4200-4400 kanalları arasında yapılan pik fitleme işlemi.

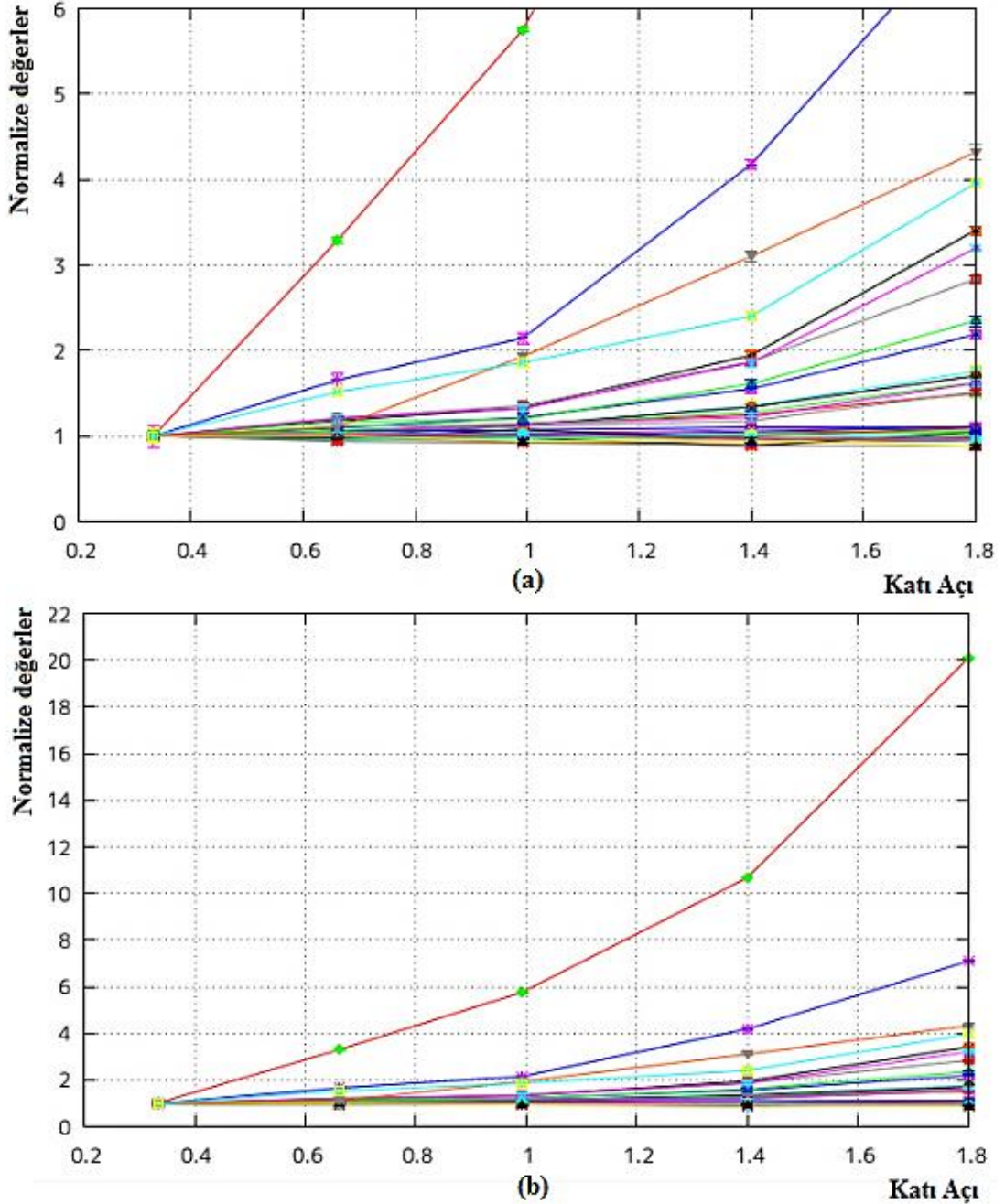


Şekil 4.35: ^{50}V spektrumunda 4400-4600 kanalları arasında yapılan pik fitleme işlemi.

4.2.4. $\Delta L=0$ Seviyelerinin Belirlenmesi

$(^3\text{He}, t)$ yüksek rezolüsyon spektrumlarında, sadece $\Delta L=0$ olan pikler gözlenmiyor yüksek L değerine sahip seviyeler de gözlenir. $\Delta L=0$ seviyelerinin tesir kesiti momentum transferinin $q=0$ olduğu durumda maksimumdur ve $\Delta L \geq 1$ olan seviyelerin

tesir kesitleri q arttıkça artar [40]. 0° ve daha büyük açılardaki piklerin şiddetlerinin oranı alınarak $\Delta L \geq 1$ olan seviyeler $\Delta L=0$ olan seviyelerden ayrılırlar. Eğer iyi bilinen bir $\Delta L=0$ seviyesi 1 e normalize edilirse, $\Delta L \geq 1$ olan seviyeler 1'den daha büyük olacaktır.



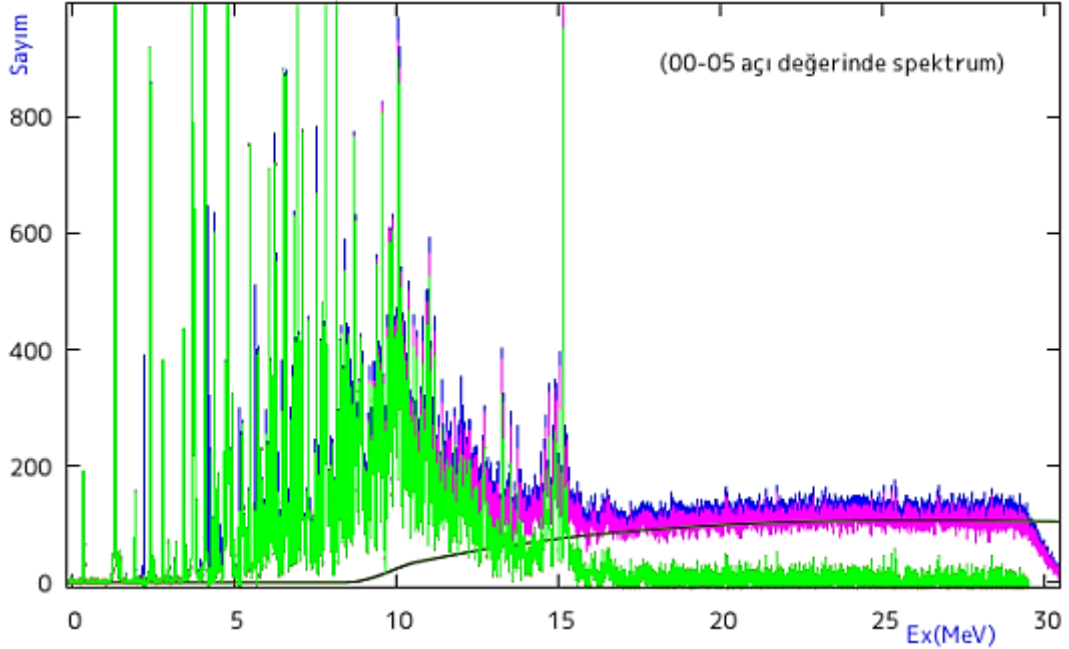
Şekil 4.36: ^{50}V spektrumunda $\Delta L=0$ ve $\Delta L \geq 1$ olan seviyelerin belirlenmesi. Normalize değer 1 civarında olan pikler $\Delta L=0$ dir. Normalize değerden uzak olan pikler $\Delta L \geq 1$ olan piklerdir. (a) Küçük y eksen ölçülerindeki çizimi göstermektedir. (b) Büyük y eksen ölçülerindeki çizimi göstermektedir.

Her bir seviye için $\Theta=0^\circ-0.5^\circ$, $0.5^\circ-0.8^\circ$, $0.8^\circ-1.2^\circ$, $1.2^\circ-1.6^\circ$, $1.6^\circ-2^\circ$ şiddetler arası oran IAS seviye 1'e normalize edilerek beş açı değeri için hesaplandı.

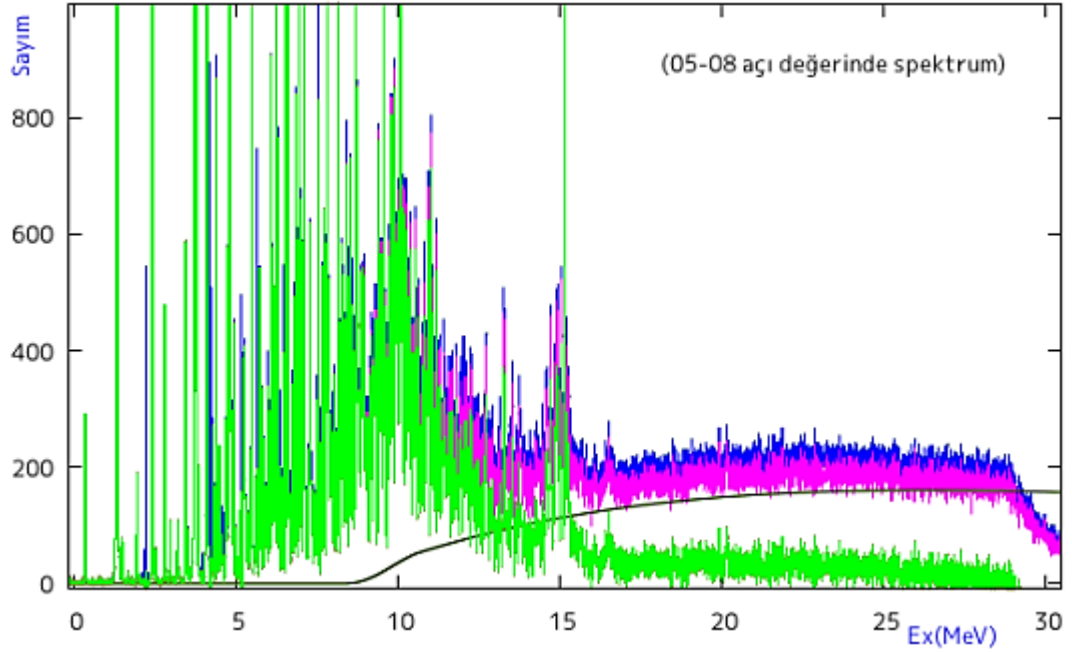
Şekil 4.36, ^{50}V çekirdeğinin spektrumundaki piklerin, beş açı değeri için şiddetler arası oranı alınarak bu beş açı değerine karşılık gelen katı açı değerlerine göre çizilmiştir. Bu şekilde sadece belli bir bölgeye ait pikler bulunmaktadır. Şekilde görüldüğü gibi normalize değer 1 civarında olan pikleri $\Delta L=0$, normalize değerden uzak olan pikler $\Delta L \geq 1$ olan pikleri göstermektedir. Aynı işlem ^{50}V çekirdeğinin bütün pikleri için yapılmıştır. Normalize edilen 1 değerinden sapan seviyeler $\Delta L \geq 1$ olarak belirlenir ve Tablo 4.2 de listelenmiştir.

4.3. ^{50}V UYARILMA ENERJİLERİ

^{50}V çekirdeğinin analizi için bölüm 4.2 de de anlatıldığı gibi kanal-sayım spektrumu kullanıldı. Şekil 4.37-4.41 arası şekiller ise her bir açı değeri için enerji spektrumuna karşılık sayım değerleri olarak oluşturuldu.

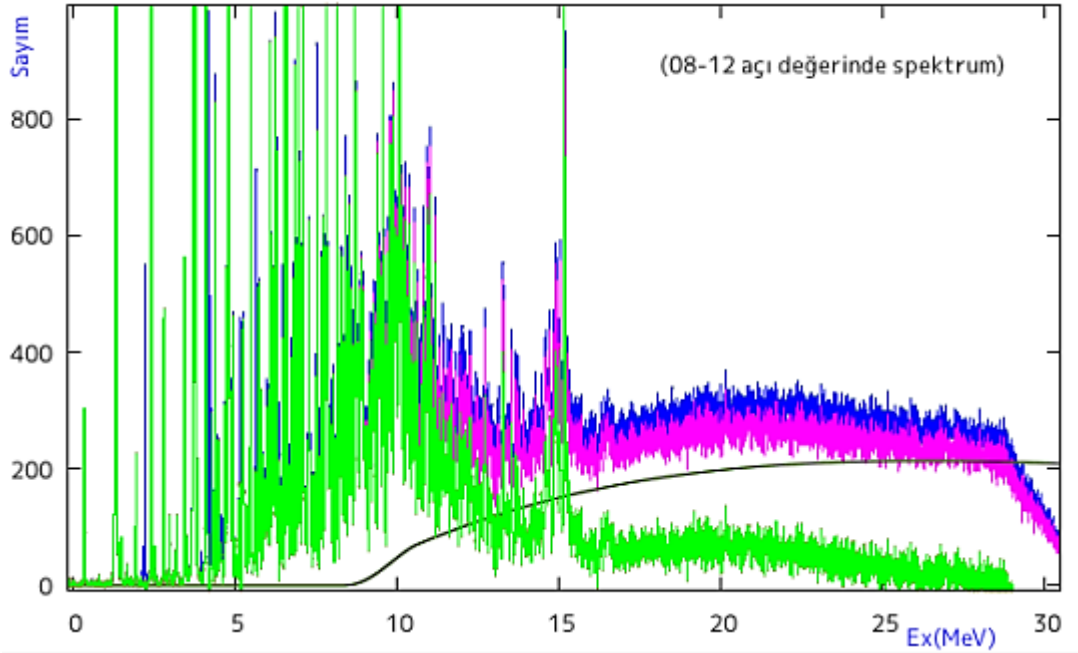


Şekil 4.37: ($0^\circ-0.5^\circ$) açı değerinde ^{50}V enerji-sayım spektrumu.

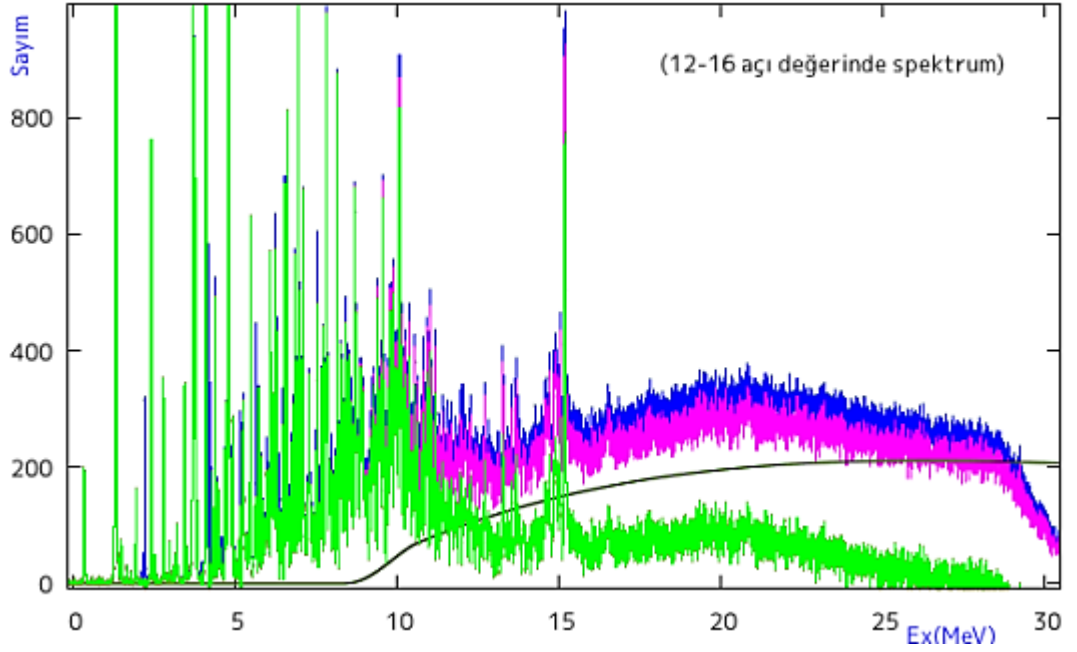


Şekil 4.38: (0.5° - 0.8°) açı değerinde ^{50}V enerji-sayım spektrumu.

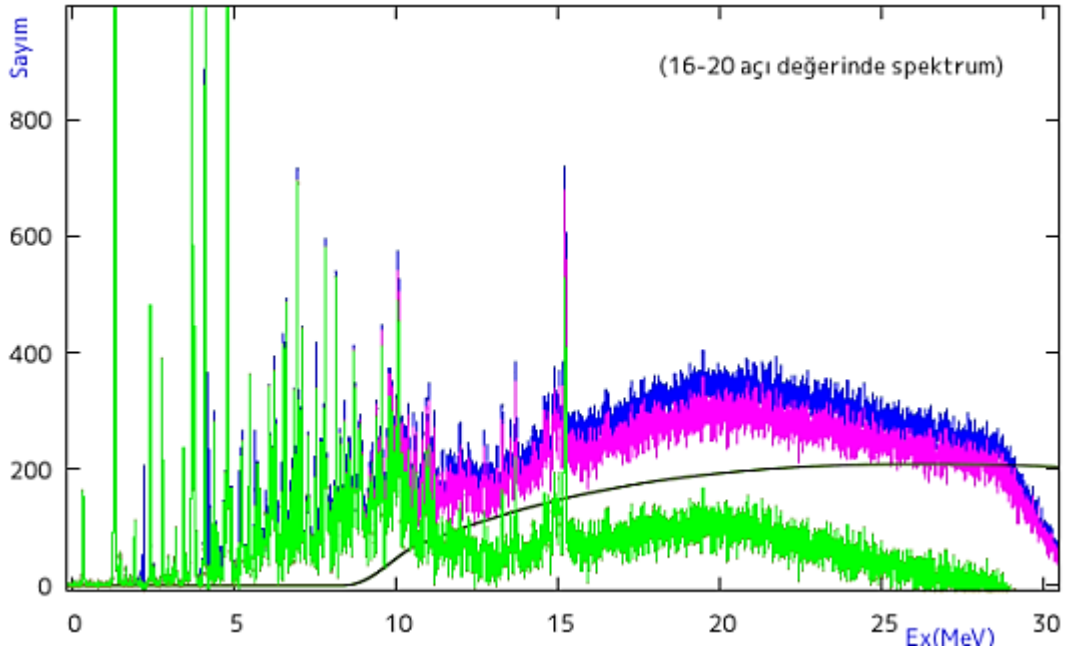
Şekillerde mavi renkli spektrum ^{50}V spektrumunu, pembe spektrum ^{50}V - ^{48}V spectrumunu, siyah çizgi quasifree background çizgisini ve yeşil spektrum da ^{50}V - ^{48}V spectrumundan background katkısını çıkardıktan sonraki durumu göstermektedir.



Şekil 4.39: (0.8° - 1.2°) açı değerinde ^{50}V enerji-sayım spektrumu.



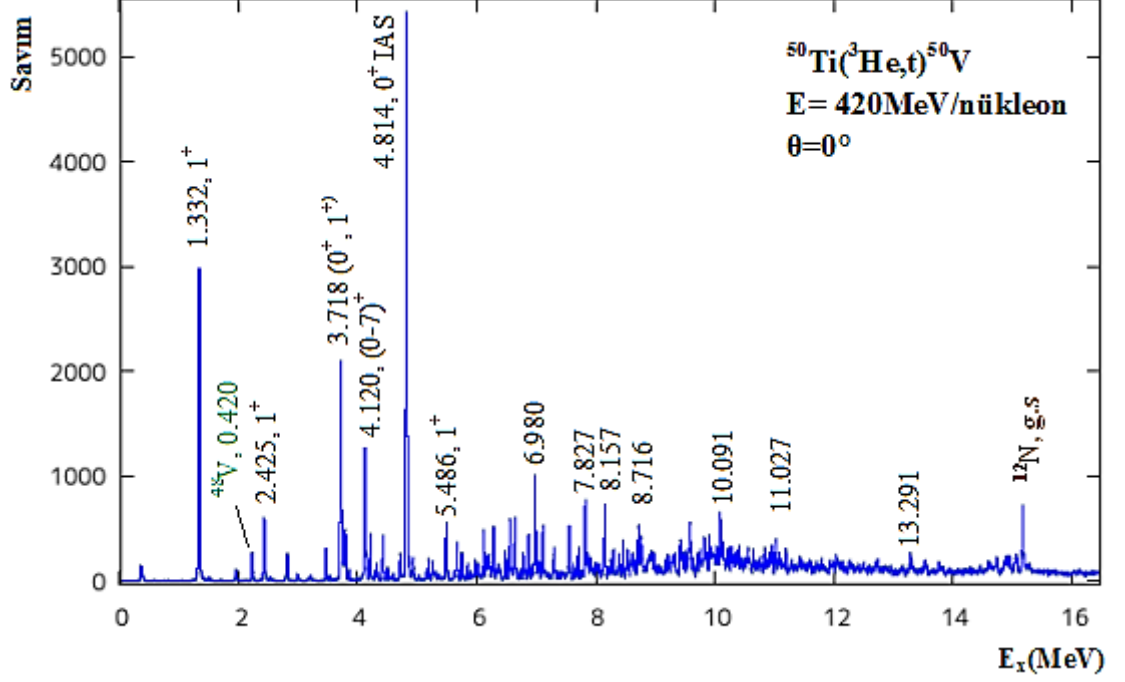
Şekil 4.40: (1.2° - 1.6°) açı değerinde ^{50}V enerji-sayım spektrumu.



Şekil 4.41: (1.6° - 2.0°) açı değerinde ^{50}V enerji-sayım spektrumu.

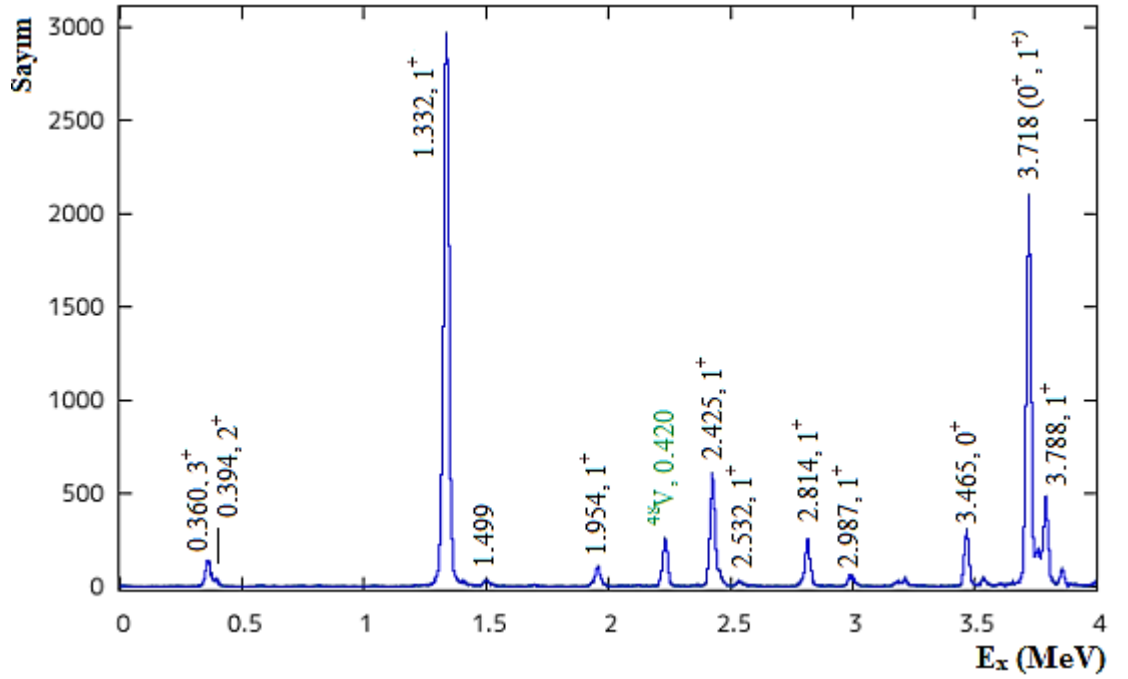
Yapılan analiz çalışmaları sonucunda yaklaşık 21.5 keV luk iyi bir rezolüsyonla elde edilen ^{50}V çekirdeğine ait enerji spektrumu Şekil 4.42 de gösterilmektedir. Diğer yandan Tablo 4.2 de ^{50}V çekirdeğinin $J^\pi=1^+$ olarak bilinen enerji seviyeleri gösterilmiştir. Yüksek uyarılma enerji değerlerindeki bilinmeyen seviyeler kinematik

hesaplamalar yardımıyla bu piklerin 0° - 0.5° açı değerine ait spektrumundaki pozisyon bilgilerinden tespit edilmiştir.

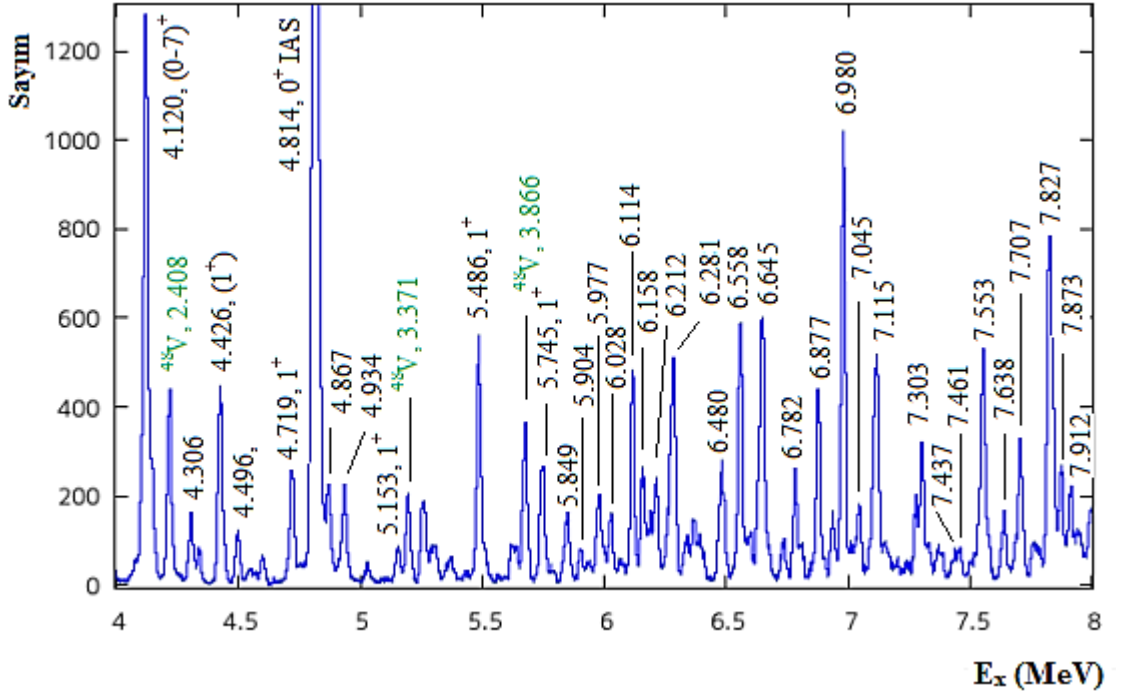


Şekil 4.42: ^{50}V enerji-sayım spektrumu.

Şekil 4.43 – 4.46 de ise Tablo 4.2 gösterilen ^{50}V çekirdeğine ait tespit edilen enerji değerleri gösterilmiştir.

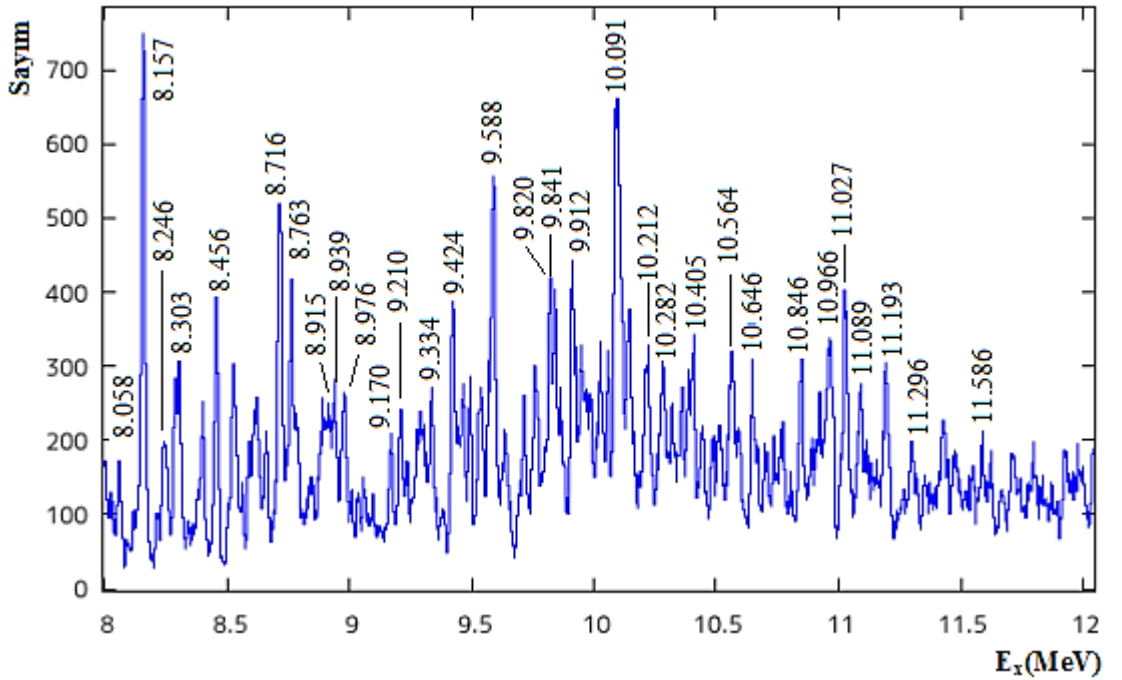


Şekil 4.43: 0-4 MeV arası bulunan ^{50}V enerji değerleri.



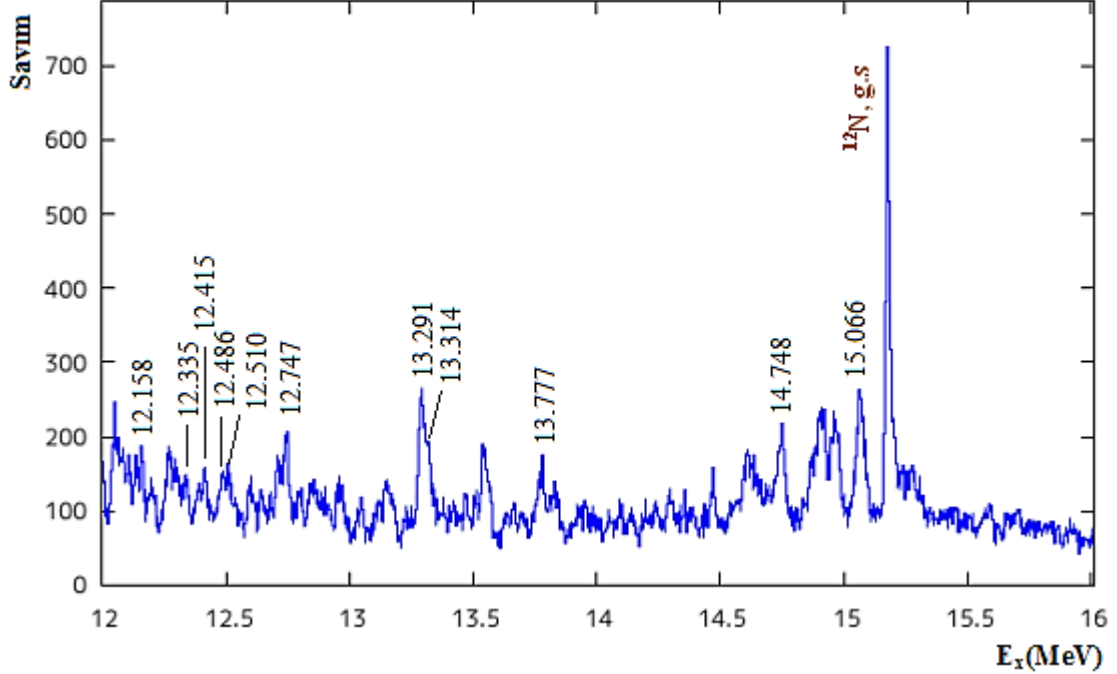
Şekil 4.44: 4-8 MeV arası bulunan ^{50}V enerji değerleri.

Bölüm 4.1.3 te anlatıldığı gibi referans olarak ^{nat}Mg spektrumu kullanılmıştır. ^{50}V çekirdeği için referans [48] de verilen birçok E_x değeri ≤ 5 keV lik bir farkla 8 MeV e kadar tespit edilebildi.



Şekil 4.45: 8-12 MeV arası bulunan ^{50}V enerji değerleri.

Temel seviyesi $E_x=0.0$ MeV olan ^{12}C kontaminasyonundan gelen ^{12}N piki ^{50}V spektrumunda yaklaşık 2 keV lik bir sapma ile 15.176 MeV enerjide görülmektedir.



Şekil 4.46: 12-16 MeV arası bulunan ^{50}V enerji değerleri.

4.4. B(GT-) DEĞERLERİNİN ÇIKARILMASI

4.4.1. 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 [16].

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\text{GT}}}{d\Omega}(0^\circ) &\cong K_{\text{GT}} N_{\text{GT}} |J_{\sigma\tau}(0)|^2 B(\text{GT}) \\ &= \hat{\sigma}_{\text{GT}}(0^\circ) B(\text{GT}) \end{aligned} \quad (4.11)$$

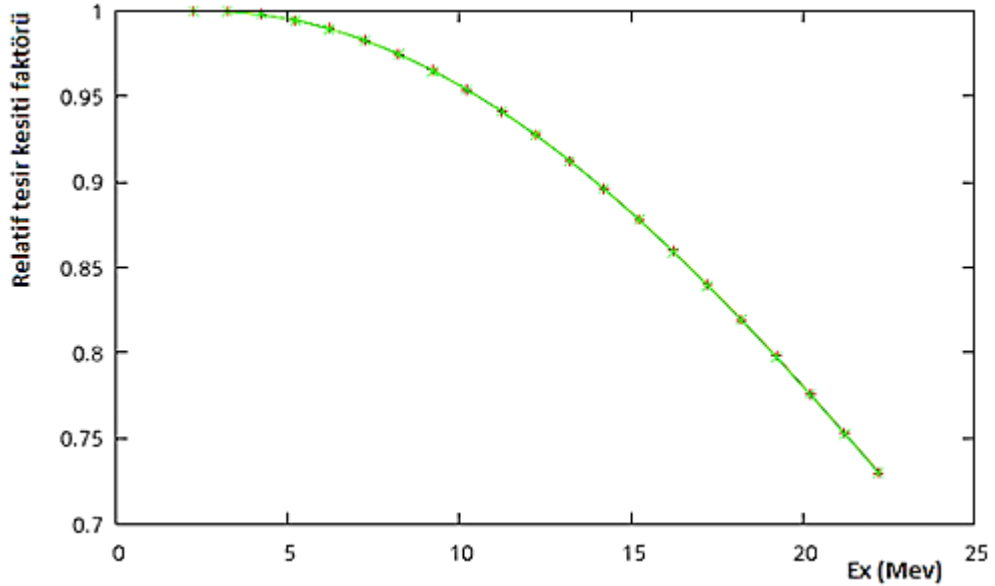
Denklem 4.11 de K_{GT} ve N_{GT} ; GT geçişlerinde dalga fonksiyonlarındaki farklılıktan dolayı beklenen kinematik ve bozunum faktörünü, $J_{\sigma\tau}(0)$; momentum transferinin sıfır olduğu etkin etkileşmelerin $V_{\sigma\tau}$ hacim integralini, $\hat{\sigma}_{\text{GT}}(0^\circ)$; 0° deki GT birim tesir kesitini göstermektedir.

Denklem 4.11 de gösterildiği gibi benzer bir orantılılık izobarik analog seviyeleri birbirine bağlayan Fermi geçişi içinde verilir.

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_F}{d\Omega}(0^\circ) &\cong K_F N_F |J_\tau(0)|^2 B(F) \\ &= \hat{\sigma}_F(0^\circ) B(F) \end{aligned} \quad (4.12)$$

Denklem 4.12’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 Fermi geçişinin birim tesir kesiti göstermektedir [46].

Denklem 4.11 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 [47] kullanılarak ($^3\text{He}, t$) reaksiyonları için yapılmıştır. Şekil 4.47 te ^{50}V çekirdeği için hesaplanan relatif tesir kesiti değerleri, uyarılma enerjisinin bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir.



Şekil 4.47: ^{50}V çekirdeği için hesaplanan tesir kesitinin uyarılma enerjisinin bir fonksiyonu olarak gösterimi.

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.

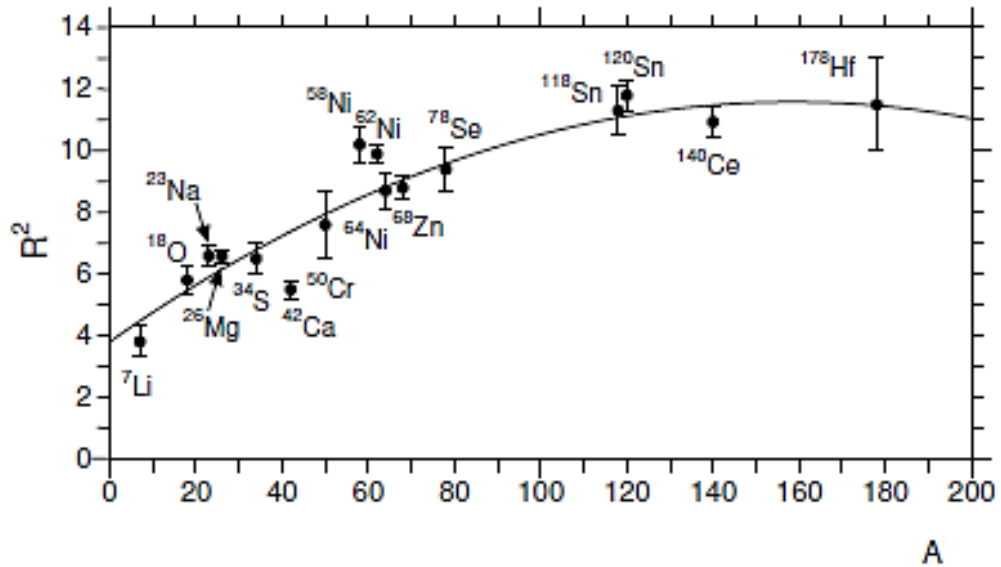
4.4.2. Birim Tesir Kesitinin Elde Edilmesi

Deneyde kullanılan çekirdekler ait $B(GT_-)$ değerlerinin elde edilebilmesi için birim tesir kesiti $\hat{\sigma}_{GT_-}$ değerine ihtiyaç vardır.

Birim tesir kesiti $\hat{\sigma}_{GT_-}$ değerinin elde edilebilmesi için en iyi yol $T_z = \pm 1 \rightarrow 0$ olan analog GT_{\pm} geçişlerinin aynı $B(GT)_{\pm}$ değerlerine sahip olacağını düşünerek, β_+ bozunumlarından elde edilebilen $B(GT_+)$ değerlerini kullanmaktır. Ancak $B(GT_+)$ değerlerini kullanabilmemiz için analizi yapılan çekirdeğin analog çekirdeğinin β_+ bozunum çalışmaları yapılmış olması gerekiyor. Eğer bu bilgi elimizde yoksa birim tesir kesitini bulabilmek için Gamow-Teller ve Fermi birim tesir kesitleri oranına eşit olan R^2 değerini kullanmalıyız.

4.4.3. Kütle Numarası A ya bağlı değişen R^2 Değerleri

Kütle numarası A ya bağlı olarak değişen R^2 değerleri Şekil 4.48 da gösterilmiştir. R^2 değerleri $A = 42, 58, 62$ sistemleri dışında kütle numarası arttıkça artmaktadır ve yaklaşık %20 - 30 arası sapma göstermektedir.



Şekil 4.48: Kütle numarası A ya bağlı olarak değişen R^2 değerleri. Şekildeki çekirdekler (${}^3\text{He}, t$) reaksiyonlarında kullanılan hedef çekirdeklerdir.

Gamow-Teller ve Fermi birim tesir kesitleri oranına eşit olan R^2 değeri Denklem 4.13 te verilmiştir.

$$R^2 = \frac{\hat{\sigma}_{GT}}{\hat{\sigma}_F} = \left(\frac{\frac{\sigma_{GT}}{B(GT)}}{\frac{\sigma_F}{B(F)}} \right) \quad (4.13)$$

Bu denklemde $B(F) = N-Z$ IAS seviyeye Fermi geçiş gücünü göstermektedir. Denklemden anlaşılacağı gibi GT ve F tesir kesitleri ve incelenen çekirdeğe ait R^2 değeri kullanılarak her bir seviyeye ait olan $B(GT)$ değerlerini elde edebiliriz.

4.4.4. R^2 Değeri Kullanılarak ^{50}V Çekirdeğinin $B(GT)$ Değerinin Hesaplanması
Yukarıda bahsedilen $A= 42, 58, 62$ sistemleri dışındaki değerler $A = 26$ [37], 34 [50], 46 [51], 54 [52], 64 [25], 78 [53], 118 ve 120 [54] kullanılarak ikinci dereceden fit uygulandığında ^{50}V çekirdeği için R^2 değeri $R^2 = 8.3 \pm 0.4$ olmaktadır. Diğer yandan $B(F)=N-Z=6$ ve $\sigma_F = 38896,48 \pm 201$ olduğundan $\hat{\sigma}_F = 6482.75 \pm 33.66$ dir. Her bir seviyeye ait σ_{GT} tesit kesiti değerleri kullanılarak bu seviyelere ait hesaplanan $B(GT)$ değerleri Tablo 4.2 de gösterilmiştir. $E_x = 4.815$ MeV enerjiye sahip IAS seviyeye olan Fermi geçişi için hesaplanan $B(GT)$ değeri Tablo 4.2 de gösterilmiştir.

4.4.5. Elde Edilen $B(GT)$ Güçleri

$^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$ CE reaksiyonundan elde edilen GT geçiş güçleri $B(GT)$ ler, Tablo 4.2 de gösterilmektedir. Denklem 4.13 de tanımlanan R^2 değerinin kullanılması ile elde edilen $B(GT)$ değerleri her bir seviye için hesaplandı. ^{50}V çekirdeğinin 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 4.2 gösterilen ^{50}V çekirdeğinin E_x uyarılma enerjileri interpolasyon yöntemi ile elde edilmiştir. ^{50}V çekirdeğinin E_x değerleri 8.590 MeV enerji değerine kadar bilinmektedir [49]. Tablo 4.2 de gösterilen uyarılma enerjilerinin çoğu 8.590 MeV enerji değerine kadar ≤ 4 keV lik bir farkla bulunurken 15.0066 MeV enerji değerine kadar ise yaklaşık ≤ 7 keV lik bir farkla tespit edilebilmiştir.

^{50}V çekirdeğinin piklerine ait tesir kesiti değerleri pik fitleme programı kullanılarak 15.176 MeV enerji değerine kadar elde edilebilmiştir. Bu enerjinin üstünde seviye yoğunluğu fazla olduğu için 21.5 MeV lik yüksek rezolüsyonlu spektrumda bile pikleri birbirinden ayırmak zorlaşmaktadır (Şekil 4.42). Ayrıca bazı seviyelerde seviye yoğunluğu nedeniyle ΔL ayrımı yapılması da zorlaşmaktadır. Bu nedenle böyle durumlarda sadece E_x değerleri Tablo 4.2 belirtilmiştir.

Düşük enerji bölgesinde seviyeler birbirlerinden iyi ayrılmış olduğu için ΔL ve $B(\text{GT})$ değerleri iyi bir şekilde tespit edilebilmiştir. Diğer yandan belirtildiği gibi seviye yoğunluğunun fazla olduğu yüksek uyarılma enerji bölgesinde ΔL değerlerinin tespiti zorlaşmaktadır, genelde tesir kesiti düşük olan piklerde görülmektedir. Bu nedenle $\Delta L \geq 1$ olan seviyeler için Tablo 4.2 de $B(\text{GT})$ değerleri verilmemiştir. Sadece $\Theta=0^\circ-0.5^\circ$ saçılma açısına ait tesir kesiti değerleri verilmiştir. Tabloda ΔL değeri parantez içinde gösterilen (0), $\Delta L=0$ olarak tam tespit edilemeyen seviyeleri göstermektedir. Diğer yandan parantez içinde gösterilen uyarılma enerjileri ise belirsizliği fazla olan seviyelerdir.

Tablo 4.2 de belirtilen $B(\text{GT})$ değerlerinin hata payları ise; deneysel datadan gelen istatistiksel hatayı, pik fitleme programından gelen hatayı ve ^{50}V çekirdeği için R^2 değerinden hesaplanan $B(\text{GT})$ değerinin hatayı içermektedir. Ancak background çıkarmasından gelen hata dahil edilmemiştir. Bu nedenle background katkısı fazla olan yüksek uyarılma enerji bölgesinde seviyelere ait $B(\text{GT})$ değerleri Tablo 4.2 de belirtilenden daha fazla hata değerine sahiptir.

Tablo 4.2 de gösterildiği üzere 2.229 MeV, 4.216 MeV ve 5.196 MeV enerji değerindeki pikler tamamen ^{48}V dan gelen sırasıyla 0.420(7) MeV, 2.408(7) MeV ve 3.371(15) MeV enerji değerine sahip piklerdir. Bunun yanında tüm ^{50}V piklerinden ^{48}V çekirdeğinden gelen katkılar çıkarılmıştır. Dolayısıyla Tablo 4.2 belirtilen tesir kesiti değerleri ^{48}V katkısı içermemektedir. Sadece tabloda da belirtildiği gibi ^{50}V spektrumunda 4.867 MeV enerjideki pik, ^{47}V çekirdeğinin 4.150 MeV enerjiye sahip IAS seviyesinden katkı içermektedir. Aynı şekilde ^{50}V spektrumunda 5.849 MeV, 7.303 MeV ve 8.716 MeV enerjideki pikler, enerji değerleri 0.993 MeV, 2.449 MeV ve 2.977 MeV olan ^{46}V çekirdeğinin piklerinden katkı içermektedir.

Tablo 4.2: $^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$ reaksiyonundan belirlenen $B(\text{GT}^-)$ değerleri.

$^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$					
E_x (MeV) ^a	J^π	E_x (MeV) ^b	ΔL	Sayım(0°)	$B(\text{GT})$
0.355(3)	3^+	0.360	≥ 1	1221(36)	
0.388(4)	2^+	0.394	≥ 1	298(18)	
1.332(5)	1^+	1.334	0	26042(162)	0.484(24)
1.495(5)	1^+	1.499	≥ 1	302(18)	
1.954(3)	1^+	1.954	0	944(31)	0.018(1)
	1^+	2.229 ^c	0	2224(48)	
2.425(8)	1^+	2.425	0	5459(74)	0.101(5)
2.532(10)	1^+	2.532	0	245(16)	0.005(0)
2.791(3)	$1^+2^+3^+$	2.790	≥ 1	202(15)	
2.812(7)	1^+	2.814	0	2033(46)	0.038(2)
2.991(4)	1^+	2.987	0	420(22)	0.008(1)
3.013(5)	$(0-7)^+$	3.007	≥ 1	182(16)	
		3.181	≥ 1	245(17)	
3.230(10)	0^+	3.212	≥ 1	321(19)	
3.462(5)	0^+	3.465	0	2415(50)	0.045(2)
3.555(7)	$(0,1)^+$	3.533	(0)	372(20)	0.007(1)
3.722(5)	0^+1^+	3.718	0	15412(125)	0.286(14)
3.749(5)	$1^+3^-4^-$	3.757	0	1610(41)	0.030(2)
3.769(15)	1^+	3.788	0	3775(62)	0.070(4)
3.846(8)	$1^+2^+3^+$	3.856	0	801(29)	0.015(1)
4.116(10)	$(0-7)^+$	4.120	0	10267(102)	0.191(9)
		4.144	≥ 1	1777(43)	
	1^+	4.216 ^c	0	3540(60)	
4.294(10)		4.306	0	1124(34)	0.021(1)
		4.337	≥ 1	589(25)	
4.431(15)	1^+	4.426	0	3247(58)	0.060(3)
4.501(8)	$(1-6)^-$	4.496	0	854(30)	0.016(1)
		4.543	≥ 1	271(18)	
		4.568	≥ 1	220(17)	
		4.598	≥ 1	216(16)	
4.722(15)	1^+	4.719	(0)	2069(46)	0.038(2)
4.815(10)	0^+ (IAS)	4.814	0	39727(206) ^d	$B(\text{F})=6$

a: Literatürden alınan uyarılma enerjileri [49]

b: Analiz sonucunda elde edilen uyarılma enerjileri ≈ 8 MeV enerji değerine kadar ≤ 4 keV lik bir farkla, ≈ 15 MeV enerji değerine kadar ise yaklaşık ≤ 7 keV lik bir farkla tespit edilebilmiştir.

c: ^{50}V spektrumu içinde tamamen ^{48}V dan gelen pikler

d: ^{50}V IAS seviye. $^{46,48,49}\text{V}$ çekirdeklerinin IAS seviyelerinden gelen katkılar çıkarılmıştır.

Tablo 4.2 (devam): $^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$ reaksiyonundan belirlenen $B(\text{GT}^-)$ değerleri.

$^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$					
E_x (MeV) ^a	J^π	E_x (MeV) ^b	ΔL	Sayım(0°)	B(GT)
		4.867	0	1541(40) ^c	0.029(2)
4.936(11)	1^{+2+3+}	4.934	0	1917(45)	0.036(2)
5.026(11)		5.026	0	404(22)	0.007(1)
5.172(15)	1^+	5.153	0	724(28)	0.013(1)
		5.196	0	1632(41) ^d	
5.264(15)		5.258	≥ 1	1756(43)	
		5.289	≥ 1	522(25)	
		5.307	≥ 1	632(27)	
		5.352	≥ 1	321(20)	
		5.372	≥ 1	379(21)	
5.491(15)	1^+	5.486	0	4288(67)	0.080(4)
5.543(11)	1^{+2+3+}	5.516	≥ 1	313(18)	
		5.618	0	689(28)	0.013(1)
		5.637	≥ 1	551(25)	
5.664(19)		5.675	(0)	539(24)	0.010(1)
5.752(11)	1^+	5.745	0	2261(48)	0.042(2)
5.782(11)	1^{+2+3+}	5.783	≥ 1	310(19)	
		5.849	0	1506(40) ^e	0.028(2)
5896(11)		5.904	0	683(27)	0.013(1)
		5.977	(0)	1272(36)	0.024(1)
		6.028	0	1343(38)	0.025(1)
6.124(15)		6.114	0	3353(59)	0.062(3)
		6.158	0	1827(44)	0.034(2)
6.179(15)	1^{+2+3+}	6.189	≥ 1	1215(36)	
6.222(15)		6.212	0	1769(43)	0.033(2)
6.267(15)	1^{+2+3+}	6.249	≥ 1	477(22)	
		6.281	0	4267(67)	0.079(4)
6.341		6.337	≥ 1	870(30)	
		6.393	0	948(32)	0.018(1)
6.464(15)		6.480	0	1775(43)	0.033(2)
6.558(15)		6.557	0	4699(70)	0.087(4)
6.601(15)		6.597	0	666(27)	0.012(1)

a: Literatürden alınan uyarılma enerjileri [49]

b: Analiz sonucunda elde edilen uyarılma enerjileri ≈ 8 MeV enerji değerine kadar ≤ 4 keV lik bir farkla, ≈ 15 MeV enerji değerine kadar ise yaklaşık ≤ 7 keV lik bir farkla tespit edilebilmiştir.

c: ^{47}V IAS seviyesinden katkı içermektedir.

d: ^{50}V spektrumu içinde tamamen ^{48}V dan gelen pikler

e: ^{46}V çekirdeğinden katkı içermektedir.

Tablo 4.2 (devam): $^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$ reaksiyonundan belirlenen $B(\text{GT}^-)$ değerleri.

$^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$					
E_x (MeV) ^a	J^π	E_x (MeV) ^b	ΔL	Sayım(0°)	B(GT)
6.652(15)		6.645	0	5572(76)	0.104(5)
6.744(15)		6.733	(0)	498(23)	0.009(1)
		6.782	0	1906(45)	0.035(2)
		6.810	≥ 1	655(27)	
6.883		6.877	0	3590(61)	0.067(3)
6.929		6.937	(0)	600(26)	0.011(1)
6.989		6.980	0	7269(87)	0.135(7)
		7.045	0	1588(41)	0.030(2)
7.106		7.115	0	5551(76)	0.103(5)
		7.277	0	1515(40)	0.028(2)
		7.303	0	2077(47) ^c	0.039(2)
		7.329	≥ 1	529(24)	
		7.367	≥ 1	569(25)	
		7.384	0	452(22)	0.008(1)
7.442		7.437	0	614(26)	0.011(1)
		7.461	0	650(27)	0.012(1)
		7.497	0	434(22)	0.008(1)
		7.553	(0)	2536(52)	0.047(2)
		7.638	0	983(33)	0.018(1)
		7.679	≥ 1	564(25)	
		7.707	0	2588(53)	0.048(3)
		7.782	≥ 1	229(16)	
		7.827	0	8420(94) ^c	0.156(8)
		7.873	0	2373(50)	0.044(2)
		7.912	0	1712(43)	0.032(2)
		(7.945)	0	1169(35)	0.022(1)
		(7.988)	(0)	1282(37)	0.024(1)
8.050	(0-7) ⁺	8.058	0	1335(38)	0.025(1)
		(8.125)	0	959(32)	0.018(1)
		8.157	0	5797(78)	0.108(5)
		8.213	≥ 1	162(13)	
		8.246	0	1926(45)	0.036(2)
		8.287	0	1659(42)	0.031(2)

a: Literatürden alınan uyarılma enerjileri [49]

b: Analiz sonucunda elde edilen uyarılma enerjileri ≈ 8 MeV enerji değerine kadar ≤ 4 keV lik bir farkla, ≈ 15 MeV enerji değerine kadar ise yaklaşık ≤ 7 keV lik bir farkla tespit edilebilmiştir.

c: ^{46}V çekirdeğinden katkı içermektedir.

Tablo 4.2 (devam): $^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$ reaksiyonundan belirlenen $B(\text{GT}^-)$ değerleri.

$^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$					
E_x (MeV) ^a	J^π	E_x (MeV) ^b	ΔL	Sayım(0°)	B(GT)
		8.303	0	2369(50)	0.044(2)
		8.341	≥ 1	636(27)	
		8.380	≥ 1	880(31)	
		8.401	(0)	1822(44)	0.034(2)
		8.456	0	2668(53)	0.050(3)
		8.503	≥ 1	541(24)	
		8.529	0	2660(53)	0.049(3)
		8.560	(0)	915(32)	0.017(1)
8.590	0^+	8.593	0	1241(37)	0.023(1)
		8.617	0	1971(46)	0.037(2)
		8.660	0	1597(41)	0.030(2)
		8.716	0	4790(72) ^c	0.089(5)
		8.763	0	3374(60)	0.063(3)
		8.786	0	1470(40)	0.027(2)
		(8.819)	(0)	707(29)	0.013(1)
		(8.840)	(0)	1009(34)	0.019(1)
8.895(15)		8.894	(0)	1928(46)	0.036(2)
8.913(15)		8.915	0	1872(45)	0.035(2)
		8.939	0	2321(50)	0.043(2)
		8.976	0	2390(51)	0.044(2)
		9.010	0	982(33)	0.018(1)
		9.034	≥ 1	574(26)	
		9.059	(0)	1099(35)	0.020(1)
		9.096	0	987(33)	0.018(1)
		9.170	0	1678(43)	0.031(2)
		(9.126)	0	261(18)	0.005(1)
		9.210	0	1906(46)	0.035(2)
		9.235	(0)	896(32)	0.017(1)
		(9.308)	(0)	1213(37)	0.023(1)
		9.334	0	1889(46)	0.035(2)
		9.382	(0)	618(26)	0.011(1)
		9.424	0	3252(59)	0.060(3)
		9.443	≥ 1	760(29)	

a: Literatürden alınan uyarılma enerjileri [49]

b: Analiz sonucunda elde edilen uyarılma enerjileri ≈ 8 MeV enerji değerine kadar ≤ 4 keV lik bir farkla, ≈ 15 MeV enerji değerine kadar ise yaklaşık ≤ 7 keV lik bir farkla tespit edilebilmiştir.

c: ^{46}V çekirdeğinden katkı içermektedir.

Tablo 4.2 (devam): $^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$ reaksiyonundan belirlenen $B(\text{GT}^-)$ değerleri.

$^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$					
E_x (MeV) ^a	J^π	E_x (MeV) ^b	ΔL	Sayım(0°)	$B(\text{GT})$
		9.464	0	1987(47)	0.037(2)
		9.492	0	1935(46)	0.036(2)
		9.540	≥ 1	1927(46)	
		9.569	≥ 1	1341(39)	
		9.588	0	4729(72)	0.088(4)
		9.636	0	1307(38)	0.024(1)
		9.694	(0)	707(29)	0.013(1)
		9.715	0	1662(43)	0.031(2)
		9.760	≥ 1	2688(54)	
		9.820	0	3162(59)	0.059(3)
		9.841	0	2540(53)	0.047(2)
		9.863	0	1636(42)	0.030(2)
		9.912	0	3598(63)	0.067(3)
		9.947	0	2250(50)	0.042(2)
		9.967	0	1617(42)	0.030(2)
		9.986	0	1612(42)	0.030(2)
		10.028	0	2295(51)	0.043(2)
		10.055	0	2185(49)	0.041(2)
		10.091	0	5232(76)	0.097(5)
		10.110	0	2657(55)	0.049(3)
		(10.140)	0	2648(54)	0.049(3)
		(10.157)	0	1316(38)	0.024(1)
		(10.189)	0	1095(35)	0.020(1)
		10.217	0	2660(54)	0.049(3)
		(10.267)	0	1145(36)	0.021(1)
		10.282	0	2135(49)	0.040(2)
		10.320	0	1639(42)	0.030(2)
		10.360	0	1972(47)	0.037(2)
		10.386	0	1566(43)	0.029(2)
		10.405	0	2321(51)	0.043(2)
		10.442	0	1771(44)	0.033(2)
		10.484	0	1414(40)	0.026(1)
		10.511	0	1624(43)	0.030(2)

a: Literatürden alınan uyarılma enerjileri [49]

b: Analiz sonucunda elde edilen uyarılma enerjileri ≈ 8 MeV enerji değerine kadar ≤ 4 keV lik bir farkla, ≈ 15 MeV enerji değerine kadar ise yaklaşık ≤ 7 keV lik bir farkla tespit edilebilmiştir.

Tablo 4.2 (devam): $^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$ reaksiyonundan belirlenen $B(\text{GT}^-)$ değerleri.

$^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$					
E_x (MeV) ^a	J^π	E_x (MeV) ^b	ΔL	Sayım(0°)	$B(\text{GT})$
		10.564	0	2661(54)	0.049(3)
		10.589	≥ 1	1461(41)	
		10.646	0	1942(47)	0.036(2)
		10.670	0	1157(36)	0.022(1)
		10.701	0	1042(34)	0.019(1)
		10.806	≥ 1	926(32)	
		10.846	0	2323(51)	0.043(2)
		10.891	0	1412(40)	0.026(1)
		10.921	0	1899(46)	0.035(2)
		10.966	0	2710(55)	0.050(3)
		11.027	0	3411(62)	0.063(3)
		11.089	0	2032(48)	0.038(2)
		11.109	(0)	927(32)	0.017(1)
		(11.160)	(0)	863(32)	0.016(1)
		11.193	0	2563(54)	0.048(3)
		(11.260)	0	719(29)	0.013(1)
		11.296	0	1394(40)	0.026(1)
		11.315	≥ 1	830(31)	
		11.351	0	907(32)	0.017(1)
		(11.370)	(0)	826(31)	0.015(1)
		11.426	≥ 1	1578(42)	
		11.471	0	960(34)	0.018(1)
		(11.517)	0	805(30)	0.015(1)
		(11.545)	(0)	859(31)	0.016(1)
		11.586	0	1156(37)	0.021(1)
		11.622	(0)	1113(36)	0.021(1)
		11.664	(0)	799(31)	0.015(1)
		11.711	0	1261(38)	0.023(1)
		11.796	≥ 1	1295(39)	
		11.925	0	1110(36)	0.021(1)
		(12.041)	(0)	1180(37)	0.022(1)
		12.105	0	1181(37)	0.022(1)
		12.135	0	1042(34)	0.019(1)

a: Literatürden alınan uyarılma enerjileri [49]

b: Analiz sonucunda elde edilen uyarılma enerjileri ≈ 8 MeV enerji değerine kadar ≤ 4 keV lik bir farkla, ≈ 15 MeV enerji değerine kadar ise yaklaşık ≤ 7 keV lik bir farkla tespit edilebilmiştir.

Tablo 4.2 (devam): $^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$ reaksiyonundan belirlenen $B(\text{GT}^-)$ değerleri.

$^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$					
E_x (MeV) ^a	J^π	E_x (MeV) ^b	ΔL	Sayım(0°)	$B(\text{GT})$
		12.158	0	993(34)	0.018(1)
		(12.220)	(0)	307(19)	0.006(0)
		(12.259)	0	1109(36)	0.021(1)
		(12.299)	0	1072(35)	0.020(1)
		12.335	0	892(32)	0.017(1)
		12.415	0	816(31)	0.015(1)
		12.486	0	925(33)	0.017(1)
		12.510	0	918(33)	0.017(1)
		(12.605)	0	764(30)	0.014(1)
		(12.643)	0	586(27)	0.011(1)
		12.707	≥ 1	1000(34)	
		12.747	0	1561(42)	0.029(2)
		(13.046)	(0)	470(25)	0.009(1)
		(13.146)	(0)	739(30)	0.014(1)
		13.291	0	2096(50)	0.039(2)
		13.314	0	1425(41)	0.026(1)
		(13.508)	(0)	551(26)	0.010(1)
		13.777	0	989(34)	0.018(1)
		(14.387)	(0)	432(23)	0.008(1)
		(14.470)	(0)	665(30)	0.012(1)
		(14.608)	(0)	1188(38)	0.022(1)
		(14.627)	0	669(29)	0.012(1)
		14.748	0	1458(43)	0.027(2)
		14.900	≥ 1	1300(40)	
		14.918	≥ 1	1300(40)	
		15.066	(0)	1579(44)	0.029(2)
		15.176	≥ 1	5582(82) ^c	

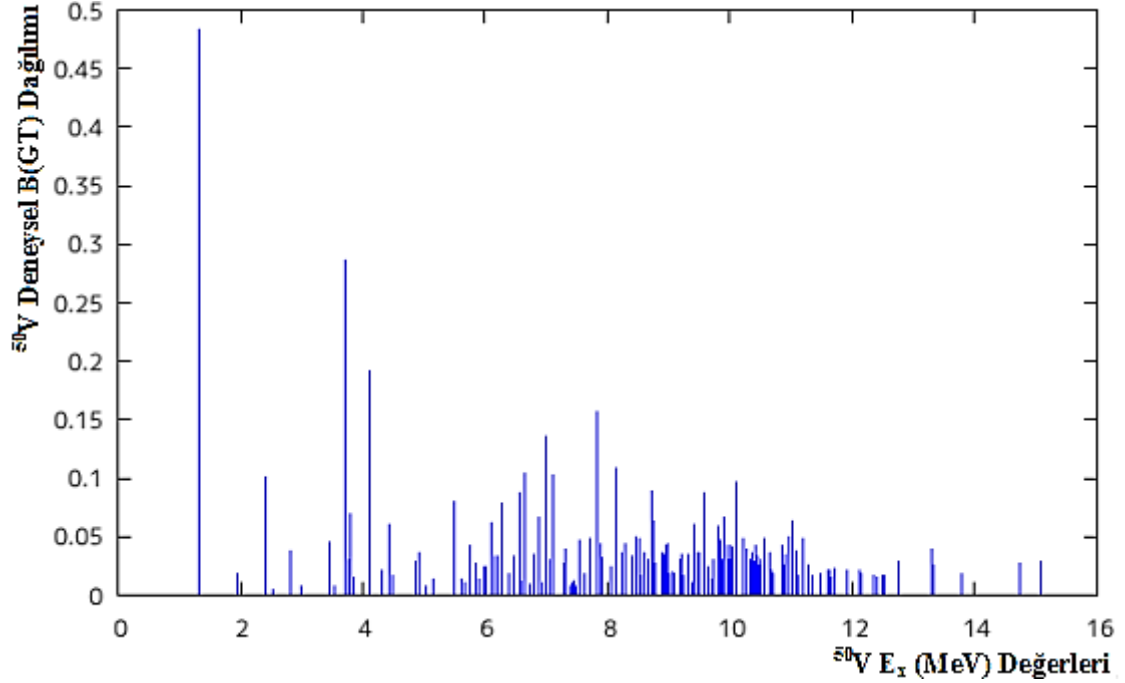
a: Literatürden alınan uyarılma enerjileri [49]

b: Analiz sonucunda elde edilen uyarılma enerjileri ≈ 8 MeV enerji değerine kadar ≤ 4 keV lik bir farkla, ≈ 15 MeV enerji değerine kadar ise yaklaşık ≤ 7 keV lik bir farkla tespit edilebilmiştir.

c: ^{12}N , g.s.

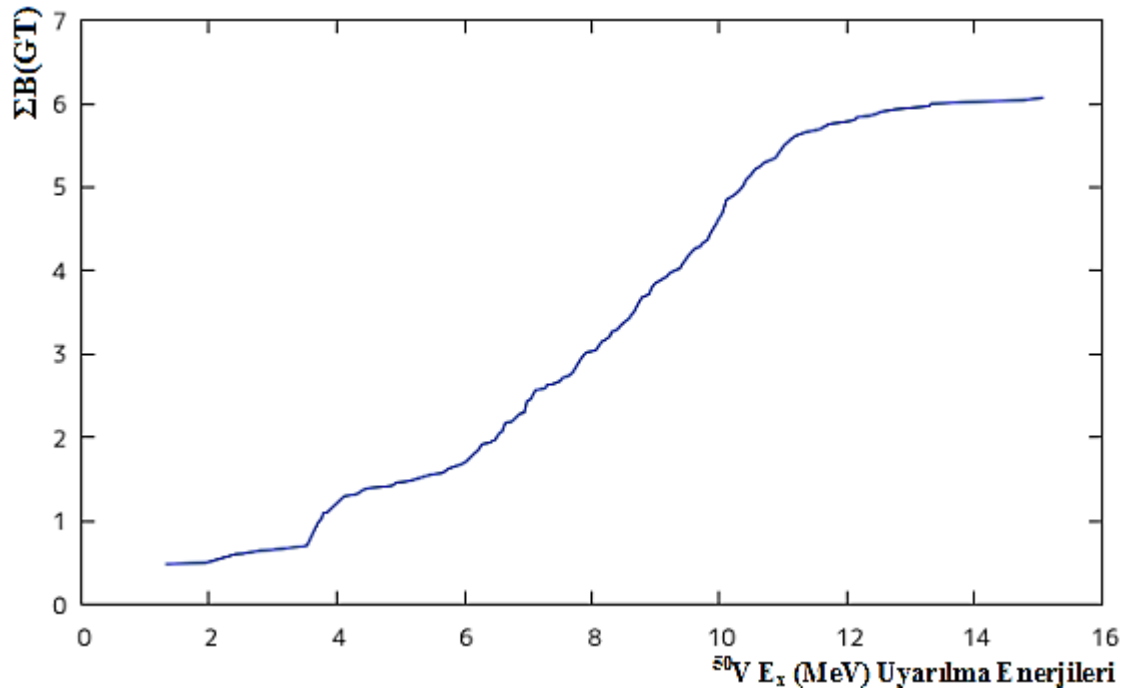
Şekil 4.49 de ise $\Delta L=0$ olan GT seviyelerin uyarılma enerjilerine karşılık elde edilen $B(\text{GT})$ değerlerine ait dağılım gösterilmektedir. Şekilden de anlaşıldığı gibi 3-5 MeV enerji degerleri arasın $B(\text{GT})$ güçleri gözlenmektedir ancak yoğunluk 6-12 MeV enerji

değerlerine dağılmıştır. Dikkat edilmelidir ki $J^\pi=0^+ \rightarrow 0^+$ olan ^{50}V IAS seviyesine olan geçiş Fermi geçişi olduğu için bu seviyeye ait geçiş gücü değeri dahil edilmemiştir.



Şekil 4.49: $^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$ reaksiyonu sonucu elde edilen $B(\text{GT})$ dağılımı.

Aynı durum Tablo 4.2 de de belirtilmiştir. IAS seviyenin geçiş gücü değeri $B(\text{F}) = \text{N}-\text{Z} = 6$ dır. Benzer yaklaşıklık olarak uyarılma enerjisine karşılık $\Sigma B(\text{GT})$ değerlerinin kümülatif toplamı Şekil 4.50 de görülmektedir.



Şekil 4.50: $^{50}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{50}\text{V}$ reaksiyonu sonucunda E_x değerlerine karşılık $\Sigma B(\text{GT})$ kümülatif toplam değerleri.

Kümülatif $B(\text{GT})$ değerleri uyarılma enerjilerine bağlı olarak yavaş yavaş artış göstermektedir. Bu $\Sigma B(\text{GT})$ değerlerinin merkezi noktası 9.2 MeV enerji değerine karşılık gelmektedir. Şekil 4.49 dan da görüldüğü gibi bu enerji değeri çevresinde $B(\text{GT})$ dağılımları yoğunluk göstermektedir.

RCNP araştırma merkezinde gerçekleştirilen orta hüzme enerjilerinde yüksek rezolüsyonlu 0° ölçümleri çalışmalarında ilk çalışmalara kıyasla daha iyi bir enerji rezolüsyonu elde edilmiştir. (p,n) reaksiyonları ile elde edilen spektrumlarda 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 [14].

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Temel seviye izospinleri sırasıyla $T_z = 1, 3/2, 2, 5/2, 3$ olan $^{46,47,48,49,50}\text{Ti}$ hedef çekirdeklerinin izospini $T_z = 0, 1/2, 1, 3/2, 2$ olan $^{46,47,48,49,50}\text{V}$ ürün çekirdeklerine olan GT₋ geçiş çalışmaları, ($^3\text{He}, t$) CE yük değişim reaksiyonuyla RCNP Araştırma Merkezinde 140 MeV reaksiyon enerjisinde ve 0° saçılma açısında gerçekleştirilmiştir.

Bu 0° ölçümlerinde hem $^3\text{He}^{2+}$ hüzmesi hem de trityum (t) parçacıkları spektrometrede bulunan ilk dipol magnete (D1 magnet) gelirler. ($B\rho$) manyetik özelliği trityumların manyetik özelliğinin neredeyse yarısına eşit olan $^3\text{He}^{2+}$ hüzmesi D1 magnetin içine yerleştirilen faraday kaptı durduruldu. Diğer yandan zayıflatılmış hüzme metodunun kullanılması ile uygulanan dispersif eşleştirme teknikleriyle $^{46,47,48,49,50}\text{V}$ çekirdeklerinde sırasıyla 18 keV, 19.2 keV, 20.3 keV, 28.2 keV ve 21.5 keV enerji rezolüsyonuna ulaşıldı. Bu iyi rezolüsyonla spektrumlarda birçok ayrık seviye gözlemlendi. Spektrometrenin 0° ölçümlerinde software analiz programı ile vanadyum izotoplarına ait spektrumlar beş açı değeri için $\Theta=0^\circ-0.5^\circ$, $0.5^\circ-0.8^\circ$, $0.8^\circ-1.2^\circ$, $1.2^\circ-1.6^\circ$, $1.6^\circ-2^\circ$ elde edildi.

Bölüm 2.5 ve 2.6 da izospini aynı ve farklı olan çekirdeklere ait spektrumlar arasındaki $B(\text{GT})$ dağılımları incelenmişti. Yapılan bu çalışmalara bir yenisini eklemek adına bu tez çalışmasında 420 MeV reaksiyon enerjisinde farklı izospin değerlerine sahip $^{46,47,48,49,50}\text{Ti}(^3\text{He}, t)$ CE reaksiyonu ile elde edilen *pf*-kabuk bölgesi çekirdeklerinden vanadyum izotoplarının $^{46,47,48,49,50}\text{V}$ $B(\text{GT})$ dağılımları incelenmiştir.

Yüksek rezolüsyonda ($^3\text{He}, t$) yük değişim reaksiyonları ile elde edilen çekirdekler arasından $^{46,47,48,49,50}\text{Ti}$ izotopları farklı izospin değerlerine (sırasıyla $T_0 = 1, 3/2, 2, 5/2, 3$) sahip kararlı bir izotop serisi olarak farklılık göstermektedir. Bu çekirdeklerin izospin yapısına göre değişen $B(\text{GT})$ dağılımları incelenmiştir. Farklı vanadyum izotoplarının farklı GT güç dağılımları, GT uyarılmalarında yer alan *p-p* ve/veya *p-h* konfigürasyonların N sayısının artışı ile değişen yapısıyla ilişkili olarak incelenmiştir.

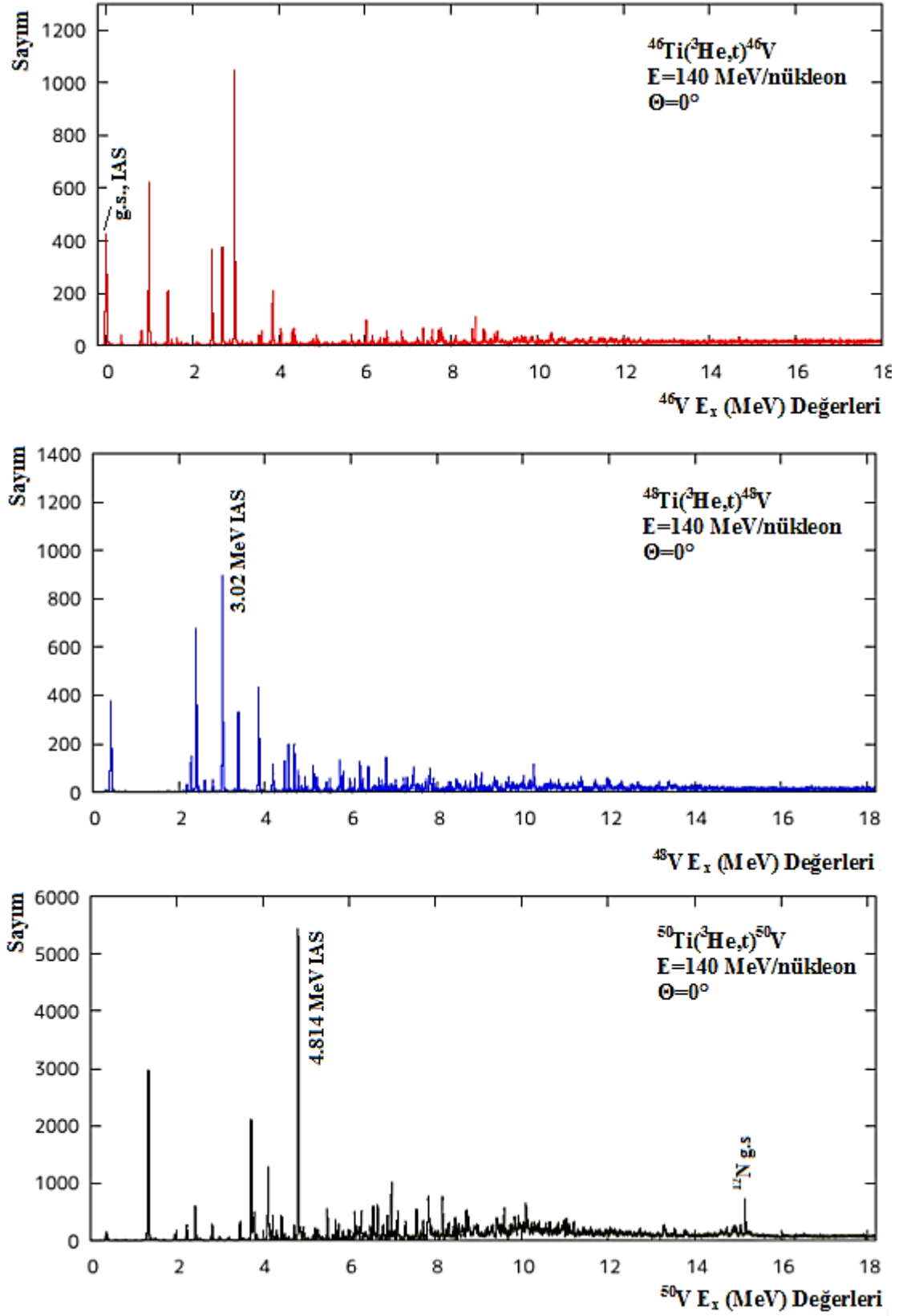
Nötron sayısı artışı ile GT güç dağılımlarının yüksek enerji bölgelerine itilmesinin sebepleri tartışılmıştır.

Şekil 2.15 te gösterildiği gibi kabuk modeline göre kütle numaraları gittikçe artan vanadyum izotoplarında sadece iki tip etkileşme ($\nu f_{7/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$ ve $\nu f_{7/2} \rightarrow \pi f_{5/2}$) GT geçişlerini mümkün kılmaktadır. Dikkat etmeliyiz ki ^{46}V çekirdeği için $\nu f_{7/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$ ve $\nu f_{7/2} \rightarrow \pi f_{5/2}$ konfigürasyonları temelde $p-h$ yapıdadır fakat az bir miktarda $p-p$ yapı da içermektedir. Ancak izotoplar arasında nötron sayısı arttıkça bu $p-p$ yapı olasılığı kaybolmaktadır. ^{50}V çekirdeği neredeyse pür $p-h$ yapısına sahiptir.

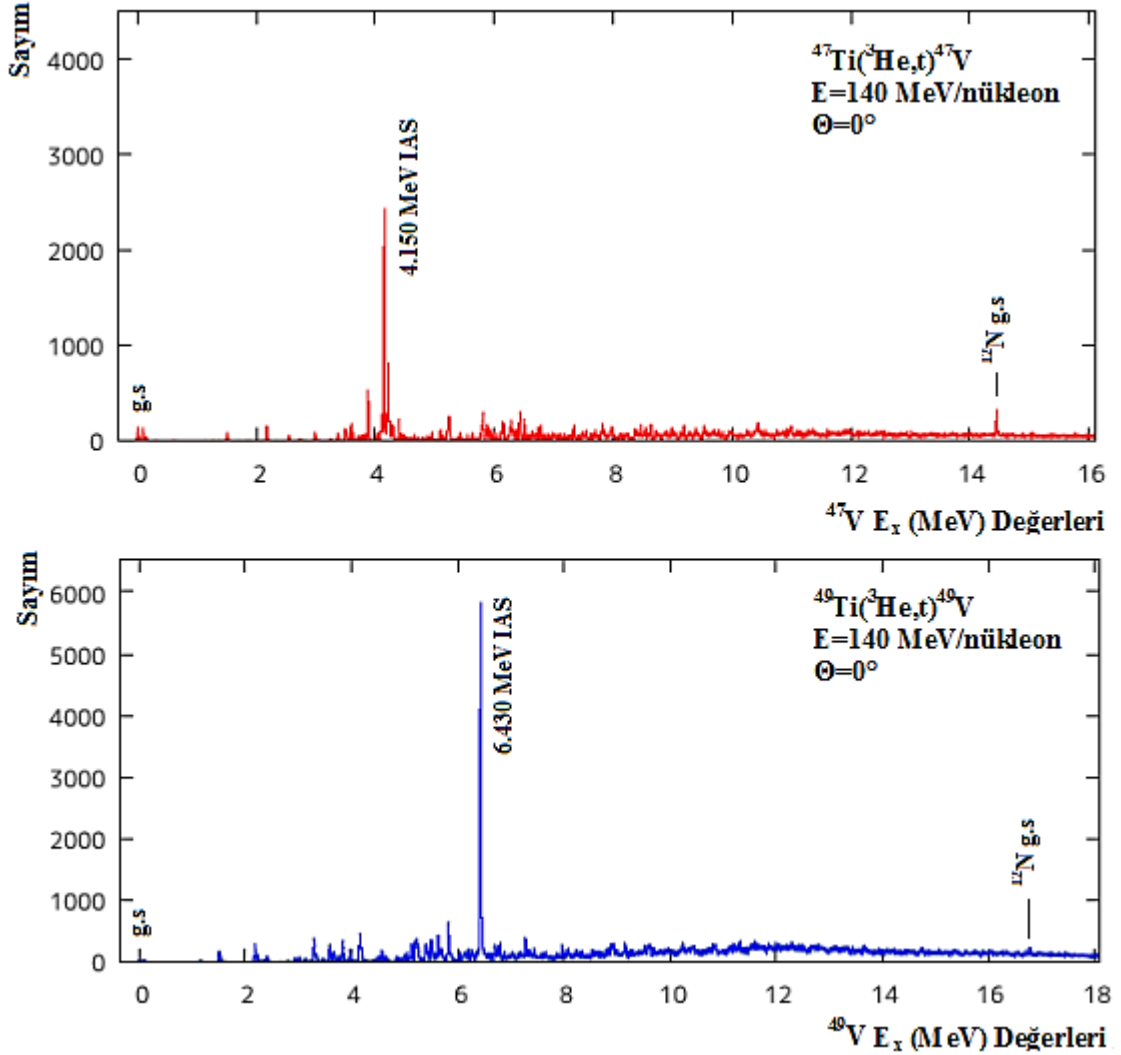
Vanadyum izotoplarında GT güç dağılımlarının kütle numarasına bağlılığı göz önünde bulundurulduğunda, içerdiği $p-p$ yapı nedeniyle ^{46}V spektrumunda GT güçleri genelde düşük enerji bölgesinde yoğunlaşmaktadır. Ancak çoğunlukla $p-h$ yapı gözlenen ^{50}V spektrumunda ise GT güçleri, itici IV (izovektör) artık etkileşmenin etkisiyle bireysel yapıların tek parçacık enerjileri bakımından yüksek enerji bölgesine itilmektedir ve böylece kollektif GTR yapılar bu bölgede gözlenmektedir. Dikkat edilmelidir ki GTR yapılar daima $j_<$ ve $j_>$ kabukları arasındaki enerji farkından daha yüksek enerjilerde gözlenmektedir [55,56]. Kütle numarası artan kararlı çekirdekte nötron sayısı daima proton sayısından fazladır. Nötron fazlalığından dolayı, GTR larının temel yapısı daima π parçacık – ν boşluk ($\pi p - \nu h$) dur. Ayrıca $p-h$ konfigürasyonları arasındaki artık etkileşmelerin itici IV-tipli artık etkileşmeler nedeniyle eş fazda olduğu iyi bilinir ve böylece IV GTR lar pertürbe edilmemiş $p-h$ enerji değerleri yakınlarına itilir [55].

Şekil 5.1 de $^{46,48,50}\text{V}$ çekirdeklerine ve Şekil 5.2 de ise $^{47,49}\text{V}$ çekirdeklerine ait enerji spektrumları uyarılma enerji değerlerine göre sıralanmışlardır. Şekiller incelendiğinde açıkça görülüyor ki $B(\text{GT})$ güç dağılımlarının merkezi kütle numarası arttıkça yüksek enerji bölgesine doğru itilmektedir.

İzospini $T_z(T_z > 1/2)$ olan çekirdeklere β tipli GT geçişlerinde GT matris elemanı izospin Clebsch-Gordan (CG) katsayılarıyla orantılıdır. Denklem 2.6 da görüldüğü gibi her bir GT geçiş gücü değeri Clebsch-Gordan katsayısının karesi (C_{GT}^2) ile orantılıdır. (C_{GT}^2) katsayı değerinin, β -tipli reaksiyonarda farklı T_f son seviyelerine olan GT güç dağılımı üzerine en büyük etkisi ($^3\text{He}, t$) ölçümlerinden elde edilen spektrumlarda gözlenebilmektedir.



Şekil 5.1: ($^3\text{He},t$) reaksiyonu sonucu elde edilen $^{46,48,50}\text{V}$ izotoplarının enerji spektrumları.



Şekil 5.2: $(^3\text{He}, t)$ reaksiyonu sonucu elde edilen $^{47,49}\text{V}$ izotoplarının enerji spektrumları.

İzospini $T_0 = 1$ olan hedef çekirdek ^{46}Ti için C_{GT}^2 değeri Tablo 2.1 de gösterildiği gibi $T = T_0 = 1$ seviyesine geçişte maksimumdur. Diğer yandan izospini $T_0 = 3$ olan ^{50}Ti çekirdeğinin $T_0 - 1, T_0$ ve $T_0 + 1$ seviyelerine geçiş için C_{GT}^2 değerleri $5/7, 1/4$ ve $1/28$ tir. Şekil 5.1 de de görüldüğü gibi GT güç dağılımları $T_0 - 1$ seviyelerinde yoğunluk gösterir ve bu değer ^{50}V çekirdeğinin temel seviyesinden ≈ 9 MeV, IAS seviyesinden ise sadece ≈ 3 MeV ilerde. Bunun yanında Tablo 2.1 den C_{GT}^2 değerleri $^{47,48,49}\text{Ti}$ çekirdekleri için de incelendiğinde, GT güç dağılımlarının yine $T_0 - 1$ seviyelerinde yoğunluk gösterdiği açıkça görülür.

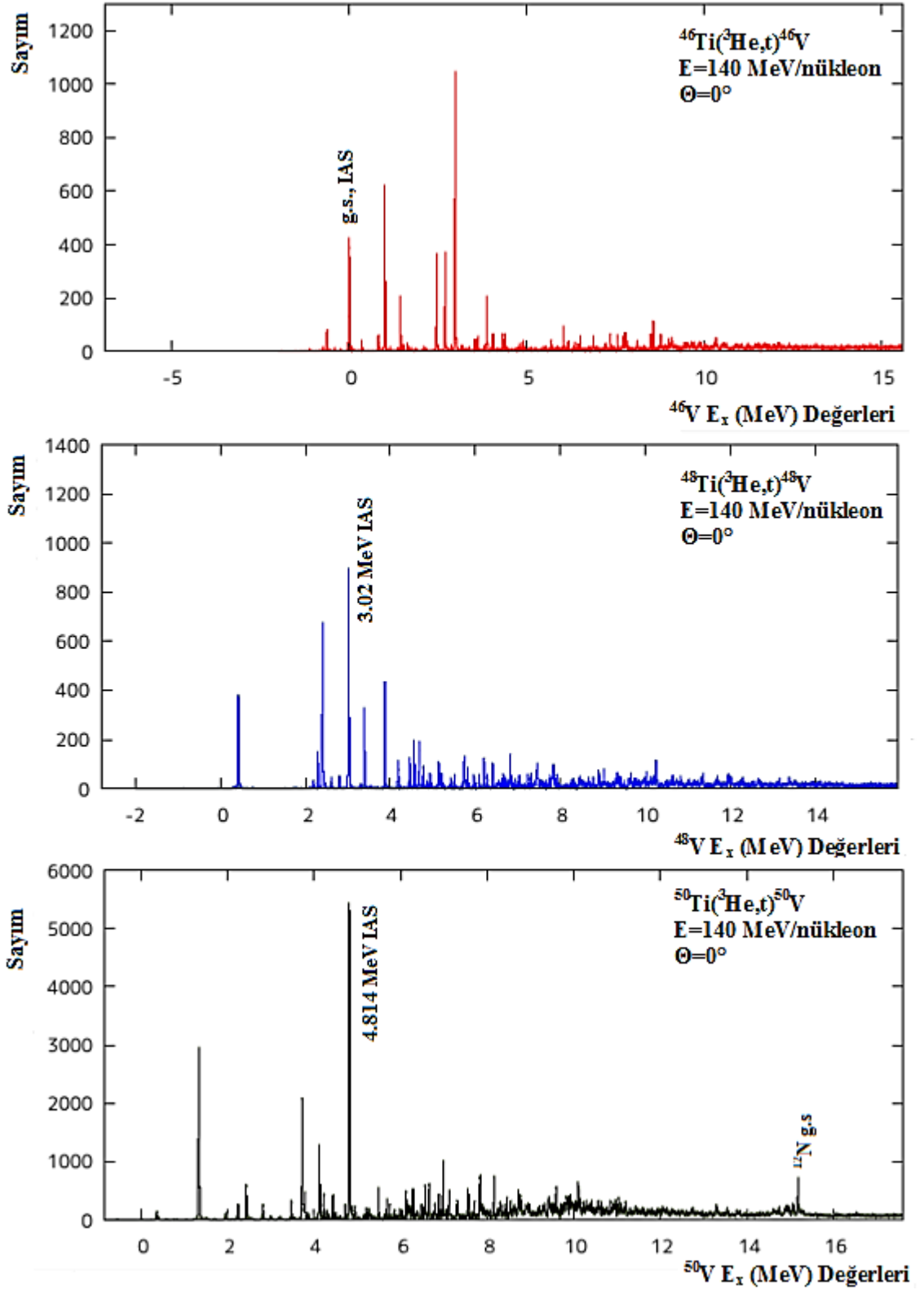
Bağımsız parçacık modeline göre $j>$ ve $j<$ kabuk modeli seviyeleri arasındaki tek-parçacık geçişleri, izinli GT uyarılmaları olarak bilinir. Bunlar arasında sadece $j> \rightarrow j<$

geçişleri izinli M1 uyarılmaları olarak bilinir. $j_<$ seviyesi $j_>$ seviyesinden $\langle \ell \cdot s \rangle$ değeri kadar daha yüksek enerjilerde gözlenmektedir.

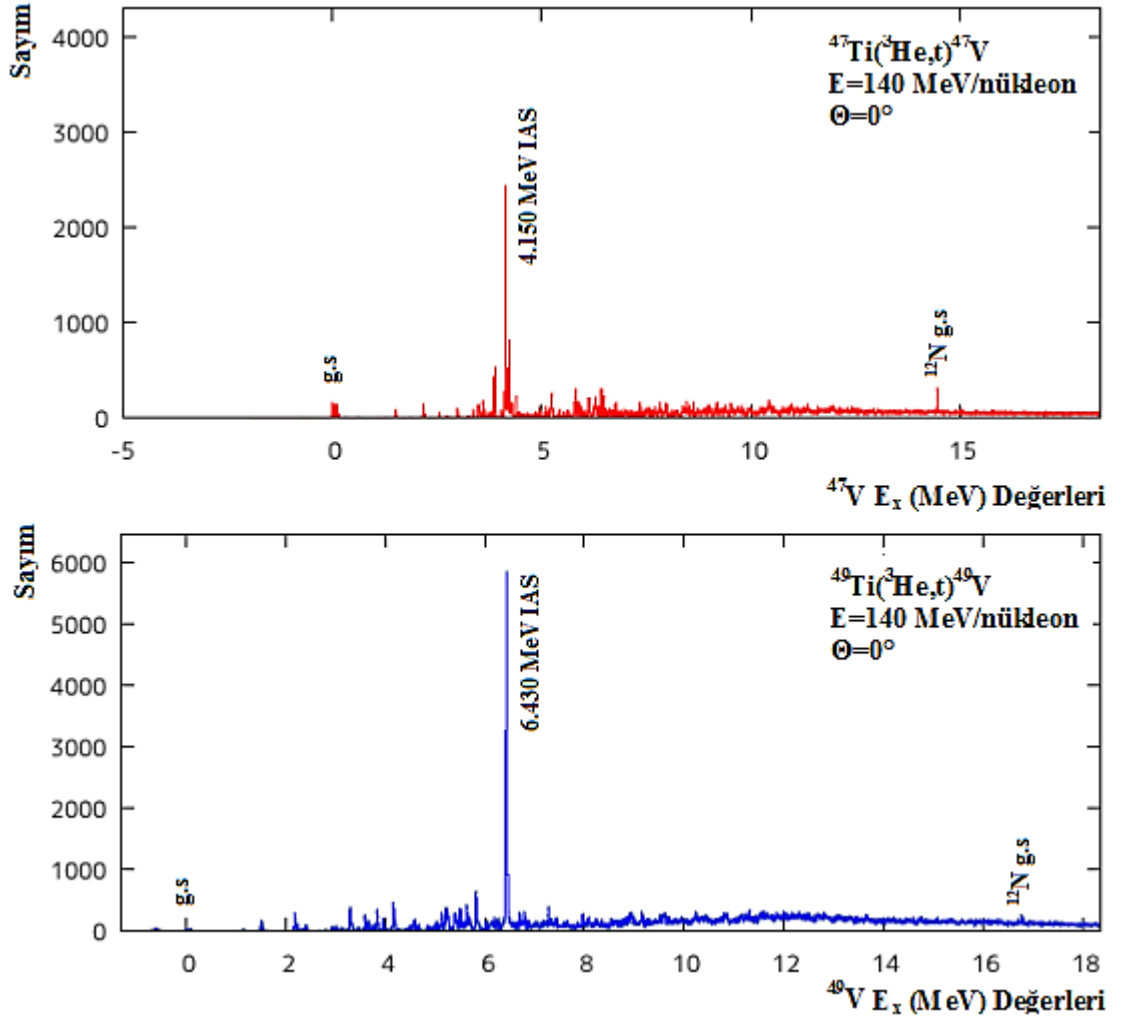
Vanadyum izotopları göz önüne alındığında $f_{5/2} \rightarrow f_{7/2}$ spin-yörünge çiftleri olarak bilinir ve bu durumlar arasında her durumun $\langle \ell \cdot s \rangle$ değeri ile orantılı bir enerji farkı $(\Delta E)_{LS} \approx 5-6$ MeV vardır. Bu enerji farkına ek olarak IV-tipli parçacık-boşluk ($p-h$) artık (rezidual) etkileşmeler itici (repulsive) olduğu için $j_> \rightarrow j_<$ tek parçacık geçişlerini kapsayan $T = T_0$ olan M1 uyarılmaları vanadyum izotoplarında yaklaşık $\approx 7-10$ MeV daha ileri enerji değerlerinde gözlenmesi beklenir. Bu nedenle titanyum izotoplarıyla benzer GT uyarılmaları vanadyum izotoplarında ise $T = T_0$ olan IAS seviyeden $\approx 7-10$ MeV daha ileri enerji değerlerinde gözlenmesi beklenir.

Yukarıda bahsedildiği gibi nötron bakımından zengin $T_0 = T_z \geq +1$ olan çekirdeklerin β^- -tipli GT uyarılmalarında $T_0 - 1$ GT seviyeleri de uyarılır. Bu uyarılmalarından ($j_> \rightarrow j_>$) ve/veya ($j_< \rightarrow j_<$) geçişleri, ek olarak ($j_> \rightarrow j_<$) geçişi CE reaksiyonları kullanılarak uyarılabilir. Titanyum hedef çekirdeğinden vanadyum ürün çekirdeğine olan GT uyarılmalarında, ürün çekirdek olan vanadyum izotoplarına ait GT geçişlerinin çoğu $p-h$ yapısına uymaktadır. Ayrıca bu $p-h$ konfigürasyonlarında artık etkileşmeler itici olduğu için, GT uyarılmaları ileri enerji değerlerine itilmektedir. Bu nedenle $T_0 - 1$ GT uyarılmalarının büyük kısmı ürün çekirdeğin temek seviyesinden $\approx 7-10$ MeV daha ileri enerji değerlerinde gözlenmesi beklenir.

Şekil 5.3 ($^{46,48,50}\text{V}$) ve 5.4 ($^{47,49}\text{V}$) de gösterildiği gibi bu spektrumlar (IAS) İzobarik Analog Seviyelerin uyarılma enerjilerine göre elde edilmiştir. Açıkça görülüyor ki IAS seviyeden sonra ≈ 8 MeV enerji değerinde gözlenen GTR yapılar, artan kütle numarasına bağlı olarak düşük enerji değerlerine kayarak bu GTR yapılar IAS seviyeye yaklaşmaktadır. Kütle numarası arttıkça ^{50}V spektrumunda GTR yapı IAS den sadece ≈ 3 MeV uzakta gözlenir.



Şekil 5.3: ($^3\text{He}, t$) reaksiyonu sonucu elde edilen $^{46,48,50}\text{V}$ izotoplarının IAS seviyeye göre enerji spektrumları.



Şekil 5.4: (${}^3\text{He}, t$) reaksiyonu sonucu elde edilen ${}^{47,49}\text{V}$ izotoplarının IAS seviyeye göre enerji spektrumları.

Sonuç olarak vanadyum izotoplarına ait spektrumlarda $B(\text{GT})$ dağılımlarını genel olarak değerlendirdiğimizde ${}^{46}\text{V}$ ve ${}^{47,48,49,50}\text{V}$ spektrumlarında gözlenen GTR lar izospin yapısına göre benzer şekle fakat farklı yapıya sahiptir; ${}^{46}\text{V}$ çekirdeğindeki GTR lar $T = T_0$ karakterine, ${}^{47,48,49,50}\text{V}$ çekirdeklerinde GTR lar ise $T = T_0 - 1$ karakterine sahiptir. GTR yapıların ana konfigürasyonu, $p-h$ yapısına sahip $N > Z$ olan çekirdeklerdir. GTR yapılarının, $j_<$ ve $j_>$ yörüngeleri arasındaki enerji farkı değerinden ($\approx 3 - 6$ MeV) daha yüksek enerjilerde ($\approx 8 - 15$ MeV) gözlenmesi $p-h$ etkileşmelerin itici (repulsive) yapısı ile açıklanabilir [20]. Ek olarak IV-tipli etkileşmeler iticidir bu nedenle IV-tipli GT uyarılmalarında GT yapılar daha da itilir yani daha yüksek enerji değerlerinde gözlenir.

Vanadyum izotoplarına ait spektrumların $B(GT)$ dağılımları incelendikten sonra detaylı analizi yapılan ^{50}V çekirdeğinin spektrumunda bulunan piklerin pozisyonları ve şiddeti bir pik fitleme programı kullanılarak yaklaşık 15 MeV enerji değerine kadar tespit edilebildi. Spektrumda 7.951 MeV seperasyon enerjisi üzerinde QFS saçılma nedeniyle bir süreklilik meydana gelmiştir. Buna bağlı olarak yaklaşık 8 MeV enerji değerinin üstündeki bölgelerde enerji değeri arttıkça bu süreklilik bölgesi artmaktadır. Bu nedenle bu deneysel background, pik fitleme programı için her bir açı değerine ait spektrumlardan çıkarılmıştır.

Tablo 4.2 de ^{50}V çekirdeğinin bilinen enerji değerleri gösterilmiştir [48]. Bilinmeyen piklere ait enerji değerleri ise kinematik hesaplamalar yardımı ile pik pozisyon bilgilerinden tespit edilmiştir. Referans olarak $^{\text{Nat}}\text{Mg}$ hedefi kullanılarak elde edilen spektrum kullanılmıştır. $^{\text{Nat}}\text{Mg}$ datası da diğer vanadyum izotopları ile aynı zamanda aynı deneysel şartlar altında kullanılmıştır. Spektrumlarda bulunan pik pozisyonları ve bu pozisyonlara karşılık gelen spektrometrenin ($B\rho$) manyetik değeri arasındaki ilişki; enerji değerleri, pozisyonları ve enerji değerleri bilinen $^{24,25,26}\text{Al}$ referans pikleri kullanılarak %5 keV lik enerji farkı ile kalibre edildi. ^{26}Mg ve ^{24}Mg izotoplarının ($^3\text{He},t$) reaksiyonu ile elde edilen Q değerleri sırasıyla -4.0 ve -13.9 MeV dir. ^{50}V çekirdeğinin ise -2.225 MeV dir. ^{26}Al çekirdeğinin enerji değerleri 7.8 MeV'e kadar iyi biliniyor. Ayrıca referans olarak Mylar ($^{12}\text{C},^{16,18}\text{O}$) datasından pozisyonları ve enerji değerleri bilinen ^{12}N pikinin de kullanılması ile ^{50}V spektrumunun seviyeleri yaklaşık 15 MeV enerji değerine kadar interpolasyon yolu ile tespit edilebilmiştir. $E_x > 9$ MeV olan bölgede seviye yoğunluğu ve birçok seviyenin iki pikten oluşabilme ihtimali arttığı için Tablo 4.2 de sadece iyi ayrılmış ve yüksek sayıma sahip pikler tespit edilmiştir. Ayrıca dikkat edilmelidir ki proton seperasyon enerjisinin üstündeki enerji değerlerinde piklerde bozunma genişliği meydana geleceği için bu piklerin orta noktaları iyi bir şekilde tespit edilemez.

Literatürde henüz tespit edilmediği için belirtilmeyen yüksek uyarılma enerjisi bölgesinde gözlenen piklere ait E_x uyarılma enerjisi değerleri ise ilk kez bu tez çalışmasında 15 MeV e kadar belirlenmiş ve bu seviyelere ait $\Delta L=0$ GT seviyeleri tespit edilmiştir (Tablo 4.2).

$\Delta L=0$ olduğu açılal dağılım 0° derecede maksimum iken $\Delta L \geq 1$ olduğu açılal dağılım büyük açılarda maksimumdur. ^{50}V çekirdeği için 0.0° - 0.5° derecedeki spektruma ait pik şiddetleri diğer büyük açı değerlerindeki spektrumlara ait pik şiddetleri ile karşılaştırıldığında $\Delta L=0$ olan pikler $\Delta L \geq 1$ olan piklerden ayrılırlar.

Diğer yandan ^{50}Ti hedef çekirdeğinin ($^3\text{He,t}$) reaksiyonu ile elde edilen tesir kesiti değerlerinden $B(\text{GT}_-)$ değerlerini hesaplamak için GT_- birim tesir kesiti değerini yani $\hat{\sigma}_{\text{GT}_-}$ bulmamız gerekmektedir. ^{50}V çekirdeği için β^+ geçişlerinden elde edilebilen ‘‘standart’’ $B(\text{GT}_+)$ değerleri olmadığı için GT birim tesir kesiti ($\hat{\sigma}_{\text{GT}_-}$) GT birim tesir kesiti ve Fermi birim tesir kesiti değerlerinin oranına eşit olan kütle numarasına bağlı olarak değişen R^2 değerinin kullanılması ile tespit edildi. R^2 değerleri, β bozunum çalışmalarından bilinen referans $B(\text{GT}_+)$ değerleri kullanılarak birçok kütle numarası için ($A=7$ ile $A=178$ arası) deneysel olarak tespit edilmiştir. Ayrıca R^2 değerleri artan kütle numarasına bağlı olarak artış göstermektedir. ^{50}V çekirdeğine ait R^2 değerleri de interpolasyon yöntemi ile hesaplanmıştır.

Ayrıca Tablo 4.2 de gösterilen sayım değerlerinin hataları hem istatistiksel hatayı hem de pik fitleme programından elde edilen fitleme hatasını içermektedir. Ancak 7.951 MeV üzerindeki enerji bölgesinde QFS saçılmasından kaynaklanan süreklilik background bölgesinin çıkarılmasındaki hata dahil edilmemiştir dolayısıyla bu bölge için elde edilen $B(\text{GT})$ değerlerindeki hata tabloda belirtilen değerlerden biraz daha fazladır.

Detaylı analizi yapılan ^{50}V çekirdeğinin kümülatif $B(\text{GT})$ değerleri, Şekil 4.50 de görüldüğü gibi uyarılma enerjilerine bağlı olarak yavaş yavaş artış göstermektedir. Bu $\Sigma B(\text{GT})$ değerlerinin merkezi noktası 9.2 MeV enerji değerine karşılık gelmektedir. Şekil 4.49’da da görüldüğü gibi ^{50}V çekirdeğine ait spektrumda bu enerji değerleri çevresinde $B(\text{GT})$ dağılımları yoğunluk göstermektedir.

Bu çalışmaların devamı niteliğinde hem nükleer yapı fiziği çalışmalarına hem de astrofizik çalışmalarına katkı sağlayan pf -kabuk çekirdeklerinin $B(\text{GT})$ değerlerine ait dağılımlarının tespit edilmesine yönelik çalışmalar halen sürmektedir. ^{46}V ve ^{48}V çekirdeklerinin detaylı analiz çalışmalarına devam edilmektedir, diğer yandan ^{49}V çekirdeğinin detaylı analizi yapılarak bu çekirdeğe ait $B(\text{GT})$ değerleri hesaplanacaktır.

Tüm izotoplara ait detaylı çalışmalar tamamlandığında bu vanadyum izotoplarına $B(GT)$ değerlerine ait dağılımlarının kümülatif toplam değerleri, teorik hesaplamalarla elde edilen değerlerle kıyaslanacaktır.

KAYNAKLAR

- [1]. Fujita Y., Rubio B., and Gelletly W., 2011, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 66, 549-606.
- [2]. Zamick, L. and Zheng, D. C., 1988, Relations between Gamow-Teller and magnetic dipole transitions, *Physical Review C*, 37, 1675-1680.
- [3]. Edmonds, A.R., 1960, *Angular Momentum in Quantum Mechanics* (Princeton University Press, Princeton, ISBN: 9780691025896.
- [4]. Rapaport, J., Sugarbaker, E., 1994, Isovector Excitations in Nuclei, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 44, 109-153.
- [5]. Langanke K., and Martínez-Pinedo G., 2003, Nuclear weak-interaction processes in stars, *Review Modern Physics*, 75, 819-862.
- [6]. 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, *Nuclear Instruments and Methods B*, 126, 274-278.
- [7]. 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, *Nuclear Instruments and Methods A*, 422, 484-488.
- [8]. 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, *Nuclear Instruments and Methods A*, 484, 17-26.
- [9]. Mehdi, S.S., Gupta, V.K., 1979, Coulomb Energy of ^3He and Charge-Symmetry Breaking in Nuclear Forces, *Pramana*, 13, 667-672.
- [10]. Mayer-Kuckuk, T., 1984, *Kernphysik* (Stuttgart: B.G. Teubner), ISBN 3-519-33021-0.
- [11]. Hardy, J. C. and Towner, I. S., 2009, Superallowed $0^+ \rightarrow 0^+$ nuclear β decays: A new survey with precision tests of the conserved vector current hypothesis and the standard model, *Physical Review C*, 79, 055502(1-29).
- [12]. Hardy, J. C. and Towner, I. S., 2006, Probing the Standard Model with Superallowed Nuclear Beta Decay, *Nuclear Physics News* 16, 11-17.

- [13]. Hardy, J. C. and Towner, I. S., 2002, Calculated corrections to superallowed Fermi β decay: New evaluation of the nuclear-structure-dependent terms, *Physical Review C*, 66, 035501(1-13).
- [14]. Fujita, Y., 2008, Detailed Study of Gamow-Teller Transitions, *Nuclear Physics A*, 805, 408-415.
- [15]. Adachi, T., 2007, *High-Resolution Study Of Gamow-Teller Transitions in pf-Shell Nuclei*, Thesis (Phd), Osaka University.
- [16]. Taddeucci, T. N., Goulding, C. A., Carey, T. A., Byrd, R. C., Goodman, C. D., Gaarde, C., Larsen, J., Horen, D., Rapaport, J., and Sugarbaker, E., 1987, The (p, n) reaction as a probe of beta decay strength, *Nuclear Physics A*, 469, 125-172.
- [17]. Fujita, H., Fujita, Y., Adachi, T., Bacher, A. D., Berg, G. P. A., Black, T., Caurier, E., Foster, C. C., Fujimura, H., Hara, K., Harada, K., Hatanaka, K., Janecke, J., Kamiya, J., Kanzaki, Y., Katori, K., Kawabata, T., Langanke, K., Mart'inez-Pinedo, G., Noro, T., Roberts, D. A., Sakaguchi, H., Shimbara, Y., Shinada, T., Stephenson, E. J., Ueno, H., Yamanaka, T., Yoshifuku, M., Yosoi, M., 2007, Isospin structure of $J\pi = 1+$ states in ^{58}Ni and ^{58}Cu studied by $^{58}\text{Ni}(p, p)$ and $^{58}\text{Ni}(^3\text{He}, t)$ ^{58}Cu measurements, *Physical Review C*, 75, 034310(1-15).
- [18]. Popescu, L., Adachi, T., Berg, G. P. A., von Brentano, P., Frekers, D., De Frenne, D., Fujita, K., Fujita, Y., Grewe, E. -W., Harakeh, M. N., Hatanaka, K., Jacobs, E., Nakanishi, K., Negret, A., Sakemi, Y., Shimbara, Y., Shimizu, Y., Tameshige, Y., Tamii, A., Uchida, M., Wörtche, H. J., Yosoi, M., 2009, Gamow-Teller transitions studied in the high-resolution $^{64}\text{Ni}(^3\text{He}, t)^{64}\text{Cu}$ reaction, *Physical Review C*, 79, 064312(1-6).
- [19]. Anantaraman, N., Austin, Sam. M., Brown, B. A., Crawley, G. M., Galonsky, A., Zegers, R. G. T., Anderson, B. D., Baldwin, A. R., Flanders, B. S., Madey, R., Watson, J. W., Foster, C. C., 2008, Electron capture strength for $^{60,62}\text{Ni}$ and $^{58,60,62,64}\text{Ni}(p, n)$ $^{58,60,62,64}\text{Cu}$ reactions at 134.3 MeV, *Physical Review C*, 78, 065803(1-8).
- [20]. Schiffer J. P. and True, W. W., 1996, The effective interaction between nucleons deduced from nuclear spectra, *Review Modern Physics*, 48, 191-217.
- [21]. Honma, M., Otsuka, T., Mizusaki, T., Hjorth-Jensen, M., and Brown, B. A., 2005, Effective interaction for nuclei of $A=50-100$ and Gamow-Teller properties, *Journal of Physics: Conference Series* 20, 7-12.
- [22]. Fujita, Y., Shimbara, Y., Lisetskiy, A. F., Adachi, T., Berg, G. P. A., von Brentano, P., 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 Mg-26, Al-26, and Si-26, *Physical Review C*, 67, 064312(1-12).

- [23]. Fujita, Y., Fujita, H., Adachi, T., Bai, C. L., Algora, A., Berg, G. P. A., von Brentano, P., Colò, G., Csatlós, M., Deaven, J. M., Estevez-Aguado, E., Fransen, C., De Frenne, D., Fujita, K., Ganioglu, E., Guess, C. J., Gulyás, J., Hatanaka, K., Hirota, K., Honma, M., Ishikawa, D., Jacobs, E., Krasznahorkay, A., Matsubara, H., Matsuyanagi, K., Meharchand, R., Molina, F., Muto, K., Nakanishi, K., Negret, A., Okamura, H., Ong, H. J., Otsuka, T., Pietralla, N., Perdikakis, G., Popescu, L., Rubio, B., Sagawa, H., Sarriguren, P., Scholl, C., Shimbara, Y., Shimizu, Y., Susoy, G., Suzuki, T., Tameshige, Y., Tamii, A., Thies, J. H., Uchida, M., Wakasa, T., Yosoi, M., Zegers, R. G. T., Zell, K. O., Zenihiro, J., 2014, Observation of Low- and High-Energy Gamow-Teller Phonon Excitations in Nuclei, *Physical Review Letters* 112, 112502(1-5).
- [24]. Adachi, T., Fujita, Y., von Brentano, P., Berg, C. P. A., Fransen, C., Denis De Frenne UGent, Fujita, H., Fujita, K., Hatanaka, K., Honma, M., Jacobs, E., Kamiya, J., Kawase, K., Mizusaki, T., Nakanishi, K., Negret, A., Otsuka, T., Pietralla, N., Popescu, L., Sakemi, Y., Shimbara, Y., Shimizu, Y., Tameshige, Y., Tamii, A., Uchida, M., Wakasa, T., Yosoi, M., Zell, K. O., 2007, Gamow-Teller transitions in pf-shell nuclei studied in (He-3,t) reactions, *Nuclear Physics A*, 788, 70C-75C.
- [25]. Popescu, L., Adachi, T., Berg, G. P. A., von Brentano, P., Frekers, D., De Frenne, D., Fujita, K., Fujita, Y., Grewe, E. –W., Harakeh, M. N., Hatanaka, K., Jacobs, E., Nakanishi, K., Negret, A., Sakemi, Y., Shimbara, Y., Shimizu, Y., Tameshige, Y., Tamii, A., Uchida, M., Wörtche, H. J., Yosoi, M., 2009, Gamow-Teller transitions studied in the high-resolution Ni64(He3,t)Cu64 reaction, *Physical Review C*, 79, 064312(1-6).
- [26]. *Research Centre For Nuclear Physics*, <http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/eng/students/index.html>, [20 Kasım 2013].
- [27]. *Research Centre For Nuclear Physics*, <http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/eng/activities/cyclotron.html>, [20 Kasım 2013].
- [28]. *Research Centre For Nuclear Physics*, <http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/eng/activities/cyclotron.html>, [13 Temmuz 2014].
- [29]. *Research Centre For Nuclear Physics*, <http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/divisions/acc/acc/rcnp/particle-e.html>, [20 Kasım 2013].
- [30]. Matsubara, H., 2006, *Study Of MI Quenching in ^{28}Si by A (p, p') Measurement at zero-degrees*, Thesis (Master), Osaka Üniversitesi.
- [31]. 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.

- [32]. 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.
- [33]. 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.
- [34]. *Ankara Üniversitesi*, <http://thm.ankara.edu.tr/tac/yazokulu/yazokulu3/dersnotlari/ilhan1.pdf>, [10 Aralık 2009].
- [35]. Leo, W.R, 1987, *Techniques For Nuclear And Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 144-150.
- [36]. Shimbara, Y., 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]. 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).
- [38]. Full evaluation S. -c. WU, (2000), *Nuclear Data Sheets*, 91, 1, Full evaluation T. W. Burrows, (2007), *Nuclear Data Sheets*, 108, 923, Full evaluation T. W. Burrows, (2006), *Nuclear Data Sheets*, 107, 1747, (2008), Full evaluation T. W. Burrows, *Nuclear Data Sheets*, 109,1879, (2011), Full evaluation Zoltan Elekes and Janos Timar, Balraj Singh, *Nuclear Data Sheets*, 112, 1.
- [39]. W. Wright Nuclear Structure Laboratory, <http://wnsl.physics.yale.edu/astro/software/old.html>, [19 Nisan 2013].
- [40]. Osterfeld, F., 1992, Nuclear spin and isospin excitations *Review Modern Physics*, 64, 491-557.
- [41]. Lisantti, J., Tinsley, J. R., Drake, D. M., Bergqvist, I., Swenson, L. W., Mcdaniels, D. K., Bertrand, F. E., Gross, E. E., Horen, D. J., and Sjoreen, T. P., 1984, Analyzing power for the inelastic continuum with 200 MeV protons, *Physics Letters B*, 147, 23-26.
- [42]. Mcdaniels, D. K., Tinsley, J. R., Lisantti, J., Drake, D. M., Bergqvist, I., Swenson, L. W., Bertrand, F. E., Gross, E. E., Horen, D. J., Sjoreen, T. P., Liljestrang, R., and Wilson, H., 1986, Cross section and analyzing power measurements for the giant resonance region in Pb-208 with 200-MeV protons, *Physical Review C*33, 1943–1954.
- [43]. Watson, J. W., Pella, P. J., Anderson, B. D., Baldwin, A. R., Chittrakorn, T., Foster, C. C., and Van Heerden, I. J., 1986, Gamow-Teller and spin-dipole strength in the $^{40,48}\text{Ca}(p,n)$ reactions at 135 MeV, *Physics Letters B*, 181, 47–51.

- [44]. Erell, A., Alster, J., Lichtenstadt, J., Moinester, M. A., Bowman, J. D., Cooper, M. D., Irom, F., Matis, H. S., Piassetzky, E., and Sennhauser, U., 1986, Measurements on isovector giant resonances in pion charge exchange, *Physical Review C*, *34*, 1822-1844.
- [45]. Janecke, J., Pham, K., Roberts, D. A., Stewart D., Harakeh, M. N., Berg, G. P. A., Foster, C. C., Lisantti, E., Sawafta, R., Stephenson, E., van den Berg A. M., van der Werf, S. Y., Muraviev S. E., Urin, M. H., 1993, Fragmentation of Gamow-Teller strength observed in $^{117,120}\text{Sn}(^3\text{He}, t)^{117,120}\text{Sb}$ charge-exchange reactions, *Physical Review C*, *48*, 2828-2839.
- [46]. Janecke, J., 1996, Isovector Giant Resonances in Nuclei From ($^3\text{He},t$), ($t,^3\text{He}$) and ($^7\text{Li}, ^7\text{Be}$) 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.
- [47]. Comfort, J.R., 1981, DW81- DWBA Computer Code.
- [48]. 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).
- [49]. Full evaluation Zoltan Elekes and Janos Timar, Balraj Singh, 2011, *Nuclear Data Sheets*, 112, 1.
- [50]. Fujita, Y., Neveling, R., Fujita, H., Adachi, T., Botha, N. T., Hatanaka, K., Kaneda, T., Matsubara, H., Nakanishi, K., Sakemi, Y., Shimizu, Y., Smit, F. D., Tamii, A., and Yosoi, M., 2007, Gamow-Teller strengths in $A = 34$ isobars: Comparison of the mirror transitions $T_z = +1 \rightarrow 0$ and $T_z = -1 \rightarrow 0$, *Physical Review C*, *75*, 057305(1-4).
- [51]. Adachi, T., Fujita, Y., von Brentano, P., Lisetskiy, A. F., Berg, G. P. A., Fransen, C., De Frenne, D., Fujita, H., Fujita, K., Hatanaka, K., Honma, M., Jacobs, E., Kamiya, J., Kawase, K., Mizusaki, T., Nakanishi, K., Negret, A., Otsuka, T., Pietralla, N., Popescu, L., Sakemi, Y., Shimbara, Y., Shimizu, Y., Tameshige, Y., Tamii, A., Uchida, M., Wakasa, T., Yosoi, M., and Zell, K. O., 2006, High-resolution study of Gamow-Teller transitions from the $T_z=1$ nucleus $\text{Ti}46$ to the $T_z=0$ nucleus $\text{V}46$, *Physical Review C*, *73*, 024311(1-10).
- [52]. Adachi, T., Fujita, Y., Bacher, A. D., Berg, G. P. A., Black, T., De Frenne, D., Foster, C. C., Fujita, H., Fujita, K., Hatanaka, K., Honma, M., Jacobs, E., Janecke, J., Kanzaki, K., Katori, K., Nakanishi, K., Negret, A., Otsuka, T., Popescu, L., Roberts, D. A., Sakemi, Y., Shimbara, Y., Shimizu, Y., Stephenson, E. J., Tameshige, Y., Tamii, A., Uchida, M., Ueno, H., Yamanaka, T., Yosoi, M., and Zell, K. O., 2012, High-resolution study of Gamow-Teller transitions via the $^{54}\text{Fe}(^3\text{He},t)^{54}\text{Co}$ reaction, *Physical Review C*, *85*, 024308(1-15).

- [53]. Fujita, Y., Adachi, T., Fujita, H., Dohmann, H., Dozono, M., Frekers, D., Grewe, E. -W., Hatanaka, K., Khai, N. T., Ishikawa, D., Matsubara, H., Okamura, H., Oo, Y. Y., Ruhe, T., Suda, K., Tamii, A., Thiep, T. D., Thies, J. H., Yoshida, H. P., 2010, (3He, t) reaction on ^{78}Se for the derivation of reliable B(GT) values, *RCNP (Osaka University) Annual Report*, (unpublished), p.1.
- [54]. Fujita, Y., Fujita, H., Adachi, T., Khai, N. T., Dohmann, H., Dozono, M., Frekers, D., Grewe, E. -W., Hatanaka, K., Ishikawa, D., Matsubara, H., Okamura, H., Oo, Y. Y., Ruhe, T., Suda, K., Tamii, A., Thiep, T. D., Thies, J. H., Yoshida, H. P., 2010, (3He, t) reaction on ^{118}Sn and ^{120}Sn for the derivation of reliable B(GT) values, *RCNP (Osaka University) Annual Report*, 2010(unpublished), p. 2.
- [55]. Harakeh, M. N., Van Der Woude A., 2001, *Giant Resonances: Fundamental High-frequency Modes of Nuclear Excitation*, 24 (Oxford University Press, Oxford,) ISBN: 019851733.
- [56]. Gaarde, C., 1983, Gamow-Teller and M1 resonances, *Nuclear Physics A*, 396, 127-144.

ÖZGEÇMİŞ



Kişisel Bilgiler

Adı Soyadı	Gülferm SÜSOY DOĞAN
Uyruğu	T.C.
Doğum tarihi, Yeri	26/07/1985 – Samsun
Telefon	0531 701 78 86
E-mail	glfmsusoy972@gmail.com / susoy@istanbul.edu.tr

Eğitim

Derece	Kurum/Anabilim Dalı/Programı	Yılı
Doktora	İ.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü / Fizik Anabilim Dalı / Nükleer Fizik Programı	2015
Yüksek Lisans	İ.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü / Fizik Anabilim Dalı / Nükleer Fizik Programı	2010
Lisans	İ. Ü. Fen Fakültesi Fizik Bölümü / İstanbul	2007
Lise	Antalya Aldemir Atilla Konuk Anadolu Lisesi / Antalya	2003

Makaleler / Bildiriler

<p>Hashimoto, T., Krumbholz, A. M., Reinhard, P.-G., Tamii, A., von Neumann-Cosel, P., Adachi, T., Aoi, N., Bertulani, C. A., Fujita, H., Fujita, Y., Ganioglu, E., Hatanaka, K., Ideguchi, E., Khai, N. T., Krugmann, A., Iwamoto, C., Kawabata, T., Miki, K., Matsubara, H., Neveling, R., Okamura, H., Ong, Poltoratska, I., Ponomarev, Yu. V., Richter, A., Sakaguchi, H., Shimbara, Y., Shimizu, Y., Smit, F. D., Simonis, J., Susoy G., Thies, J. H., Suzuki, T., Yosoi, M., and Zenihiro, J., 2015, Dipole Polarizability of ^{120}Sn and</p>
--

- Nuclear Energy Density Functionals, *Physics Letters B*, (Yayın aşamasında).
- Ayyad, Y., Lee, J., Tamii, A. Aoi, N., Fujita, H., Fujita, Y., Ganioglu, E., Hatanaka, K., Hashimoto, T., Ito, T., Kawabata, T., Kadoya, T., Lay, J. A., Li, Z., Macchiavelli, A. O., Matsubara, H., Miki, K., Ong, H.J., Potel, G., **Susoy, G.**, Watanabe, H. D., Yokota, N., Zenihiro, J., 2015, Investigating Neutron-Proton Pairing in sd-Shell Nuclei via (p,³He) and (³He,p) Transfer Reactions, Proceedings of the 2nd Conference on Advances in Radioactive Isotope Science ARIS2014, 1-6 Haziran Tokyo, JPS Conference Proceedings, (Yayın aşamasında).
- Rubio, B., Orrigo, S. E. A., Fujita Y., Blank, B., Gelletly, W., Agramunt, J., Algora, A., Ascher, P., Bilgier, B., Cáceres, L., Cakirli, R. B., Fujita, H., Ganioglu, E., Gerbaux, M., Giovanazzo, J., Grevy, S., Kamalou, O., Kozer, H. C., Kucuk, L., Kurtukian-Nieto, T., Molina, F., Popescu, L., Rogers, A. M., **Susoy, G.**, Stodel, C., Suzuki, T., Tamii, A., Thomas, J. C., 2015, Competition between β -delayed proton and β -delayed γ decay of the exotic Tz = -2 nucleus ⁵⁶Zn and fragmentation of the IAS, Proceedings of the 2nd Conference on Advances in Radioactive Isotope Science ARIS2014, 1-6 Haziran Tokyo, JPS Conference Proceedings, (Yayın aşamasında). <http://arxiv.org/pdf/1501.03390.pdf>
- Orrigo, S. E., Rubio, B., Fujita, Y., Blank, B., Gelletly, W., Agramunta, J., Algora, A., Ascher, P., Bilgier, B., Cáceres, C., Cakirli, R. B., Fujita, H., Ganioglu, E., Gerbaux, M., Giovanazzo, J., Grevy, S., Kamalou, O., Kozer, H. C., Kucuk, L., Kurtukian-Nietoc, T., Molina, F., Popescu, L., Rogers, A. M., **Susoy, G.**, Stodel, C., Suzuki, T., Tamii, A., Thomas, J. C., 2015, β -delayed γ -proton decay in ⁵⁶Zn: analysis of the charged-particle spectrum, Proceedings of the Zakopane Conference on Nuclear Physics 2014 "Extremes of the Nuclear Landscape", 31Ağustos-7 Eylül, Polonya – Krakov, Acta Physica Polonica B, (yayın aşamasında) <http://arxiv.org/pdf/1501.03324.pdf>.
- Krumbholza, A. M., von Neumann-Cosela, P., Tamii, A., Adachi T., Bertulanic, C., Fujita, H., Fujita, Y., Ganioglu, E., Hashimoto T., Hatanaka, K., Iwamoto, C., Kawabata, T., Khai, N., T., Krugmann, A., Matsubara, H., Neveling, R., Okamura, H., Ong, H., J., Poltoratska, I., Yu. Ponomareva, V., Richtera, A., Sakaguchi, H., Shimbara, Y., Shimizu, Y., Simonis, J., Smit, F. D., **Susoy, G.**, Thies, J. H., Suzuki, T., Yosoi, M., Zenihiro, J., 2015, Low-energy electric dipole response in ¹²⁰Sn, *Physics Letters B*, 744, pp 7-12.
- Karakoc, M., Zegers, R.G.T., Brown, B. A., Fujita, Y., Adachi, T., Boztosun, I., Fujita, H., Csatlos, M., Deaven, J. M., Guess, C. J., Gulyas, J., Hatanaka, K., Hirota, K., Ishikawa, D., Krasznahorkay, A., Matsubara, H., Meharchand, R., Molina, F., Okamura, H., Ong, H. J., Perdikakis, G., Scholl, C., Shimbara, Y., **Susoy, G.**, Suzuki, T., Tamii, A., Thies, J. H., Zenihiro, 2014, J., Gamow-Teller transitions in the A=40 isoquintet of relevance for neutrino captures in Ar-40, *Physical Review C*, 89-6.
- Orrigo, S. E. A., Rubio, B., Fujita, Y., Blank, B., Gelletly, W., Agramunt, J., Algora, A., Ascher, P., Bilgier, B., Cáceres, L., Cakirli, R. B., Fujita, H., Ganioglu, E., Gerbaux, M., Giovanazzo, J., Grévy, S., Kamalou, O., Kozer, H. C.,

- Kucuk, L., Kurtukian-Nieto, T., Molina, F., Popescu, L., Rogers, A. M., **Susoy, G.**, Stodel, C., Suzuki, T., Tamii, A., Thomas, J. C., 2014, Observation of the beta-delayed gamma-proton Decay of ^{56}Zn and its Impact on the Gamow-Teller Strength Evaluation”, *Physical Review Letters*, 112(22) 06/.
- Rubio, B., Orrigo, S.E.A., Kucuk, L., Montaner-Piza, A., Fujita, Y., Fujita, H., Gelletly, B.W., Adachi, T., Agramunt, J., Algora, A., Ascher, P., Bilgier, B., Cáceres, L., Cakirli, R.B., G. de France, Ganioglu, E., Gerbaux, M., Giovinazzo, J., Grevy, S., Kamalou, O., Kozer, H.C., Kurtukian-Nieto, T., Marques, F.M., Molina, F., Oktem, Y., F. de Oliveira Santos, Perrot, L., Popescu, L., Raabe, R., Rogers, A.M., Srivastava, P.C., **Susoy, G.**, Suzuki, T., Tamii, A., and Thomas, J. C., 2014, Beta Decay Study of the $T_z = -2$ ^{56}Zn Nucleus and the Determination of the Half-Lives of a few fp-shell Nuclei, *Science Direct, Nuclear Data Sheets* 120, 37–40.
- Fujita, Y., Rubio, B., Blank, B., Gelletly, W., Adachi, T., Agramunt, J., Algora, A., Ascher, P., Bilgier, B., Cáceres, L., Cakirli, R. B., Ganioglu, E., Gerbaux, M., Giovinazzo, J., Grévy, S., Fujita, H., Kamalou, O., Kozer, H. C., Kucuk, L., Kurtukian-Nieto, T., Molina, F., Orrigo, S. E. A, Popescu, L., Rogers, A. M., **Susoy, G.**, Stodel, C., Suzuki, T., Tamii, A., and Thomas, J.-C., 2014, Gamow-Teller Transitions in Proton Rich Nuclei Deduced from the Combined Study of β -Decay and Charge-Exchange Reactions, *Proceedings of the French–Japanese Symposium*, RIKEN, Wako, Japan, 5-8 January 2011, [http:// www.worldscientific.com / doi / abs / 10.1142 / 9789814417952 _0032](http://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/9789814417952_0032), 156-160.
- Orrigo, S. E. A., Rubio, B., Fujita, Y., Blank, B., Gelletly, W., Agramunt, J., Algora, A., Ascher, P., Bilgier, B., Cáceres, L., Kucuk, L., Kurtukian-Nieto, T., Molina, F., Popescu, L., Rogers, A. M., **Susoy, G.**, Stodel, C., Suzuki, T., Tamii, A., Thomas, J. C., 2014, Beta decay of exotic $T_z = -1, -2$ nuclei: the interesting case of ^{56}Zn ” *The European Physical Journal Conferences* 66, p. 020771-020774.
- Fujita, Y., Fujita, H., Adachi, T., Bai, C. L., Algora, A., Berg, G. P., P. von Brentano, Colò, G., Csatlós, M., Deaven, J. M., Estevez-Aguado, E., Fransen, C., De Frenne, D., Fujita, K., Ganioglu, E., Guess, C. J., Gulyás, J., Hatanaka, K., Hirota, K., Honma, M., Ishikawa, D., Jacobs, E., Krasznahorkay, A., Matsubara, H., Matsuyanagi, K., Meharchand, R., Molina, F., Muto, K., Nakanishi, K., Negret, A., Okamura, H., Ong, H. J., Otsuka, T., Pietralla, N., Perdikakis, G., Popescu, L., Rubio, B., Sagawa, H., Sarriguren, P., Scholl, C., Shimbara, Y., Shimizu, Y., **Susoy, G.**, Suzuki, T., Tameshige, Y., Tamii, T., Thies, J. H., Uchida, M., Wakasa, T., Yosoi, M., Zegers, R. G., Zell, K. O., Zenihiro, J., 2014, Observation of low- and high-energy gamow-teller phonon excitations in nuclei, *Physical Review Letters*, 112(11), 112502.
- Orrigo, S. E. A., Rubio, B., Agramunt, J., Algora, A., Molina, F., Fujita, Y., Blank, B., Ascher, P., Gerbaux, M., Giovinazzo, J., Grevy, S., Kurtukian-Nieto, T., Gelletly, W., Bilgier, B., Cakirli, R. B., Ganioglu, E., Kozer, H. C., Kucuk, L., **Susoy, G.**, Caceres, L., Kamalou, O., Stodel, C., Thomas, J. C., Fujita, H., Suzuki, T., Tamii, A., Popescu, L., Rogers, A. M., 2014, Beta Decay of

The Exotic T-Z = -2, Zn-56 Nucleus And Half-Life Of Various Proton-Rich T-Z = -1 Nuclei, *Acta Physica Polonica B*, 45-2, 355-362.

- Fujita, Y., Adachi, T., Fujita, H., Algora, A., Blank, B., Csatl'os, M., Deaven, J. M., Estevez-Aguado, E., Ganioglu, E., Guess, C. J., Guly'as, J., Hatanaka, K., Hirota, K., Honma, M., Ishikawa, D., Krasznahorkay, A., Matsubara, H., Meharchand, R., Molina, F., Okamura, H., Ong, H. J., Otsuka, T., Perdikakis, G., Rubio, B., Scholl, C., Shimbara, Y., Stephenson, E. J., **Susoy, G.**, Suzuki, T., Tamii, A., Thies, J. H., Zegers, R.G.T., and Zenihiro, J., 2013, High-resolution study of Tz = +2 → +1 Gamow-Teller transitions in the $^{44}\text{Ca}(^3\text{He}; t)^{44}\text{Sc}$ reaction", *Physical Review C*, 88 / 014308.
- Ganioglu, E., Fujita, H., Fujita, Y., Adachi, T., Algora, A., Csatl'os, M., Deaven, J. M., Estevez-Aguado, E., Guess, C. J., Guly'as, J., Hatanaka, K., Hirota, K., Honma, M., Ishikawa, D., Krasznahorkay, A., Matsubara, H., Meharchand, R., Molina, F., Okamura, H., Ong, H. J., Otsuka, T., Perdikakis, G., Rubio, B., Scholl, C., Shimbara, Y., **Susoy, G.**, Suzuki, T., Tamii, A., Thies, J. H., Zegers, R. G. T., and Zenihiro, J., 2013, High - resolution study of Gamow-Teller transitions in the $^{47}\text{Ti}(^3\text{He}, t)^{47}\text{V}$ reaction, *Physical Review C*, 87 / 014321.
- Puppe, P., Lennarz, A., Adachi, T., Akimune, H., Ejiri, H., Frekers, D., Fujita, H., Fujita, Y., Fujiwara, M., Ganioglu, E., Grewe, E. W., Hatanaka, K., Hodak, R., Iwamoto, C., Khai, N. T., Okamoto, A., Okamura, H., Povinec, P. P., **Susoy, G.**, Suzuki, T., Tamii, A., Thies, J. H., Yosoi, M., 2012, High resolution (He-3,t) experiment on the double-beta decaying nuclei Te-128 and Te-130", *Physical Review C*, 86 / 4 / 044603.
- Orrigo, S. E. A., Rubio, B., Fujita, Y., Blank, B., Gelletly, W., Agramunt, J., Algora, A., Ascher, P., Bilgier, B., Caceres, L., Cakirli, R. B., Fujita, H., Ganioglu, E., Gerbaux, M., Giovinazzo, J., Grevy, S., Kamalou, O., Kozer, H. C., Kucuk, L., Kurtukian-Nieto, T., Molina, F., Popescu, L., Rogers, A. M., **Susoy, G.**, Stodel, C., Suzuki, T., Tamii, A., Thomas, J. C., 2012, Beta Decay of Exotic Tz = -1 and Tz = -2 Nuclei, *AIP Conference Proceedings*, 1491 / 81-84.
- Molina P., Krasznahorkay, A., Csatl'os, M., Adachi, T., Algora, A., Deaven, J., Estevez, E., Fujita, H., Fujita, Y., Guess, C., Guly'as, J., Hatanaka K., Hirota K., Ong, H. J., Ishikawa D., Matsubara H., Meharchand R., Okamura H., Perdikakis, G., Rubio, B., Scholl, C., Stuhl, L., Suzuki, T., **Susoy, G.**, Tamii, A., Thies, J., Zegers, R., Zenihiro, J., 2012, The Tz = -1 → Tz = 0 beta decays and comparison with Charge Exchange reactions, *AIP Conference Proceedings*; 1423, 23.
- Stuhl, L., Krasznahorkay, A., Csatl'os, M., Marketin, T., Litvinova, E., Adachi, T., Algora, A., Deaven, J., Estevez, E., Fujita, H., Fujita, Y., Guess, C., Gulyas, J., Hatanaka, K., Hirota, K., Ong, H. J., Ishikawa, D., Matsubara, H., Meharchand, R., Molina, F., Okamura, H., Perdikakis, G., Rubio, B., Scholl, C., Suzuki, T., **Susoy, G.**, Tamii, A., Thies, J., Zegers, R., Zenihiro, J., 2012, Soft spin-dipole resonances in Ca-40, *Journal of Physics Conference Series*, 381 / 012096.

- Frekers, D., Ejiri, H., Akimune, H., Adachi, T., Bilgier, B., Brown, B. A., Cleveland, B. T., Fujita, H., Fujita, Y., Fujiwara, M., Ganioglu, E., Gavrin, V. N., Grewe, E.-W., Guess, C. J., Harakeh, M. N., K. Hatanaka, Hodak, R., Holl, M., Iwamoto, C., Khai, N. T., Kozer, H. C., Lennarz, A., Okamoto, A., Okamura, H., Povinec, P. P., Puppe, P., Simkovic, F., **Susoy, G.**, Suzuki, T., Tamii, A., Thies, J. H., Van de Walle, J., Zegers, R. G. T., 2011, The $^{71}\text{Ga}(^3\text{He},t)$ reaction and the low-energy neutrino response, *Physics Letters B*, 706 / 134-138.
- Nishimura, D., Fujita, Y., Fukuda, M., Ganioglu, E., Ichikawa, Y., Kanazawa, M., Kitagawa, A., Mihara, M., Momota, S., Rubio, B., Sato, S., **Susoy, G.**, Torikoshi M., ve Matsuta, K., 2011, Beta and gamma decays of $J = 1+$, ^{24}mAl state, *European Physical Journal A*, 47 / 12 /155.
- Guess, C. J., Adachi, T., Akimune, H., Algora, A., Austin, S. M., Bazin, D., Brown, B. A., Caesar, C., Deaven, J. M., Ejiri, H., Estevez, E., Fang, D., Faessler, A., Frekers, D., Fujita, H., Fujita, Y., Fujiwara, M., Grinyer, G. F., Harakeh, M. N., Hatanaka, K., Herlitzius, C., Hirota, K, Hitt, G. W., Ishikawa, D., Matsubara, H., Meharchand, R., Molina, F., Okamura, H., Ong, H. J., Perdikakis, G., Rodin, V., Rubio, B., Shimbara, Y., **Susoy, G.**, Suzuki, T., Tamii, A., Thies, J. H., Tur, C., Verhanovitz, N., Yosoi, M., Yurkon, J., Zegers, R. G. T., Zenihiro, J., 2011, The $(^{150}\text{Nd}(^3\text{He},t)$ and $(^{150}\text{Sm}(t,(^3\text{He}))$ reactions with applications to beta beta decay of $(^{150}\text{Nd}$, *Physical Review C*, 83/6/064318.
- Stuhl, L., Krasznahorkay, A., Csatlos, M., Adachi, T., Algora, A., Deaven, J., Estevez, E., Fujita, H., Fujita, Y., Guess, C., Gulyas, J., Hatanaka, K., Hirota, K., Ong, H. J., Ishikawa, D., Matsubara, H., Meharchand, R., Molina, F., Okamura, H., Perdikakis, G., Rubio, B., Scholl, C., Suzuki, T., **Susoy, G.**, Tamii, A., Thies, J., Zegers, R., Zenihiro, J., 2011, High Resolution Study Of The Relative Dipole Strength Distribution In Sc Isotopes, *Acta Physica Polonica B*, 42 / 667-670.
- Ganioglu, E., Fujita, H., Fujita, Y., Adachi, T., Algora, A., Csatlos, M., Deaven, J., Estevez, E., Guess, C., Gulyás, J., Hatanaka, K., Hirota, K., Ishikawa, D., Krasznahorkay, A., Matsubara, H., Meharchand, R., Molina, F., Okamura, H., Ong, H. J., Perdikakis, G., Rubio, B., Scholl, C., **Susoy, G.**, Suzuki, T., Tamii, A., Thies, J., Zegers, R. G. T., and Zenihiro, J., 2011, Gamow-Teller Transitions Starting from $T_z = +3/2$ Nucleus ^{47}Ti ", *AIP Conference Proceedings*, 1377 / 126-130.
- Susoy, G.**, Fujita, H., Fujita, Y., Adachi, T., Algora, A., Csatlos, M., Deaven, J., Estevez, E., Ganioglu, Guess, C., Gulyás, J., Hatanaka, K., Hirota, K., Ishikawa, D., Krasznahorkay, A., Matsubara, H., Meharchand, R., Molina, F., Okamura, Oktem, Y., Ong, H. J., Perdikakis, G., Rubio, B., Scholl, C., Suzuki, T., Tamii, A., Thies, J., Zegers, R. G. T., and Zenihiro, J., 2011, Gamow-Teller Transitions Starting from $T_z = +3/2$ Nucleus ^{45}Sc , *AIP Conference Proceedings*, 1377 / 435-437.
- Matsuta, K., Nishimura, D., Fukuda, M., Fujita, Y., Mihara, M., Ganioglu, E., **Susoy, G.**, Ichikawa, Y., Momota, S., Kitagawa, A., Kanazawa, M., Torikoshi, M., Sato, S., Rubio, B., 2011, Precise Branching Ratio of $(^{24}\text{mAl}$ Beta Decay,

Journal of Physics Conference Series, 312 / 092039.

Nagashima, M., Shimbara, Y., Fujita, H., Fujita, Y., Adachi, T., Botha, N. T., Ganioglu, E., Hatanaka, K., Hirota, K., Khai, N. T., Matsubara, H., Nakanishi, K., Neveling, R., Okamura, H., Ong, H. J., Sakemi, Y., Shimizu, Y., **Susoy, G.**, Suzuki, T., Tamii, A., Thies, J., Yosoi, M., 2010, High-resolution study of $(56)\text{Fe} \rightarrow (56)\text{Mn}$ Gamow-Teller transition by the combined analysis of $(56)\text{Fe}((3)\text{He},t)(56)\text{Co}$ and $(56)\text{Fe}(p,p')(56)\text{Fe}$ reactions, *AIP Conference Proceedings*, 1269 / 427-429.

Susoy, G., Ganioglu, E., Fujita, H., Adachi, T., Fujita, Y., Algora, A., Csatlos, M., Deaven, J., Estevez, E., Guess, C., Gulyas, J., Hatanaka, K., Hirota, K., Ishikawa, D., Krasznahorkay, A., Matsubara, H., Meharchand, R., Molina, F., Okamura, H., Ong, H. J., Perdikakis, G., Rubio, B., Scholl, C., Suzuki, T., Tamii, A., Thies, J., Zegers, R.G.T., Zenihiro, J., 2009, Gamow-Teller transitions starting from $T_z = +3/2$ nuclei ^{45}Sc and ^{47}Ti , *Chapter In book: Osaka University Laboratory of Nuclear Studies, Annual Report 2009*, Publisher: Osaka University Laboratory of Nuclear Studies.

Fujita, Y., Rubio, B., Gelletly, W., Blank, B., Adachi, T., Algora, A., Ascher, P., Cakirli, R. B., De France, G., Giovinazzo, J., Gr'Evry, S., Fujita, H., Kucuk, L., Marqu'Es, M., Molina, F., Oktem, Y., De Oliveira Santos, F., Perrot, L., Raabe, R., Srivastava, P., C., **Susoy, G.**, Tamii, A., Thomas, J.-C., 2009, Nuclear weak response from the combined study of β -decay and charge-exchange reaction, *International Journal of Modern Physics E*, 18 / 2134-2139.

Chevrier, R., Heinz, A., Qian, J., Ahn, T., Casperson, R., Ilie, G., Terry, J. R., Winkler, R., Williams, E., Mc Carthy, D., Kucuk, L., **Susoy, G.**, 2009, Investigation of the $N=127$ nucleus ^{217}Th , *American Physical Society, 3rd Joint Meeting of the APS Division of Nuclear Physics and the Physical Society of Japan*, October 13-17.

Susoy, G., 2008, The Importance of The Beta Decay in a Nuclear Reaction, *6th International Student Conference of The Balkan Physical Union*, 21-24 Ağustos 2008 Bodrum / Türkiye (Sözlü bildiri ile).

Susoy, G., 2009, Gamow-Teller Transitions and Charge Exchange Reaction, *7th International Student Conference of The Balkan Physical Union*, 4-7 Eylül 2009 Bodrum / Türkiye (Sözlü bildiri ile).

Susoy, G., 2010, Gamow-Teller Transitions Starting From $T_z = +3/2$ Nuclei ^{45}Sc , *Turkish Physical Society 27th International Physics Congress*, 14 - 17 Eylül 2010, İstanbul / Türkiye (Sözlü bildiri ile).

Susoy, G., Fujita, H., Fujita, Y., Adachi, T., Algora, A., Csatlos, M., Deaven, J., Estevez, E., Ganioglu, Guess, C., Gulyás, J., Hatanaka, K., Hirota, K., Ishikawa, D., Krasznahorkay, A., Matsubara, H., Meharchand, R., Molina, F., Okamura, Oktem, Y., Ong, H. J., Perdikakis, G., Rubio, B., Scholl, C., Suzuki, T., Tamii, A., Thies, J., Zegers, R. G. T., and Zenihiro, J., 2010, Gamow-Teller Transitions Starting from $T_z = +3/2$ Nucleus ^{45}Sc , *Frontiers In Nuclear Structure, Astrophysics and Reactions (FINUSTAR 3)*, 23-27 Ağustos 2010, Rodos, Yunanistan. (Poster bildiri ile).

