



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



YÜKSEK LİSANS TEZİ

**YÜKSEK REZOLÜSYONLU ^{46}Ti (^3He , t) ^{46}V
REAKSİYONUNDA GAMOW-TELLER GEÇİŞLERİNİN
İNCELENMESİ**

Merve DOĞAN

Fizik Anabilim Dalı

Nükleer Fizik Programı

Danışman

Doç. Dr. Ela GANİOĞLU

Aralık, 2014

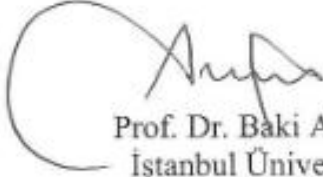
İSTANBUL

Bu çalışma 25/12/ 2014 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Nükleer Fizik programında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi:



Doç. Dr. Ela GANİOĞLU (Danışman)
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



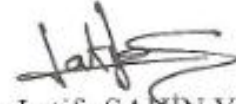
Prof. Dr. Baki AKKUŞ
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



Prof. Dr. Yeşim ÖKTEM
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



Prof. Dr. Metin ARIK
Boğaziçi Üniversitesi
Fen Fakültesi



Doç. Dr. Latife ŞAHİN YALÇIN
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

ÖNSÖZ

Öncelikle yüksek lisans öğrenimimde bana bu çalışmayı vererek kendimi geliştirmemde katkı sağlayan ve her türlü desteğini esirgemeyen danışmanım Doç.Dr. Ela GANİOĞLU'na, değerli hocalarım Prof.Dr. Baki AKKUŞ, Prof.Dr. Yeşim ÖKTEM ve Doç.Dr. Bayram DEMİR'ebilgi, tecrübe ve destekleri için teşekkürü bir borç bilirim.

Tez çalışmalarım için Japonya'da bilimsel araştırma yapmama olanak sağlayan ve her zamangösterdiği yardımlarından dolayı Osaka Üniversitesi Öğretim Üyesi Prof.Dr. Yoshitaka FUJITA'ya ve çalışmamda kullandığım analiz programlarını öğrenmemde bana büyük yardımları olan Dr. Hirohiko FUJITA'ya çok teşekkür ederim.

Birlikte çalışmaktan zevk aldığım ve bu süreç boyunca benden her türlü konuda yardımlarını, bilgilerini ve desteklerini esirgemeyen yol arkadaşlarım Gülfem SÜSOY DOĞAN, Fatma Çağla ÖZTÜRK ve Nurgül HAFIZOĞLU'na içtenlikle teşekkür ederim.

Bu süreçte ve daima yanımda olduklarını bildiğim, bana her zaman desteklerini ve ilgilerini göstermiş olan arkadaşlarım Yağmur KÖKCÜ, Deniz BOZOĞLU ve Bilge BIÇAK'a tüm içtenliğimle teşekkür ederim.

Son olarak bu yolda bana en büyük desteği sunan ve bu günlere gelmemde en büyük katkısı olan canım aileme sonsuz teşekkür ediyorum ve bu tezi onlara ithaf ediyorum.

Aralık, 2014

Merve DOĞAN

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖNSÖZ.....	i
İÇİNDEKİLER	ii
ŞEKİL LİSTESİ.....	iv
TABLO LİSTESİ	vii
SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ	viii
ÖZET.....	x
SUMMARY	xii
1. GİRİŞ.....	1
2. GENEL KISIMLAR	3
2.1.NÜKLEER KUVVET VE KOLEKTİF YAPI	3
2.2.İZOSPİN	4
2.3.İZOSPİN SİMETRİ YAPISI VE AYNA ÇEKİRDEKLER	6
2.4.GAMOW TELLER VE FERMİ GEÇİŞLERİ	9
2.5.B(GT) GEÇİŞ GÜÇLERİ.....	11
2.5.1.Beta Bozunumu.....	11
2.5.2.Yük Değişim Reaksiyonları	14
3. MALZEME VE YÖNTEM	18
3.1.NÜKLEER FİZİK ARAŞTIRMA MERKEZİ-RCNP	18
3.2.HALKA SİKLOTRON.....	19
3.3.WS HÜZME HATTI	20
3.3.1.Dispersiv ve Akromatik Hüzme Taşınımı	21
3.4.GRAND RAIDEN SPEKTROMETRESİ	23
3.5.ODAK DÜZLEMİ DEDEKTÖRLERİ	28
3.6.TRİGGER SİSTEMİ	31
3.7.HÜZME EŞLEŞTİRME TEKNİKLERİ VE OFF FOCUS MODU	31
3.8. $^{46}\text{Ti}(\text{}^3\text{He,t})^{46}\text{V}$ REAKSİYONU VE ANALİZİ	36
3.9.DATA ANALİZİ	38
3.9.1.Parçacık Tanımı ve Çok Sarımlı Sürüklenme Odalarının (MWDC) Düzenlenmesi	39

3.9.2.Açı Kalibrasyonu	42
3.9.3.Odak Düzlemindeki Bozuklukların ve Kinematiklerin Düzeltilmesi	45
3.9.4.Enerji Kalibrasyonu	47
4. BULGULAR	49
4.1. ⁴⁶ V ÇEKİRDEĞİNİN GT SEVİYELERİNİN BELİRLENMESİ.....	49
4.2.DWBA HESABI.....	50
4.3.DİĞER İZOTOPLARDAN GELEN KATKILARIN BELİRLENMESİ.....	51
4.4.R ² DEĞERİ VE FERMİ TESİR KESİTİNİN ELDE EDİLMESİ	52
4.5.AÇISAL MOMENTUM ANALİZİ	56
4.1. ⁴⁶ V SPEKTRUMU.....	56
4.2. ⁴⁶ Ti(³ He,t) ⁴⁶ V REAKSİYONU İÇİN ELDE EDİLEN B(GT) GEÇİŞ GÜÇLERİ	58
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	61
KAYNAKLAR	64
ÖZGEÇMİŞ.....	69

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa No

Şekil 2.1: Hidrodinamik modelde dev rezonanslarının şematik resmi. Nötronlar kırmızı ve protonlar mavi olarak gösterilmiştir. Çift yönlü oklar çeşitli bileşenlerinin hareketini göstermektedir.	4
Şekil 2.2: ⁷ Li ve ⁷ Be çekirdeklerinin uyarılmış enerji seviyeleri ve izospin yapıları.	7
Şekil 2.3: Aynı kütle numarasına sahip $T_z = 0, \pm 1$ ve ± 2 izospinli çekirdeklerin izospin simetri yapısı. a) bu çekirdeklerin gerçek enerji uzayında oluşan seviye şeması b) bu çekirdeklerin Coulomb yerdeğiştirme enerjisi kaldırıldıktan sonra oluşan seviye şeması.	8
Şekil 2.4: Spin-flip (spin-taklası) durumu. Parçacığın spini yön değiştirirken parçacık kimliği değişmez.	9
Şekil 2.5: İzospin-flip (izospin-taklası) durumu. Parçacığın kimliği değişirken spini değişmez.	9
Şekil 2.6: Momentum transferinin sıfır olduğu $V(q=0)$ potansiyel bileşenlerinin reaksiyon enerjisine bağlılığı.	17
Şekil 3.1: RCNP merkezinin genel görünümü.	18
Şekil 3.2: RCNP merkezindeki halka siklotron.	20
Şekil 3.3: RCNP merkezindeki halka siklotron.	21
Şekil 3.4: Dispersiv ve Akromatik hüzmeye taşınımı.	22
Şekil 3.5: Grand Raiden spektrometresi.	24
Şekil 3.6: RCNP merkezindeki Grand Raiden spektrometresinin genel görünümü.	24
Şekil 3.7: Grand Raiden spektrometresindeki D1 ve D2 dipol magnetleri.	25
Şekil 3.8: Sextupol magnet.	25
Şekil 3.9: RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan kuadrupol magnetler.	26
Şekil 3.10: GR spektrometresindeki saçılma odası.	26
Şekil 3.11: Grand Raiden spektrometresinde odak düzleminde bulunan dedektör sistemi.	28
Şekil 3.12: MWDC'lerin X ve U anot düzlemleri.	29

Şekil 3.13: MWDC da bulunan X-plaka yapısı. Katot düzlemleri ve anot telleri tipik yüklü parçacık yörüngesiyle verilmiştir.	30
Şekil 3.14: Trigger sistemi.	31
Şekil 3.15: Parçacık 1 ve çıkan parçacık 2 nin koordinatlarının şematik gösterimi.	32
Şekil 3.16: Farklı eşleştirme teknikleri altında şematik yörüngeler. Farklı momentumdaki demet yolları kırmızı, yeşil ve mavi olarak sembolize edilmiştir.(A) akromatik demet taşınımı (eşleştirme olmadan), (B) yatay dispersiyon eşleştirme tekniği eklendikten sonra demet yörüngesi, (C) Açısal ve yatay eşleştirme tekniğinin eklenmesi sonucu demet yörüngesi.....	34
Şekil 3.17: Dispersiyon eşleştirme teknikleri ve Grand Raiden spektrometresinin matris elemanları.	35
Şekil 3.18: Grand Raiden spektrometresinde saçılan parçacıkların (A) focus modda (B) over-focus modda (C) under-focus modda düşey izleri.	36
Şekil 3.19: A=46 sistemi için izospin analog geçişleri. Coulomb yerdeğiştirme enerjisi ihmal edildiğinden izospin simetrisi açıkça görülmektedir.	37
Şekil 3.20: ³ He ⁺ ve tritonların parçacık tanımlanması.....	40
Şekil 3.21: TDC çıkış sinyallerinin sürüklenme zamanından sürüklenme uzunluğu bilgisine çevrilmesi.....	41
Şekil 3.22: Çok delikli süzgeç.....	42
Şekil 3.23: ¹³ CH ₂ datasında parçacıkların saçılma açılarının yatay bileşenine (Th _{tgt}) bağlı olarak pozisyonlarında meydana gelen belirsizlikler için düzeltme parametreleri uygulanmadan önce elde edilen histogram.	43
Şekil 3.24: ¹³ CH ₂ datasında parçacıkların saçılma açılarının yatay bileşenine (Th _{tgt}) bağlı olarak pozisyonlarında meydana gelen belirsizlikler için düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen histogram.	43
Şekil 3.25: ¹³ CH ₂ datasının açı çok delikli süzgeçle alınan ölçüm sonucu çizilen θ_{tgt} -y _{fp} histogramı.	44
Şekil 3.26: ¹³ CH ₂ datasında açı kalibrasyonu için software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen θ_{fp} - ϕ_{tgt} histogramı.	44
Şekil 3.27: ⁴⁶ V datasının iki boyuttaki X _{fp} - θ_{tgt} histogramı (a) düzeltme uygulanmadan önceki histogram.	45
Şekil 3.28: ⁴⁶ V datasının iki boyuttaki X _{fp} - θ_{tgt} histogramı (b) düzeltme uygulandıktan sonra elde edilen histogram.	46
Şekil 4.1: ⁴⁶ V spektrumunda 3200-3400 kanalları arasında ve 00-05, 05-08, 08-12, 12-16, 16-20 açıları için yapılan pik fitleme işlemi örneği.	49
Şekil 4.2: ⁴⁶ Ti çekirdeği için hesaplanan tesir kesitinin uyarılma enerjisinin bir fonksiyonu olarak gösterimi.	51

Şekil 4.3: ^{46}V spektrumu. Kırmızı pikler ^{48}V çekirdeğinden gelen katkıyı göstermektedir.	52
Şekil 4.4: σ_{GT} ve σ_{F} birim tesir kesitlerinin, nükleer kütle A 'nın bir fonksiyonu olarak 160MeV enerjide (p,n) reaksiyonuyla çalışılması.	53
Şekil 4.5: $T_z=1$ izospin simetrisi.....	54
Şekil 4.6: Nükleer kütle A 'nın bir fonksiyonu olarak R^2 değerleri. Şekildeki çekirdekler ($^3\text{He}, t$) reaksiyonlarındaki hedef çekirdeklerdir.....	55
Şekil 4.7: Piklerin açısai momentumlarının bulunmasında kullanılan şekil.....	56
Şekil 4.8: ^{46}V spektrumu.	57
Şekil 4.9: ^{46}V piklerinden oluşan kanala karşılık sayım spektrumu.	57
Şekil 4.10: ^{46}V enerji spektrumu.	58
Şekil 5.1: Daha önce T.Adachi tarafından yapılan incelemede bulunan ^{46}V enerji değerleri.	62
Şekil 5.2: ^{46}V enerji spektrumu ve piklerin enerjileri.....	62

TABLO LİSTESİ

	Sayfa No
Tablo 2.1: Gamow-Teller ve Fermi geçiş kuralları.....	11
Tablo 3.1: RCNP’de kullanılan iyon kaynakları ve enerjileri.....	19
Tablo 3.2: Grand Raiden spektrometresinin özellikleri	23
Tablo 3.3: Grand Raiden spektrometresinin dizayn parametreleri	27
Tablo 3.4: MWDC’nin özellikleri.....	29
Tablo 3.5: $^{46}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{46}\text{V}$ reaksiyonu için deneysel şartlar.....	38
Tablo 4.1: $^{46}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{46}\text{V}$ reaksiyonunda elde edilen B(GT) geçiş güçleri.....	59

SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ

Simgeler	Açıklama
$B(F)$: Fermi indirgenmiş geçiş gücü
$B(GT)$: Gamow-Teller indirgenmiş geçiş gücü
N	: Nötron sayısı
Z	: Proton sayısı
L	: Yörüngesel açısal momentum
σ	: Spin operatörü
τ	: İzospin operatörü
$\sigma\tau$: Gamow-Teller geçişi için spin-izospin operatörü
T_z	: İzospin z bileşeni
σ_{GT}	: Reaksiyon tesir kesiti
$\hat{\sigma}_{GT}$: Gamow-Teller birim tesir kesiti
E_x	: Reaksiyon uyarılma enerjisi
X_{fp}	: Odak düzlemindeki x pozisyonu
K_{GT}	:Kinematik faktör
N_{GT}	:Bozunum Faktörü
$V_{\sigma\tau}$:Gamow-Teller geçişleri için etkileşme potansiyeli
Q	: Reaksiyon ısısı
T	: İzospin kuantum sayısı
E_{accel}	: Hızlandırma enerjisi
J	:Toplam açısal momentum
A	:Kütle numarası
δ_c	:Coulomb düzeltme faktörü
z	:Parçacık yükü
ρ	: Spektrometre yarıçapı
q	: Atomik yük
$T_{1/2}$: Beta bozunumunun toplam yarı ömrü

Kısaltmalar	Açıklama
ADC	:Analog to Digital Converter
AVF	:Azimuthally Varying Field
BLP	:Beam Line Polarimeter
CE	:Charge Exchange
CFD	:Constant Fraction Discriminatör
FERA	:Fast Encoding and Readout
GR	:Grand Raiden
GT	:Gamow-Teller
IAS	:Isobaric Analog State
MWDC	:Multi Wire Drift Chamber
PAW	:Physics Analysis Workstation
RCNP	:Research Center for Nuclear Physics

TFC :Time to Fera Converter
WS :West Experimental Hall-South Inlet Part

ÖZET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

YÜKSEK REZOLÜSYONLU ^{46}Ti (^3He , t) ^{46}V REAKSİYONUNDA GAMOW-TELLER GEÇİŞLERİNİN İNCELENMESİ

Merve DOĞAN

İstanbul Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman : Doç.Dr.Ela GANİOĞLU

Beta bozunumu zayıf etkileşim, yük değişim reaksiyonları kuvvetli etkileşim ile yönetilmelerine rağmen, hem beta bozunumu hem de yük değişim reaksiyonlarında aynı (σ) operatör kullanıldığından dolayı geçişler aynı formu alır. Gamow-Teller geçişlerinin ($\Delta S=1$, $\Delta T=1$) çalışılması nükleer yapıyı çalışmak için mükemmel bir yol sağlar. Beta bozunumunda Gamow-Teller geçiş güçlerini (B(GT)) çalışmak ve kesin değerlerini ölçmek mümkündür fakat beta bozunumunun Q değeri ile geçişlerin çalışılabilme aralığı sınırlandırılmıştır. Aksine yük değişim reaksiyonlarında böyle bir limit yoktur ve ürün çekirdeğin yüksek uyarılma enerjisine kadar olan geçişler çalışılabilir. Bununla birlikte, bu tür çalışmalarda kesin B(GT) değerlerini bulmak mümkün değildir. Ancak, izospin simetrisi ve ayna çekirdekler varsayımı göz önüne

alındığında beta bozunumu ve yük değişim reaksiyonları aynı geçiş gücüne sahiptir ve beta bozunumundan elde edilen geçiş güçleri normalize edilerek yük değişim reaksiyonundaki B(GT) değerleri bulunabilir. Nükleon başına 140 MeV orta bombardıman enerjide ve 0^0 de çalışılan yük değişim reaksiyonları standart B(GT) değerleri elde edilmesini sağlar. Bu değerler ilgili beta bozunumu yarı ömrü kullanılarak kesin değerleri bulmak için normalize edilebilir. Bu alışmalar, ($^3\text{He},t$) reaksiyonlarında,ürün çekirdekte oluşan seviyelerin uyarılma enerjilerinin ve bu seviyeleri besleyen geçişlerin güçlerinin belirlenmesini sağlar. Bu tür reaksiyonlar RCNP (Research Center for Nuclear Physics) Merkezi Osaka'da Grand Raiden spektrometresiyle yüksek rezolüsyonda (~ 35 KeV)alışılmıştır. Bu tez $^{46}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{46}\text{V}$ reaksiyonunda izospini $T_z=+1$ olan ^{46}Ti ekirdeğinden izospini $T_z=0$ olan ^{46}V çekirdeğine olan Gamow-Teller geçişlerini tanımlayan çalışmadır. $^{46}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{46}\text{V}$ reaksiyonu RCNP araştırma merkezinde gerçekleştirilmiştir ve elde edilen yüksek enerji rezolüsyonlu spektrumda ^{46}V 'da birçok uyarılma enerji seviyesi gözlenmiştir.

Aralık 2014, 82 Sayfa.

Anahtar kelimeler: Gamow-Teller, geçiş gücü, ($^3\text{He},t$) reaksiyonu, Grand Raiden.

SUMMARY

M.SC. THESIS

HIGH RESOLUTION STUDY OF GAMOW-TELLER TRANSITIONS IN THE $^{46}\text{Ti} (^3\text{He}, t) ^{46}\text{V}$ REACTION

Merve DOĞAN

İstanbul University

Institute of Graduate Studies in Science

Department of Physics

Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Ela GANIÖĞLU

In both beta decay and charge exchange reactions the transitions take the same form since they are governed by the same $(\sigma\tau)$ operator although one is governed by the Weak interaction and the other by the Strong interaction. Studies of the Gamow-Teller transitions ($\Delta S=1, \Delta T=1$) provide an excellent way to study nuclear structure. It is possible to study the Gamow-Teller transition strengths $B(GT)$ and measure their absolute values in beta decay but the range of transitions that can be studied is limited by the beta-decay Q-value. In contrast Charge exchange reactions face no such limitation and one can study transitions to excited states in the final nucleus up to high energy. However it is not possible to extract absolute $B(GT)$ values in such studies. If however, one assumes isospin symmetry and studies mirror nuclei then one can use the

measured B(GT) values in beta decay to normalise the B(GT) values obtained in charge exchange since the corresponding transitions in the two processes should have the same B(GT) value under this assumption. Charge exchange reactions studied at intermediate bombarding energies of 140 MeV per nucleon and 0^0 allow one to extract the relative B(GT) values. These values can then be normalised to give absolute values using the measured half life from the corresponding beta decay. Such studies allow one to measure the excitation energies of states in the final nucleus in $(^3\text{He},t)$ reaction and determine the B(GT) strengths of the transitions populating them. Such reactions can be studied at RCNP (Research Center for Nuclear Physics) OSAKA in high resolution (~ 35 KeV) with the Grand Raiden spectrometer. This thesis describes the study of Gamow-Teller transitions from the $T_z = +1$ ^{46}Ti nucleus to the $T_z = 0$ ^{46}V nucleus in the $^{46}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{46}\text{V}$ reaction. The $^{46}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{46}\text{V}$ reaction was performed at the RCNP research centre and many excited states in ^{46}V were observed in the reaction in the high resolution spectra obtained.

December 2014, 82 Pages.

Keywords: Gamow-Teller, transition strength, $(^3\text{He},t)$ reaction, Grand Raiden.

1. GİRİŞ

Nükleer fiziğin çalışılmasının arkasındaki neden atomik bir çekirdeğin bütün özelliklerini açıklayabilecek olan nükleonlar arasındaki etkileşimlerin tarifidir. Bu özellikler uyarılmış seviyeler, bozunma özellikleri, temel seviye kütleleri, spin, parite ve tesir kesitleridir. Bu özellikler elektromanyetik, güçlü ve zayıf kuvvetin kombinasyonlarının bir sonucudur. Bir çekirdeğin uyarılmış seviyeleri sisteme enerji eklenerek araştırılabilir [1].

Çekirdek içindeki birçok nükleon, nükleer uyarılmada yer aldığı zaman kolektif uyarılmalardan bahsedebiliriz. Bu, kabuk modelinde, bir orbitalden diğerine aktarılan tek parçacık uyarılmaların tersidir. Kolektif uyarılmalar hem makroskopik hem de mikroskopik olarak tarif edilebilir. En genel tarif, çekirdeğin denge durumundaki yoğunluk ve şekil salınımlarını içeren hidrodinamik modele dayanır. Makroskopik açıdan bakıldığında, nükleondaki yoğunluk ve biçim salınımları, spin ve izospin uzayını içerir. Bu salınımların genel ismi dev rezonans olarak adlandırılır. İzospin uzayında titreşim modları proton ve nötronların hareketini içerir. Bunlar aynı fazda hareket ettikleri izoskaler ($\Delta T=0$) ve zıt fazda hareket ettikleri izovektör ($\Delta T=1$) uyarılmalardır. Bunlar da spin yukarı ve aşağı olmak üzere aynı fazda ($\Delta S=0$) ve zıt fazda ($\Delta S=1$) olan uyarılmalardır. Spin-izospin uyarılmalar spin ve izospin değişimi ($\Delta T=\Delta S=1$) den oluşur. En iyi bilineni $\sigma\tau$ operatörüyle gösterilen, açısal momentum değişimi olmayan ve sadece bir kabukta ($0h\omega$) $1p-1h$ geçişleriyle sınırlı olan Gamow-Teller (GT) rezonansıdır [2].

Gamow-Teller (GT_{\pm}) geçişi spin-izospin operatörü σ_{\pm} ile karakterize edilir. Bu geçiş zayıf nükleer süreçlerin bir temeli olduğu için geçiş güçleri olan $B(GT_{\pm})$ değerleri uzun süre çalışılmıştır. İzovektör geçişlerini uyarın yük-değişim reaksiyonları ile yüksek enerjilerdeki GT_{\pm} geçişlerine ulaşabilir. $B(GT_{\pm})$ değerlerini bulmak için β_{\pm} bozunumu deneylerinden elde edilen bilgiler kullanılır fakat ulaşılabilen uyarılma enerjileri β_{\pm} bozunumunun Q değeri ile sınırlandırılmıştır. β_{\pm} bozunumları kendiliğinden gerçekleştiği için Compton bariyerini aşmayan uyarılmış enerji seviyeleri gözlenebilir

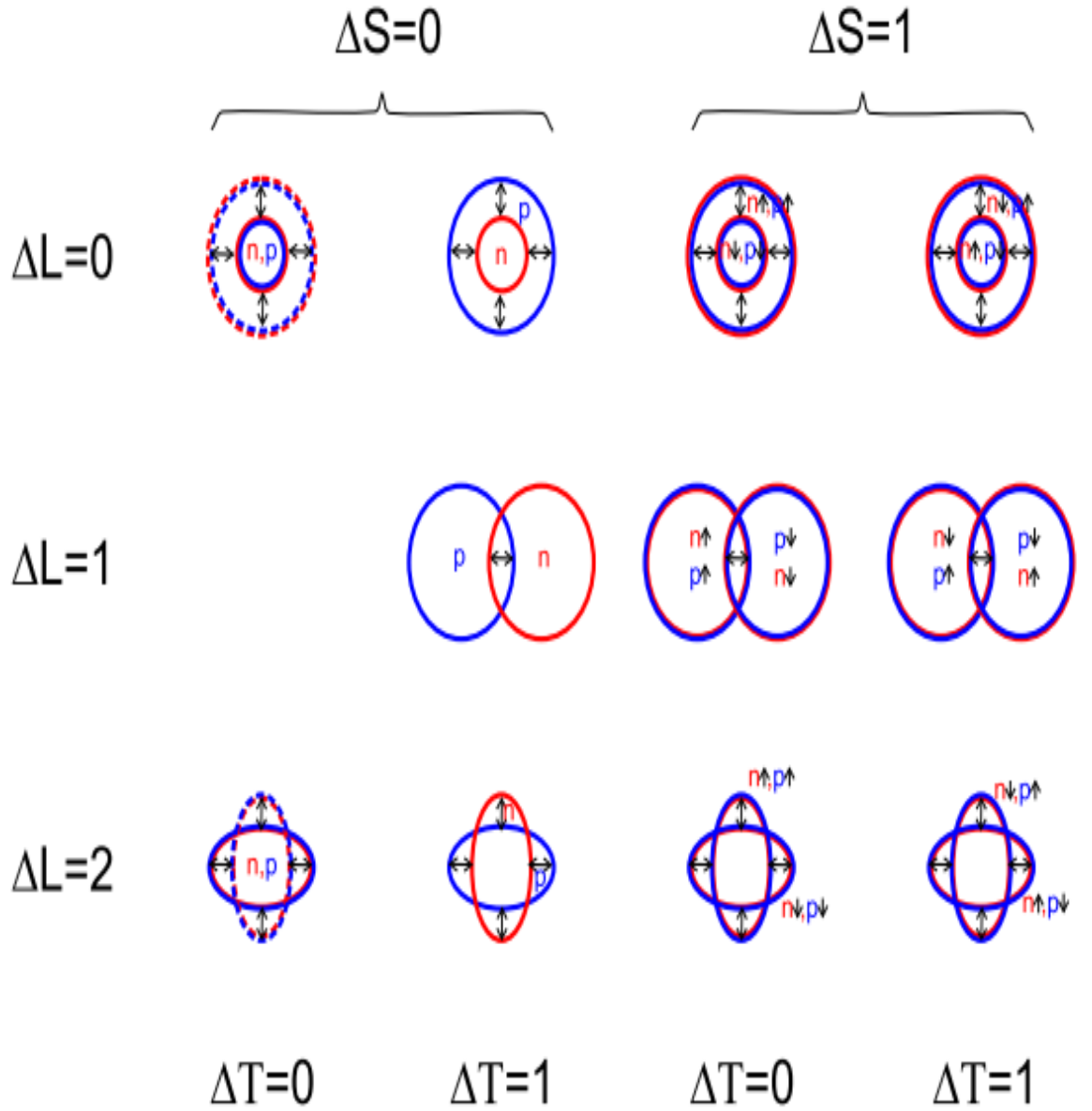
bu da sadece düşük uyarılma enerjilerinin çalışmasını sağlar. Yüksek uyarılma enerjilerinde $B(GT_{\pm})$ değerlerini bulabilmek için yük-değişim (CE) reaksiyonları kullanır. Yüksek uyarılma enerjilerinde $B(GT_{\pm})$ değerlerini bulabilmek için yük-değişim (CE) reaksiyonları kullanılır. Öncelikle β . bozunumuyla ölçülen standart $B(GT_{+})$ değerini, bu bozunmaya zıt yönde gerçekleşen CE reaksiyonundan elde edilen reaksiyon tesir kesitini kullanarak birim tesir kesiti $\hat{\sigma}_{GT}$ elde edilir. Ayrıca izobar çekirdeklerin izospin simetri yapısı kullanarak da GT birim tesir kesiti değeri elde edilebilir. Bu değer elde edildiği zaman yüksek uyarılma enerjilerindeki $B(GT_{\pm})$ değerleri de bulunabilir. Birim tesir kesiti bulunduğu zaman yüksek uyarılma enerjilerindeki $B(GT_{\pm})$ değerleri elde edilebilir. GT. dağılımlarını çalışmak amacıyla Japonya/Osaka, Nükleer Fizik Araştırma Merkezinde (Research Center for Nuclear Physics, RCNP) 0^0 ve 140 MeV/nükleon enerjide deneyler gerçekleştirilmiştir. Demet eşleştirme teknikleriyle birlikte saçılma açısında ve enerjide iyi bir rezolüsyon elde edilmiştir. Kararlı ve kararsız çekirdeklerdeki GT geçişlerinin araştırılmasına sd-kabuk çekirdekleriyle başlanmıştır. İzobarlarda izospin simetrisini kullanarak ve analog geçişin standart $B(GT_{\pm})$ değerini kullanarak, elde edilen tesir kesitinden sd-kabuk hedef çekirdeklerinden başlayan geçişlerin kesin $B(GT_{\pm})$ değerleri elde edilmiştir [3,4].

$B(GT_{\pm})$ dağılımları sd-kabuk çekirdekleri için iyi çalışılmışken pf-kabuk çekirdekleri için çok fazla bilgi yoktur. Pf-kabuk çekirdeğinden ölçümü başlayan $B(GT_{\pm})$ değerleri nükleer yapı için olduğu kadar nükleer astrofizik için de önemlidir. Sd-kabuk çekirdekleri için gerçekleştirilen bu çalışmalar pf-kabuk çekirdekleri için de çalışmaya başlanmıştır. Bu teze konu olan çalışma da bunlardan bir tanesidir. Bu teze konu olan $^{46}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{46}\text{V}$ deneyi, RCNP Araştırma Merkezinde 0^0 açı ve orta enerjide (140 MeV/nükleon) gerçekleştirilmiş ve ^{46}V çekirdeğinin beta bozunumuyla ulaşılamayan seviyelerinin $B(GT_{\pm})$ geçiş güçleri tespit edilmiştir.

2. GENEL KISIMLAR

2.1.NÜKLEER KUVVET VE KOLEKTİF YAPI

Çekirdek için önemli olan olaylardan biri nükleonlar arasında etkin olan nükleer kuvvettir. Nükleer kuvvet kuarklar arasında geçerli olan güçlü kuvveti temsil eder. Buna efektif etki de denir. Çekirdeği oluşturan fermiyonlar Pauli ilkesine tabidir. Her fermiyon için bu kural geçerlidir fakat bir proton ve bir nötron arasında etkisi yoktur. Tam tersine nükleer kuvvet yükten bağımsızdır ve benzer olarak iki nükleon arasında etkindir. Buna dayanarak proton ve nötron, bir ölçüde, aynı parçacığın iki farklı seviyesi olarak tanımlanır. Çekirdekte bir diğer önemli olay da bir tip nükleonun bir diğerine dönüşmesini ve bununla birlikte bir çekirdeğin diğer bir çekirdeğe dönüşmesini sağlayan zayıf kuvvettir. Çekirdek uyarılmaları birkaç basit kurala tabidir. İlk olarak fermiyonlarda görülen Pauli kuralına göre kabuk yapısı oluşturulur. İkinci olarak nükleer bir ortamda etkileşim bir bozon-benzeri yapı içine aynı tipte iki nükleonun eşleştirilmesini destekler. Sonuç olarak nükleer kuvvet nükleonların kolektif hareketlerini oluşturur. Çekirdekte yer alan bu kolektif hareketler dev rezonans oluşturur. Bu dev rezonanslar proton ve nötronun farklı titreşimlerini temsil ederler. Bu titreşimler izo-skaler ($\Delta T=0$) ve izo-vektör ($\Delta T=1$) modlar ve aynı zamanda spin-skaler ($\Delta S=0$) ve spin-vektör ($\Delta S=1$) modu olarak ayrılır. Dahası kolektif hareket monopol ($\Delta L=0$), dipol ($\Delta L=1$) ve kuadropol ($\Delta L=2$) şekillerine de sahiptir. Şekil 2.1'de bu titreşimler görülmektedir. İzo-skaler mod proton ve nötronun aynı fazda olduğu titreşimi temsil ederken izo-vektör mod bunların farklı fazda titreşimlerini temsil eder. Benzer olarak spin-skaler mod nükleonların spin yukarı ve spin aşağı birlikte hareketlerini bununla birlikte spin-vektör modda nükleonların spin aşağı ve spin yukarı fakat farklı modlardaki titreşimlerini temsil eder. Çekirdeğin en basit spin ve izospin etkileşimleri de Şekil 2.1'de gösterilmiştir. Bu etkileşimler Gamow Teller (GT) etkileşimleridir ve $\Delta T=1$, $\Delta S=1$ ve $\Delta L=0$ durumlarıyla nükleer etkileşimler olarak tanımlanırlar. $\Delta S=0$ etkileşimi de Fermi etkileşimi olarak adlandırılır. GT etkileşimleri hem spini hem de izospini bir birim değiştiren $\sigma\tau$ operatörleri aracılığıyla gerçekleşirken Fermi etkileşimleri sadece izospini değiştiren τ operatörü aracılığıyla gerçekleşir [5].



Şekil 2.1: Hidrodinamik modelde dev rezonanslarının şematik resmi. Nötronlar kırmızı ve protonlar mavi olarak gösterilmiştir. Çift yönlü oklar çeşitli bileşenlerinin hareketini göstermektedir.

2.2. İZOSPİN

Nükleer kuvvetlerin yükten bağımsızlığı yeni bir korunumlu kuantum sayısı olan izospinin tanımlanmasına yol açmıştır. 1932'lerde Heisenberg nötron ve protonu bir

parçacığın iki durumu olan nükleon (N) olarak tanımladı. İki durum da neredeyse aynı kütleye sahiptir fakat elektromanyetik etkileşim nedeniyle kütleleri küçük oranda farklıdır [6]. Eğer spinin z bileşenleri $s_z=+1/2$ ve $s_z=-1/2$ olan iki elektron varsa, bu elektronlar z yönünde manyetik alan ekleyip ters yöne hareket ettirerek ayırt edilebilir. Fakat bu dış alanın yokluğunda bu iki elektronu ayırt edilemez ve bunlar aynı parçacığın iki durumu olarak düşünülür. Buna benzer olarak elektromanyetik etkileşme ihmal edilirse proton ve nötron ayırt edilemez. Kuvvetli etkileşimle ilgili olduğu sürece bunlar sadece aynı parçacığın iki durumudur. Açısal momentum korunduğunda, kuvvetli etkileşimler aracılığıyla gerçekleşen herhangi bir geçişte izospin korunur. Bu çekirdek içinde izospin bileşenine sahip olan parçacıkların ayırt edilemediği ve aynı enerjili seviyelere sahip olmalarına neden olan bir simetrinin örneğidir. Fakat bu simetriyi bozacak bir elektromanyetik etkileşim vardır ve ayna çekirdeklerin enerji seviyelerinde küçük farklılıklar meydana getirir [7].

Doğanın davranışını incelemeye fizikteki simetri çok güçlü bir araçtır. Simetriler kuantum mekaniğinde iyi kuantum sayıları cinsinden ifade edilerek korunum kurallarıyla yakından ilişkilendirilebilir. Nükleer fizikte, birkaç simetri tanımlanmıştır. Özellikle izospin simetrisi, nükleer kuvvette proton ve nötronun davranışına bağlıdır. En başlarda nükleer fizikte sadece yüklü parçacıklar biliniyordu. Nükleer kütleleri açıklamak için de Rutherford protonun kütlesine çok yakın olan nötr bir parçacığın var olduğunu öne sürmüştür. 1932'de Chadwick nötronu keşfettiği zaman, nükleer kuvvetin proton ve nötronlar üzerinde aynı davranışı gösterdiği açıktı. Daha sonra Heisenberg bu parçacıkları nükleon denilen bir parçacığın iki kuantum seviyesi olarak adlandırdı. Bu iki seviye proton için $t_z=-1/2$ ve nötron için $t_z=1/2$ olmak üzere izospin kuantum sayısı t nin z bileşenleri olarak karakterize edilir.

Nükleonun izospin seviyesi izospin uzayında izdüşümü alınarak belirlenir. N nötron ve Z protondan oluşan nükleonda toplam izospin T tek nükleonun izospinlerinin vektörel toplamıyla verilir [8]. İzospin aşağıdaki formülle ifade edilir;

$$T_z = \frac{N - Z}{2} \quad (2.1)$$

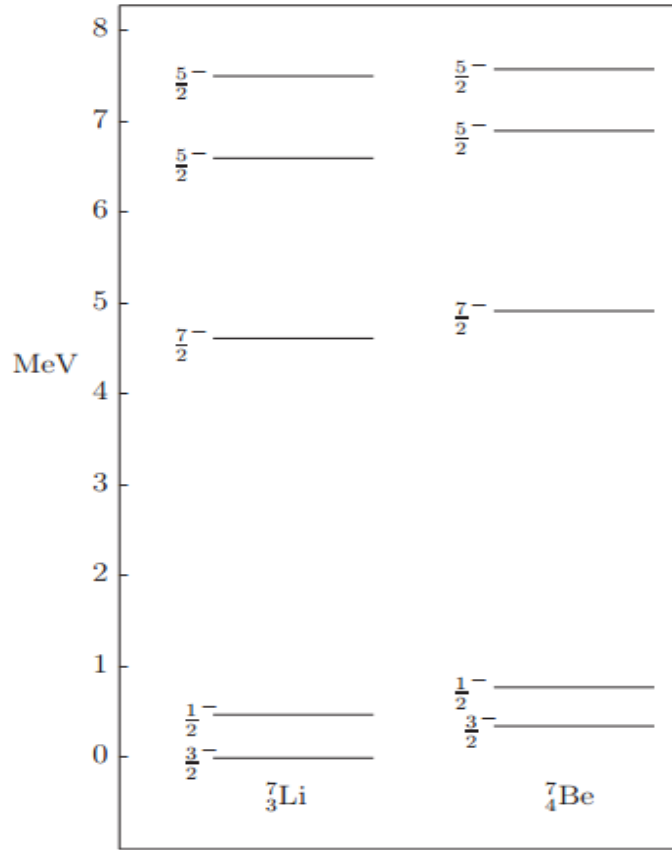
2.3.İZOSPİN SİMETRİ YAPISI VE AYNA ÇEKİRDEKLER

Yük simetri kavramı proton ve nötron sayısı farklı olmak üzere iki çekirdeğin aynı davranışa ve aynı toplam nükleon sayısına sahip olmasını sağlar. Tabii ki; Pauli prensibi oluşan simetride ve oluşabilecek konfigürasyonlar üzerinde kısıtlamalar getirir. İzospin kuantum sayısı, T , doğrudan yük simetri ve Pauli prensibini birbirine bağlar. Böylece izospin analog seviyeleri karakterize etmek için iyi bir kuantum sayısı olur [9]. Özel olarak, aynı kütleyle sahip ayna çekirdekler aynı uyarılma enerjisinde aynı analog seviye yapısına sahip olur [10]. Aynı kütleli ve farklı T_z izospine sahip çekirdeklerde izobarik analog yapı gözlenir ve farklı T_z değerine karşılık gelen seviyelere Analog seviye denir. Analog seviyeler aynı J^π ve T değerine sahiptir. Bununla birlikte analog seviyelere olan geçişlere de “Analog Geçişler” denir. Bu tür geçişler aynı geçiş gücüne ve enerjiye sahiptir. Şekil 2.2’de $T_z=0, \pm 1$ ve ± 2 çekirdekleri için bu analog durumlar gösterilmiştir [11].

Ayna çekirdeklere baktığımızda bağlanma enerjilerinin neredeyse aynı olduğunu görürüz. Aslında yarı deneysel kütle formülünde $(A-Z) \leftrightarrow Z$ koşulu altında değişmez olan terim Coulomb terimidir.

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_A \frac{(Z - N)^2}{A} + \frac{((-1)^Z + (-1)^N) a_p}{2} \frac{1}{A^{3/4}} \quad (2.2)$$

Çekirdek içinde bu elektromanyetik kuvvetler güçlü etkileşimlerden daha küçüktür ve bu nedenle çok proton için ekstra Coulomb enerjisine rağmen kütleler çok yakındır. Sadece bağlanma enerjileri değil aynı zamanda temel seviye enerjileri ve uyarılmış seviyeler de benzerdir. Örnek olarak ${}^7\text{Li}$ ve ${}^7\text{Be}$ ayna çekirdeklerine bakalım. Bu çekirdeklerde bütün seviyeler için enerjiler çok yakın değerdedir. ${}^7\text{Be}$ seviyeleri biraz daha yukarıdadır çünkü bu çekirdeğin protonu ${}^7\text{Li}$ çekirdeğinden bir fazladır [7].

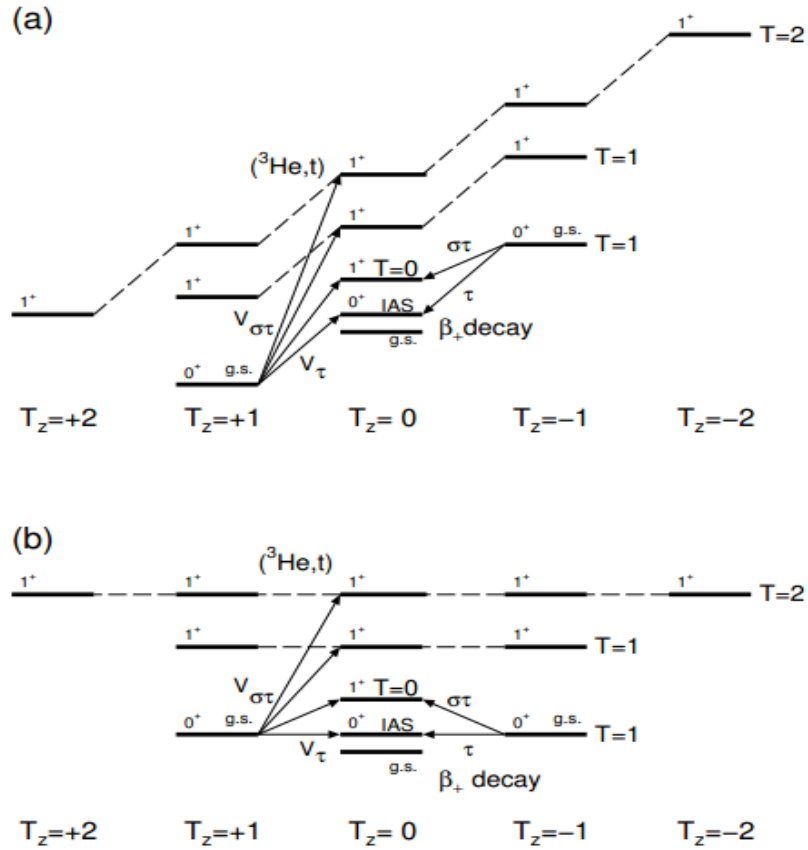


Şekil 2.2: ${}^7\text{Li}$ ve ${}^7\text{Be}$ çekirdeklerinin uyarılmış enerji seviyeleri ve izospin yapıları.

Tüm bunlar, proton ve nötronlar arasındaki elektromanyetik etkileşmenin ortadan kalktığı bunun yerine nükleer bağlanmayı sağlayan yükten bağımsız kuvvetli etkileşmenin var olduğunun ispatıdır [8]. Gerçek enerji uzayında Coulomb kuvveti protonlar üzerinde etkilidir ve bu izospin simetrisini bozar. Bununla birlikte izospin asimetrisi uyarılma enerjisi ve $|T_z|$ ye bağlı bir fonksiyon olarak değişir [10].

Yük değişim reaksiyonlarında sadece bir proton bir nötronla yada bir nötron bir protonla yer değiştirir. Çekirdeklerin arasında da sadece nükleoların yer değiştirmelerinden kaynaklı bir enerji açığa çıkar ve yapılarında fazla bir değişiklik gözlenmez. Bu enerjiye Coulomb yer değiştirme enerjisi denir. İzospin simetri yapısını daha iyi gösterebilmek için Coulomb yer değiştirme enerjisi ihmal edilebilir. Bu durum Şekil 2.3’de gösterilmiştir. Şeklin ilk aşamasında (a) gerçek enerji uzayı verilmiştir. Çekirdeklerin arasından nükleoların yer değiştirmelerinden kaynaklı bir enerji açığa çıkar bu enerjiye Coulomb yer değiştirme enerjisi denir. Beta bozunumunda bu durumdan

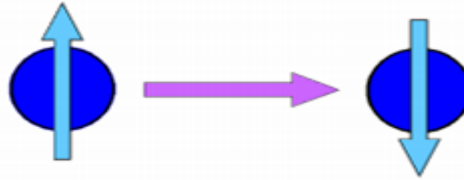
dolayı sadece Coulomb yer değiştirme enerjisinin altındaki enerji seviyelerine ulaşılabilir. İkinci şekilde (b) ise bu enerji ihmal edildiğinde ortaya çıkan izospin simetri yapısı görölmektedir. Burada Coulomb yer değiştirme enerjisi söz konusu olmadığından yük değişim reaksiyonlarıyla daha yüksek uyarılma enerjilerine ulaşabilmek mümkündür. Bu analog seviyeler aynı J^π ve T değerlerine sahiptir bununla birlikte bu seviyelerin aynı nükleer yapıyı göstermesi beklenir. Bu analog seviyelerin bu geçişlere karşılık gelen geçiş güçleri orantılıdır. Aynı zamanda şekilde Izobarik Analog Seviye (IAS) geçişi de görölmektedir. Fermi geçişleri sadece bu seviyeler arasında gözlenir. IAS seviyeleri komşu nükleer izobar çekirdeklerde aynı toplam açısıl momentuma ve spin-pariteye sahiptir. Bu seviyelerde aynı zamanda aynı nükleer yapı gözlenir.



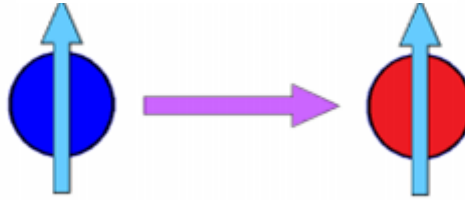
şekil 2.3: Aynı kütle numarasına sahip $T_z = 0, \pm 1$ ve ± 2 izospinli çekirdeklerin izospin simetri yapısı. a) bu çekirdeklerin gerçek enerji uzayında oluşan seviye şeması b) bu çekirdeklerin Coulomb yerdeğiştirme enerjisi kaldırıldıktan sonra oluşan seviye şeması.

2.4.GAMOW TELLER VE FERMİ GEÇİŞLERİ

Neredeyse modern çekirdek fiziğinin başlangıcından beri Gamow Teller etkileşmeleri veya diğer adıyla spin –flip (Şekil 2.4) ve izospin-flip (Şekil2.5) etkileşmeleri çekirdek fiziğinin birçok alanında önemli yere sahiptir [12].



Şekil 2.4:Spin-flip (spin-taklası) durumu. Parçacığın spini yön değiştirirken parçacık kimliği değişmez.



Şekil 2.5:İzospin-flip (izospin-taklası) durumu. Parçacığın kimliği değişirken spini değişmez.

GT geçişlerindeki “Gamow-Teller” ismi, beta bozunumunda görülen “izinli” geçiş isminden gelmektedir. GT geçişi spin-flip ($\Delta S= 1$) doğasına sahiptir ve $\sigma\tau$ -tipli operatörün neden olduğu bir etkileşmedir. GT geçişleri Z ve N değerlikli nükleondan başlayıp $Z\pm 1$ ve $N\pm 1$ komşu çekirdeklere olan geçişlerdir. Bireysel nükleonların l yörüngesel açısal momentumlu ve s spinli bir yörüngede olduğu bağımsız parçacık görünümü dikkate alındığında, bir GT geçişi aynı l değerlikli ilk ve son düzeyleri bağlar. Böylece geçişler, aynı j yörüngeleri veya spin-yörünge eşleri arasında olur [13]. T_z , Tizospin sayısının z bileşeni olmak üzere $T_z=(N-Z)/2$ olarak ifade edilir. β^+ tipli GT geçişleri $\Delta T_z=+1$ ve β^- tipli GT geçişleri $\Delta T_z=-1$ yapısına sahiptir. Bu geçişler beta bozunumu ve yük-değişim reaksiyonlarından (**Charge Exchange Reaction**) elde edilen bilgilerle çalışılabilir. Fermi geçişleri τ operatörüyle ifade edilir ve bu operatör T_z değerini bir birim değiştirir. Fermi geçişi izobarik analog seviyede yoğunlaşır. GT geçişlerinde hem σ hem de τ operatörü olduğu için farklı birçok seviyede gözlenebilir.

Fermi geçiş g¼c¼ $B(F)$ olarak tanımlanır ve $B(F)=N-Z$ form¼l¼ ile belirlenir. Diğer yandan Gamow-Teller geçişleri $B(GT)$ olarak tanımlanır ve beta bozunumu ve y¼k değişim reaksiyonlarının kombinasyonu ile bulunur. GT geçiş g¼çleri her çekirdeğe g¼re farklı değerlerdedir.

N¼kleon-n¼kleon etkileşiminin τ bileşeni kısa menzilli, aksine σ bileşeninde uzun menzil bileşeni baskındır [14]. Bu ikisi arasındaki menzil GT ve Fermi tesir kesitlerinin farklı k¼tleye bağlılığı için de geçerlidir ve bu hem teoride hem de deneysel verilerde g¼r¼lmektedir. σ etkileşiminin uzun menzilli doğası çekirdeğin y¼zeyinde oluşan etkileşime bağlıdır ve bu durum ağır çekirdekler için daha g¼çl¼ hale gelir. Sonuç olarak, τ ve σ bileşenlerinin menzilleri arasındaki fark azdır bu nedenle Fermi ve GT birim tesir kesitlerinin hedef k¼tleye bağlılığı çok benzerdir [15].

N¼kleer yapının yanında GT geçişleri Astrofizik alanında da birçok s¼reci anlamaya yardımcı olur [16]. ¼nk¼ pf-kabuk çekirdeklerinden başlayan $B(GT)$ değerlerinin ol¼m¼ astrofizik için önemlidir. Ağır bir yıldızın evriminin sonunda pf-kabuk çekirdekleri birikir. Çekirdek Chandrasekhar k¼tle (1.44 g¼neř k¼tlesi) limitini aşınca yerçekimi baskın hale gelir ve yıldız içine çöker. Bu ikinci tip s¼pernovanın başlangıcıdır. Bu s¼rete elektron yakalama, beta bozunumu ve n¼trino yayımlanması baskın hale gelir [11]. Elektron yakalama reaksiyonu yoluyla çekirdek n¼tron bakımından zengin hale gelir. Elektron sayısının azalması ile ¼kme hızlanır. Bu durumda β bozunumu da için içine girer. Ek olarak, n¼trino ve anti n¼trinolar kordan enerji alır. Korun içindeki kinetik enerji daha da azalır ve ¼k¼ř daha da hızlanır. Bu zayıf s¼reler için $B(F)$ ve $B(GT)$ geçiş g¼çleri bu ¼k¼ř¼n anlaşılması için önemli parametrelerdir.

Gamow-Teller geçişinin niteliği n¼kleer spin S ve n¼kleer izospin T yi bir birim değiştirmesidir ve açısal momentum transferi yoktur ($\Delta L= 0$). Operat¼rlerin basit yapısından dolayı deneysel GT g¼c¼ dağılımları n¼kleer yapı modelini incelemek için iyi bir temel sağlar [17].

G¼n¼m¼zde yapılan yaklaşımlarda n¼kleonlar çekirdeğin bileşenleri olarak g¼sterilmektedir. Yani proton ve n¼tron çekirdeğin bileşenleri olarak modellenir. N¼kleer yapıyla ilgili temel bilgilerin çoğunu sağlamada beta bozunumunun kendiliğinden olan

geçişlerinin ölçümü önemlidir. Nötronun beta bozunumu oranı, nükleonla eşleşen zayıf etkileşmelerin ölçümü ile sağlanır. Bu bozunumda iki bileşen vardır. Spin değişiminden bağımsız Fermi geçişleri ve spin değişimine bağlı Gamow-Teller(GT) geçişleridir. Fermi ve GT geçişleri matrix elementleri ile tanımlanmaktadır [18]. Tablo 2.1’de bu geçişler için geçerli kurallar görülebilir;

Tablo 2.1: Gamow-Teller ve Fermi geçiş kuralları.

Bozunum Modu	Geçiş Operatörü	Spin s	Yörüngesel Açısal Momentum l	Parite π	İzospin T	Log ft
F	τ	$\Delta S=0$	$\Delta l=0$	$\Delta\pi=0$	$\Delta T=0$	3.3 – 3.7
GT	$\sigma\tau$	$ \Delta S =0,1$ $0 \rightarrow 0$ (Yoktur)	$\Delta l=0$	$\Delta\pi=0$	$ \Delta T =0,1$	4.6 – 6.8

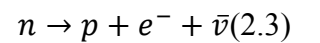
2.5.B(GT) GEÇİŞ GÜÇLERİ

Yüksek uyarılma enerjilerinde B(GT.) değerlerini elde etmek için yük-değişim reaksiyonları ve beta bozunumu iki önemli metottür. Her iki reaksiyondan alınan bilgilerin kombinasyonlarıyla Gamow-Teller geçiş güçlerini elde etmek mümkündür.

2.5.1.Beta Bozunumu

Beta bozunumu bir zayıf etkileşim sürecidir ve üç farklı türü vardır;

β^- Bozunumu: Eğer bir radyonüklidin kararsızlığı çekirdeğin nötron fazlalığından kaynaklanıyorsa, çekirdeğindeki enerji fazlalığını gidermek için nötronlardan birini proton ve elektron haline dönüştürür. Bu durum denklemde verilmiştir. Proton çekirdekte kalırken, elektron atomdan dışarı atılır.



Bu dışarı atılan elektrona beta parçacığı adı verilir. Bu şekilde beta emisyonu yapan radyonüklidin atom numarası bir artarak kendinden bir sonraki elementin izobar atomuna dönüşür.

β^+ Bozunumu: Atomun kararsızlığı nötron azlığından veya proton fazlalığından kaynaklanıyorsa protonlardan biri nötron ve pozitif yüklü elektrona (pozitrona) dönüşür. Bozunum Denklem 2.4'de verilmiştir;



Nötron çekirdekte kalır, pozitron dışarı atılır. Böylece pozitron yayımlayan radyonüklidin proton sayısı (atom numarası) bir eksilerek kendinden bir önceki elementin atomuna dönüşür.

Elektron Yakalama Olayı: Çekirdek proton fazlalığından dolayı kararsız ise atomun çekirdeğe yakın (K,L) yörüngelerine yakın elektronlarından biri çekirdek tarafından yakalanır. Elektronla bir proton birleşerek nötron ve nötrino haline dönüşür. Denklem 2.5'de görüldüğü üzere bu bozunumda çekirdekten parçacık salınmaz ancak pozitron bozunmasında olduğu gibi proton sayısı bir eksilir;



Yukarıda bahsedilen her üç beta bozunumunda da proton ve nötron sayıları bir birim değişmesine rağmen kütle numarası sabit kalır. Ayrıca her üç bozunumda nötrino ve antinötrino denilen yüksüz ve kütsüz parçacıkların yayımlandığı görülmektedir [19]. β bozunumu çekirdek içerisinde etkileşen kuarkların spin yönünü değiştirmesi veya değiştirmemesine göre iki şekilde sınıflandırılır. Eğer spin değişmezse etkileşim Fermi geçişidir. Yörüngesel açısal momentumun sıfır olduğu ($l=0$) izinli geçişlerde ilk ve son seviyenin spin ve paritesi aynıdır. Eğer spin yön değiştirirse bu Gamow-Teller geçişidir ve izinli geçişlerde parite değişimi olmaz. Olası spin geçiş kuralı $\Delta J=0, \pm 1$ dir [20].

β_{\pm} bozunumları kendiliğinden gerçekleştiği için compton bariyerini aşmayan uyarılmış enerji seviyeleri gözlenebilir ve bozunum Q değerinin altındaki seviyeler ile ilgili bilgi verir. Bununla birlikte nötrino yayımlayan reaksiyonların tesir kesitleri düşüktür. Fakat beta bozunumuyla; yarı ömür, Q_{β} ve dallanma oranlarının hesaplanması yapılarak GT

geçişlerinin kesin (absolute) değerleri elde edilebilir. Bununla birlikte (p,n) ve yük değişim ve ($^3\text{He,t}$) gibi yük değişim reaksiyonlarıyla, sıfır derecede ve orta enerjilerde, daha yüksek seviyelerin uyarılma enerjilerine ulaşılabilir [21].

β_{\pm} bozunumundan elde edilen bir B(GT) değeri ve bu geçişin ters yönündeki CE reaksiyonundan elde edilen tesir kesiti kullanılarak veya izobarlardaki izospin yapısını kullanarak kesin B(GT) değeri bulunabilir. Eğer $\sigma_{GT_{\pm}}$ değeri belirlenirse yüksek uyarılma enerjilerindeki B(GT) değerleri bulunabilir [5]. Ayrıca izobar çekirdeklerin izospin simetri yapısı kullanarak da GT birim tesir kesiti değeri elde edilebilir. Bu değer elde edildiği zaman yüksek uyarılma enerjilerindeki B(GT) değerleri de bulunabilir. Eğer $\hat{\sigma}_{GT}$ bilinmezse sadece yakın B(GT $_{\pm}$) değerleri çıkarılabilir. Bununla birlikte kesin (absolute) B(GT $_{\pm}$)'ler beta bozunumunun $T_{1/2}$ toplam yarı ömründen de hesaplanabilir [22].

İzospin simetri varsayımı altında, ayna çekirdeklerde beta bozunumu ve yük değişim reaksiyonları birbirini tamamlar. Yüksek uyarılma enerjilerine kadar olan kesin GT güçleri bu ayna simetri süreçleri kombine edilerek analiz edilebilir [23]:

$$\frac{1}{T_{1/2}} = \frac{1}{K} \left[B(F)(1 - \delta_C)f_{F+} + \sum_{j=GT} \lambda^2 B(GT)f_{GT} \right] \quad (2.6)$$

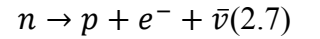
Denklemden B(F)=N-Z fermi geçiş gücü, K kinematik faktör ve δ_C coulomb düzeltme faktörü olmak üzere f_F ve f_{GT} faktörleri bozunma enerjisi biliniyorsa bulunabilir. B(GT) ile orantılı olan relatif güçler yük değişim reaksiyonundan elde edilir ve kesin (absolute) normalizasyon beta bozunumunun toplam yarı ömrü $T_{1/2}$ ile verilir. Bu nedenle yarı ömür çok önemlidir [24]. Bozunumun Q değerinden hesaplanan faktörler ve tesir kesiti ile ($^3\text{He,t}$) reaksiyonu birleştirilerek bilinmeyen beta bozunumu dallanma oranları hesaplanabilir. Toplam yarı ömür ($T_{1/2}$) Fermi geçişinin kısmi yarı ömrü ile GT geçişinin kısmi yarı ömrünün toplamıdır. Yarı ömrün tersi geçiş şiddetini temsil ettiğinden toplam geçiş şiddeti GT ve Fermi geçiş şiddetlerinin toplamıdır. Buna ek olarak, ($^3\text{He,t}$) reaksiyonunu kullanarak elde edilen analog GT geçiş şiddetleri, 0^0 tesir kesitinde ölçülen yüksek uyarılma enerjili seviyeler için kesin olarak elde edilebilen B(GT) değerleriyle orantılı olur [25].

2.5.2.Yük Değişim Reaksiyonları

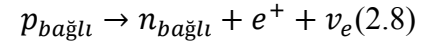
B(GT_±) değerlerinin ilk ölçümleri, 1980 li yıllarda Indiana Üniversitesinde, yüksek uyarılma enerji bölgesinde, 100-200 MeV reaksiyon enerjisinde ve 0° saçılma açısında yapılan (p,n) reaksiyonları ile elde edilmiştir. Bu deneyler sonunda B(GT_±) değerleri elde edilmiştir fakat enerji rezolüsyonu (~300 keV) nedeniyle geçişler için kesin sonuçlar elde edilememiştir [26].2000'li yıllarda, Japonya, Osakadaki Nükleer Fizik Araştırma Merkezinde (RCNP) gerçekleştirilen (³He,t) reaksiyonlarıyla birlikte yaklaşık 35 keV civarında daha iyi bir enerji rezolüsyonu elde edilmiştir [27].

Bu enerji rezolüsyonundaki gelişmeyle yük değişim reaksiyonlarıyla Gamow Teller geçiş güçleri B(GT₋) çalışılmış ve beta bozunumundan elde edilen kesin Gamow Teller geçiş güçleriyle B(GT₊) karşılaştırılabilmıştır [28].

Beta bozunumu her ne kadar Gamow Teller geçiş güçleri hakkında kesin sonuçlar verse de çok sınırlı enerji aralığında çalışılabilmesine izin verir. Diğer bir engel ise nötrinoların doğrudan ölçümlerinin zorluğundan kaynaklanmaktadır. Çünkü nötrinoların diğer parçacıklarla etkileşimleri çok zayıftır. Bu yüzden GT geçişlerinin daha geniş bir enerji aralığında çalışılabilmesi yük-alışverişli tepkimelerle başarılabilmektedir.(p,n) ve (n,p) tepkimeleri GT geçişlerini çalışmak için kullanılan en temel yük-değişim tepkimeleridir. (p,n) tepkimesi



Bozunumuna karşılık gelir. (n,p) tepkimesi ise ;



bozunumuna karşılık gelir. Burada dikkat edilmesi gereken birinci durumdaki bozunmanın kendiliğinden gerçekleşebilmesidir. Çünkü boş uzaydaki bir nötronun yarı ömrü 14,8 dakikadır ve anında kendiliğinden, yukarıdaki bozunma mekanizmasıyla protona dönüşecektir. Bağlı durumda olmayan bir proton için durum böyle değildir, çünkü boş uzaydaki bir nötron protondan daha ağır bir parçacıktır. Fakat atomik çekirdek içerisinde bağlı durumdaki proton daha enerjiktir ve dolayısıyla yükünü kaybederek ikinci bozunum mekanizması yoluyla nötrona dönüşebilir [12].

Yük-değişim reaksiyonları tek adım (direk) reaksiyonudur ve çekirdek yüzeyinde gerçekleşir. Bunun nedeni momentum transferi olmamasıdır. Direk tepkimeler aşağıdaki özelliklere sahiptir [29];

Yüksek enerjilerde meydana gelirler ve tepkimenin oluşma süresi bileşik çekirdek tepkimelerine göre daha kısadır (10^{-22} sn den daha kısa).

- 1.) Tepkime sırasında mermi ve hedef çekirdek kontak yaparak şiddetli absorpsiyon meydana getirirler.
- 2.) Etkileşim genelde yüzeyde, değerlik nükleonları arasında meydana gelir.
- 3.) Tesir kesitleri bileşik çekirdek tepkimelerinininkine göre düşüktür; Tesir kesitleri küçük açılarda pik yaparken büyük açılarda şiddeti düşmektedir.

Reaksiyonun bileşik çekirdek tepkimesi mi yoksa direk tepkime mi olacağı mermi parçacığın enerjisine bağlıdır. 1 MeV enerjili gelen nükleonun dalga boyu 4fm dir ve bu nedenle tek nükleonları göremez. Bu durumda bileşik çekirdek meydana gelmesi daha olasıdır. 20 MeV'lik bir nükleonun dalga boyu 1fm civarında olup direk tepkimelerin meydana gelmesi daha olasıdır.

Orta enerjilerde (p,n) veya ($^3\text{He},t$) gibi yük değişim reaksiyonları, beta bozunumundaki gibi Q_β sınırlaması olmadığı sürece yüksek uyarılma enerjilerine ulaşan B(GT.) çalışmaları için faydalı bir araçtır. 0^0 açıda ve orta enerjilerde ($E_{in} > 100 \text{ MeV/nükleon}$) gerçekleştirilen yük değişim reaksiyonlarında, 0^0 deki tesir kesiti ve B(GT) değerleri arasında orantılı bir yaklaşım vardır;

$$\frac{d}{d\Omega} \delta_{CE}(0^0) \propto K^{CE} N_{\delta\tau}^{CE} |J_{\sigma\tau}(q=0)|^2 B(GT-) = \hat{\sigma}^{GT}(0^0) B(GT-)(2.9)$$

$|J_{\sigma\tau}(q=0)|^2$ momentum transferinde $V_{\sigma\tau}$ etkileşimin hacim integrali, K^{CE} kinematik faktör, $N_{\delta\tau}^{CE}$ distorsiyon faktörü ve $\sigma^{GT}(0^0)$ sıfır derecedeki GT geçişinin birim tesir kesitidir. Bununla birlikte ($^3\text{He},t$) yük değişim reaksiyonundan elde edilen B(GT.) değerleri bir normalizasyon faktörü uygulanarak, genellikle beta bozunumu değerleri ile %5'lik bir uyum gösterir [30].

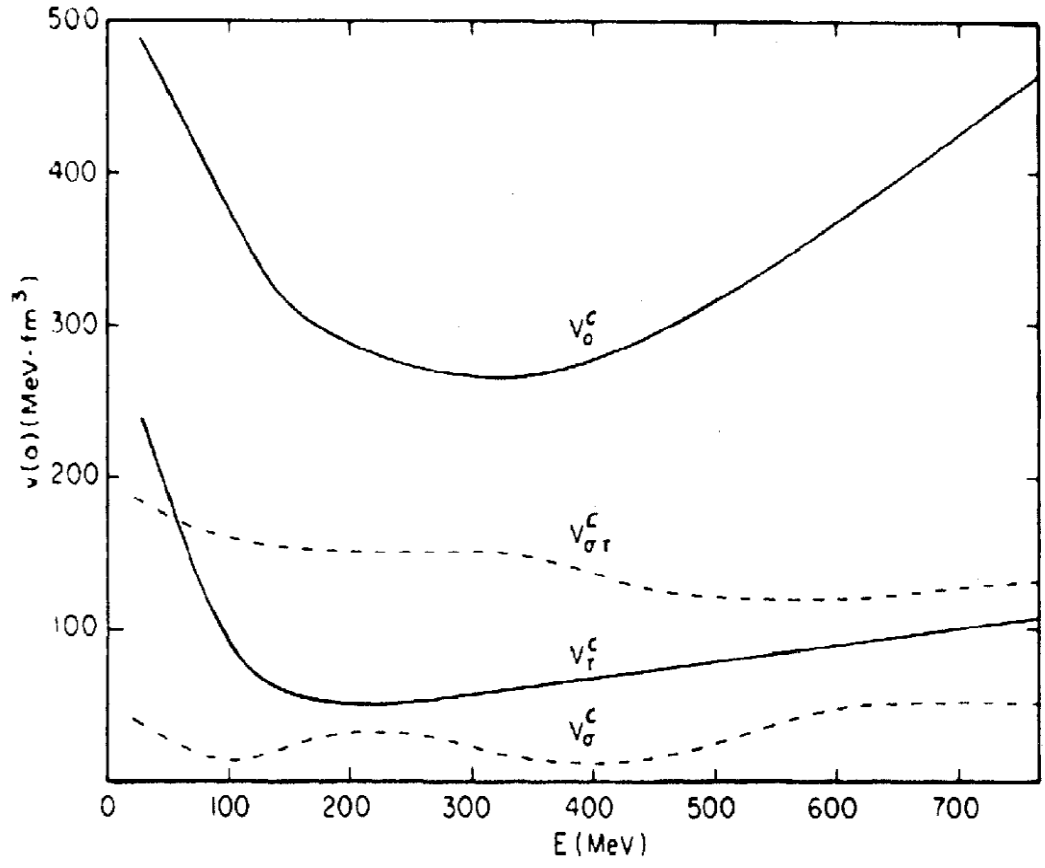
Bu orantı beta bozunumunda enerji bakımından ulaşılamayan geçişlerin $B(GT_+)$ değerini elde etmek için kullanılır. Bu orantı uygulanarak geçişlerdeki tesir kesitlerinin $L=0$ bileşenleri elde edilir [31].

Denklemden verilen oranın geçerliliği beta bozunumunda çalışılan analog GT geçişleri için de test edilmiştir. $B(GT_{\pm}) \geq 0.004$ değerleri için %10 oranında yaklaşık bir oran bulunmuştur. Bununla birlikte ($^3\text{He},t$) reaksiyonu, enerji rezolüsyonundan gelen limiti bozan GT geçişlerinin detaylı çalışılmasında yeni olasılıklar açar. Her bir GT geçişi ve bunlara analog olan beta bozunumundaki geçişler geniş kütle aralığındaki çekirdekler için ayrı ayrı gözlenmiştir. Bu nedenle, seviye yoğunluğunun yüksek olduğu ağır çekirdeklerde bile, birim GT tesir kesidini direk olarak beta bozunumu $B(GT_+)$ değerlerini kullanarak bulmak mümkündür. Bu yolla ağır çekirdeklerdeki $B(GT_-)$ türetiminin doğruluğu daha iyi şekilde belirlenebilir.

Son yıllarda yük değişim reaksiyonları büyük bir gelişme içerisinde çünkü (p,n) reaksiyonundaki kötü enerji rezolüsyonu ($^3\text{He},t$) reaksiyonunun kullanılmaya başlanmasıyla daha da gelişmiştir [32,33].

($^3\text{He},t$) ve (p,n) reaksiyonları önemli ölçüde farklıdır. ($^3\text{He},t$) reaksiyonu hedef çekirdeğin yüzeyinde gerçekleşir. (p,n) reaksiyonu çekirdek içinde gerçekleşir. Bu iki reaksiyon arasındaki farklılıklar $\hat{\sigma}_{GT}/\hat{\sigma}_F$ oranının deneysel çalışmasında ortaya çıkmıştır. (p,n) reaksiyonu neredeyse kütle numarasından bağımsızdır fakat ($^3\text{He},t$) için kütle numarasına bağlı bir değişim gözlenmiştir ve bu tam olarak anlaşılammıştır. Bu tür sorunlar 420 MeV ($^3\text{He},t$) reaksiyonu için yazılan yukarıdaki denklemin geçerliliği hakkında endişeye yol açar. Bununla birlikte beta bozunumu bilinen geçiş güçleriyle tesir kesiti kalibre edilmezse GT geçişleri için kötü hatalar elde edilir [34,26].

Yük-değişim reaksiyonlarında spin-izospin modlu etkileşme $V_{\sigma\tau}$ potansiyeli ile tanımlıdır. Şekil 2.6'da momentum transferinin sıfır olduğu $V(q=0)$ potansiyel bileşenlerinin reaksiyon enerjisine bağlılığı gösterilmektedir. GT geçişleri için önemli olan orta enerjilere bakıldığında $V_{\sigma\tau}$ etkileşme potansiyeli neredeyse sabit olduğu için yük-değişim reaksiyonları bu enerji aralığında baskındırda GT etkileşimini direk olarak etkiler [11].

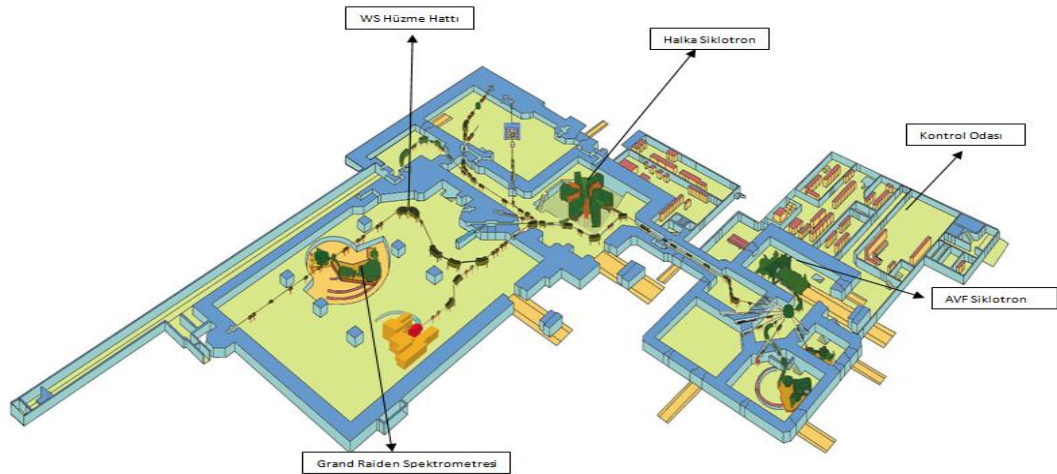


Şekil 2.6: Momentum transferinin sıfır olduğu $V(q=0)$ potansiyel bileşenlerinin reaksiyon enerjisine bağlılığı.

3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1.NÜKLEER FİZİK ARAŞTIRMA MERKEZİ-RCNP

Nükleer Fizik Araştırma Merkezi-Research Center for Nuclear Physics (RCNP), Japonya Osaka Üniversitesi'nde bulunmaktadır. Nükleer Fizik Araştırma Merkezi (RCNP) 1971 yılında ulusal laboratuvar olarak kurulmuştur. İlk işlevlerinde AVF siklotron, yüksek rezolüsyonlu manyetik spektrometre, spin transfer spektrometre içermektedir. Bu laboratuvar 10 yıldan fazla nükleer fizik çalışmaları için kullanıldı. Bu başarılarla birlikte 1987 de halka siklotron da eklenmiştir [35]. RCNP Araştırma Merkezinde nükleer fizik uygulamalarını gerçekleştirmek için AVF (Azimuthally Varying Field) siklotron ve Halka (RING) Siklotron adı verilen iki parçacık hızlandırıcısı bulunmaktadır. Bu hızlandırıcılar protonların ve diğer parçacık ışık hızının % 40-70 fazlasına kadar hızlandırabilmektedir. Orta hüzmeye enerjilerinde yüksek rezolüsyonlu 0° ölçümleri sadece RCNP araştırma merkezinde yapılabilmektedir. Bu orta enerjili hüzmeye farklı eşleştirme tekniklerinin uygulanmasıyla da ilk çalışmalara kıyasla daha iyi bir enerji rezolüsyonu (~ 35 keV) elde edilmiştir [36,37].



Şekil 3.1:RCNP merkezinin genel görünümü.

$(^3\text{He}, t)$ reaksiyonu için çalışmalar Osaka, RCNP araştırma merkezinde, K=400 halka siklotron ve Grand Raiden spektrometresi kullanılarak gerçekleştirilmiştir [21].

3.2.HALKA SİKLOTRON

Siklotronun demet ışını değişkendir. Siklotron, AVF siklotrondan gelen çeşitli iyonları hızlandırabilir. RCNP’de hızlandırılan iyonlar Tablo 3.1’de ve halka siklotron Şekil 3.2’de verilmiştir. Siklotronun K sayısı ($E_{\text{acc1}}=KQ^2/A$ olarak tanımlanır. E_{acc1} hızlandırma enerjisi, Q iyonun yükü ve A iyonun kütlesidir) 400’dr ve bu sadece proton değil ağır iyonlarda da etkilidir. Halkasiklotronun yapısı, 400 MeV enerjili proton hızlandırması için gerekli ek bir odaklama kuvvetinin üretimine olanak tanır. Siklotron, yüksek çözünürlüklü manyetik spektrograf kullanılan deneylerde önemli olan 400 MeV enerjili ve 30 keV civarında enerji rezolüsyonuna sahip protonları hızlandırabilir [33].

Tablo 3.1: RCNP’de kullanılan iyon kaynakları ve enerjileri.

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

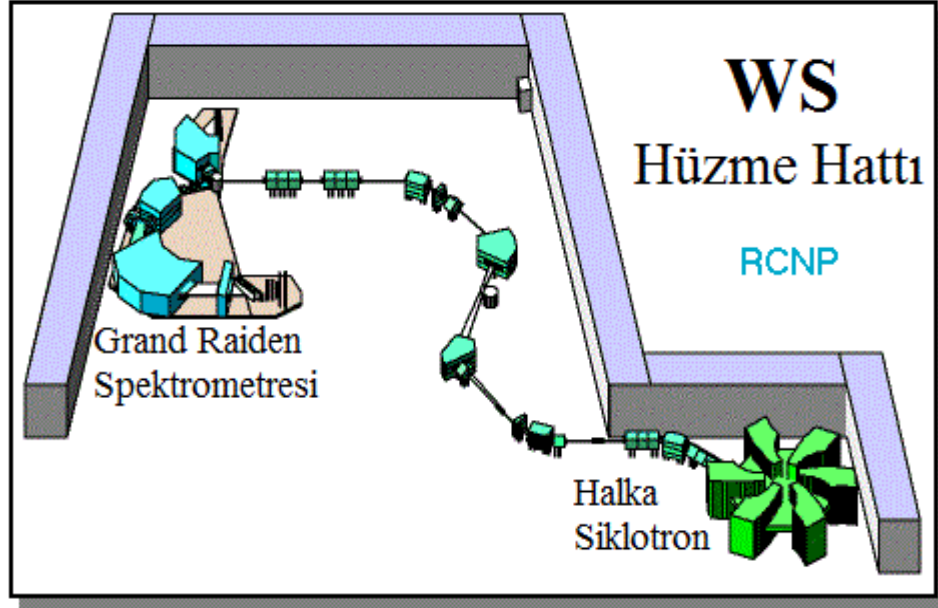
AVF siklotronundan çıkan ilk demet daha fazla hızlanması için halka siklotrona enjekte edilir. 100 MeV enerjiye ulaşan demet Batı-Güney deneysel hüzm hattına (WS) gönderilir [38].



Şekil 3.2:RCNP merkezindeki halka siklotron.

3.3.WS HÜZME HATTI

RCNP’de demet hattı ve Grand Raiden arasında lateral (yatay) ve dispersiyon eşleştirme tekniklerini gerçekleştirecek yeni bir demet hattı dizayn edilmiştir. Buna WS (West Experimental Hall-South Inlet Port) hattı denilmektedir [39].WS demet hattı yüksek çözünürlüklü spektroskopi deneyleri için tasarlanmıştır.AVF ve Halka siklotronunda hızlandırılan parçacıklar hedefe kadar yüksek rezolüsyonlu hüzm taşıyımını sağlanabilen WS hüzm hattına gönderilir. Bu hüzm hattı; dipol, kuadrupol ve özel QM9S kuadrupol magnetlerini içeren beş fonksiyonel kısımdan oluşmaktadır. Şekil3.3’de WS demet hattının genel bir görünümü verilmiştir. Burada görüldüğü üzere demet hattı S harfine benzemektedir. Bunun nedeni halka siklotronundan gelen demetin enerji yayılımını önlemektir [40].

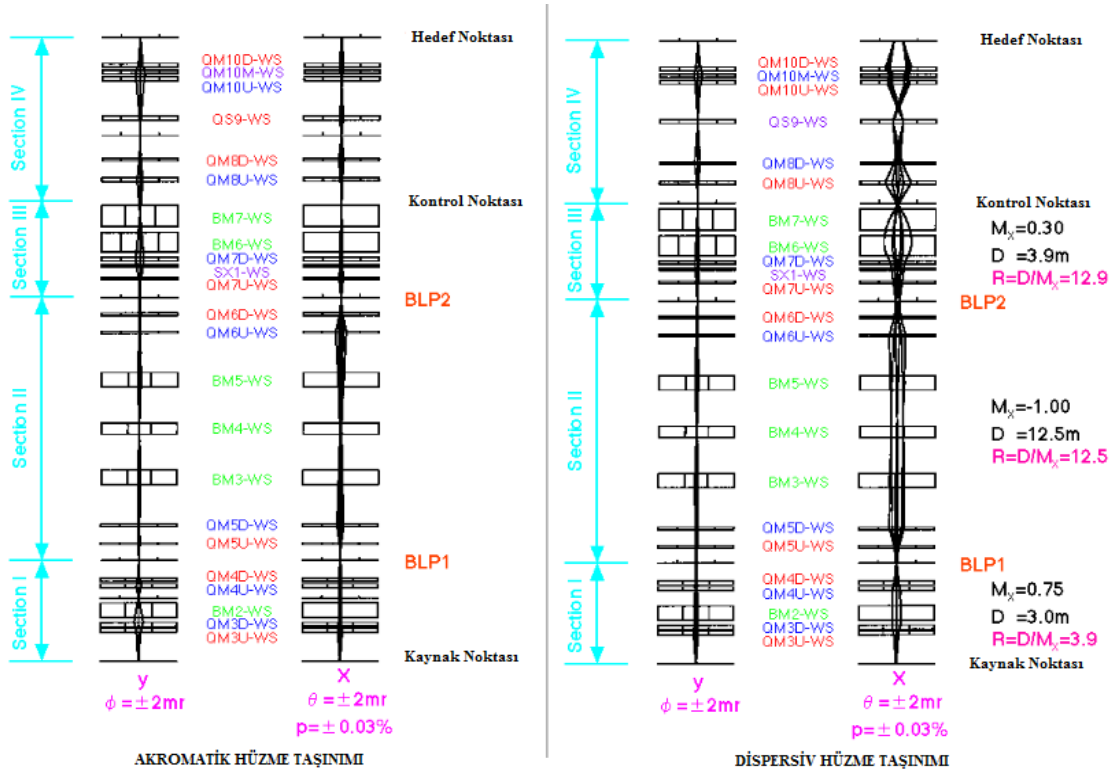


Şekil 3.3:RCNP merkezindeki halka siklotron.

3.3.1.Dispersiv ve Akromatik Hüzme Taşınımı

Bölüm 3.3’de anlatıldığı gibi hüzme hattı hedef pozisyonda bir enerji yayılımı oluşturmak için ‘S’ şeklinde düzenlenmiştir. Akromatik hüzme taşınımı ile hüzme ayarı yapılır ve ~100 keV enerji rezolüsyonuna kadar sonuç alınır. Akromatik modda ise hedef pozisyonda enerji yayılımı gözlenemediği için, dispersiv hüzme taşınımına ihtiyaç duyulur. Dispersiv hüzme taşınımında hüzme, hedef pozisyonuna farklı enerji ve momentumlarda küçük bir enerji yayılımı yaparak gelir. Bu yolla~20 keV enerji rezolüsyonuna kadar ulaşılabilir. Şekil 3.4’de bu iki hüzme taşınımının şekli verilmiştir. Şekilde WS Hüzme hattında bulunan kısımlar görülmektedir. Birinci kısım halka siklotrondan sonraki kaynak noktasından başlayan ve BLP1 kısmının da dahil olduğu noktadır. BLP (Beam Line Polarimeter) kısmında dört adet sintilasyon detektörü ile bunların ortasına yerleştirilmiş hedefler vardır ve kullanılan hüzmenin polarizasyonunun ölçülmesinde kullanılmaktadır. Sapırtıcı magnet olarak BM2, hüzmenin yukarı ve aşağı odaklanmasını sağlayacak magnet olarak QM3U(upstream)/D(downstream) ve kuadropol magnet olarak QM4U/D bulunur. Bu magnetler çift olarak gruplandırılır. QM3U ve QM4D gelen hüzmenin düşey odaklanmasını sağlarken QM3D ve QM4U ise yatay odaklanmasını sağlar. İkinci kısım BLP1 noktasından BLP2 noktasına kadar olan kısımdır. Bu kısımda bulunan QM5U/D ve QM6U/D Kuadropol magnetleri hüzmenin düşey ve yatay yönde grup olarak

odaklanmasını sağlar. Üçüncü kısım, BLP2den BM7 magnetinin sonundaki noktaya kadardır. Bu kısımda bulunan QM7U Kuadrupol magneti sadece akromatik modda hüzme taşınımı esnasında kullanılırken QM7D magneti ise huzmenin düşey odaklaması için kullanılır. Dördüncü kısım ise BM7 noktasından dördüncü çift odaklama noktasına kadardır. Bu kısımda bulunan QM8U QM8D magnetleri yatay ve düşey odaklamayı sağlarlar. Bu bölümde asıl amaç, GR ile gerekli olan eşleştirme şartlarının sağlanması için I.,II. ve III. bölümler tarafından üretilen dispersiyonu arttırmaktır. Kuadrupol QM9S magneti dördüncü çift odaklama noktasında yer almaktadır. Bu noktada hüzme hem yatay hem düşey olarak odaklanır. Beşinci kısım, gelen hüzme QM9S magnetinden beşinci odaklama noktası olan hedef pozisyonuna kadar iletir. Bu bölüm simetrik üçlü QM10U(upstream)/M(middle)/D(downstream) kuadrupol magnetini içerir. QM10U ve QM10D magnetleri yatay yönde odaklamayı sağlarken QM10M magneti düşey yönde odaklama sağlar. Bu kısmın asıl amacı hüzme hedefe doğru odaklamaktır[41].



Şekil 3.4: Dispersiv ve Akromatik hüzme taşınımı.

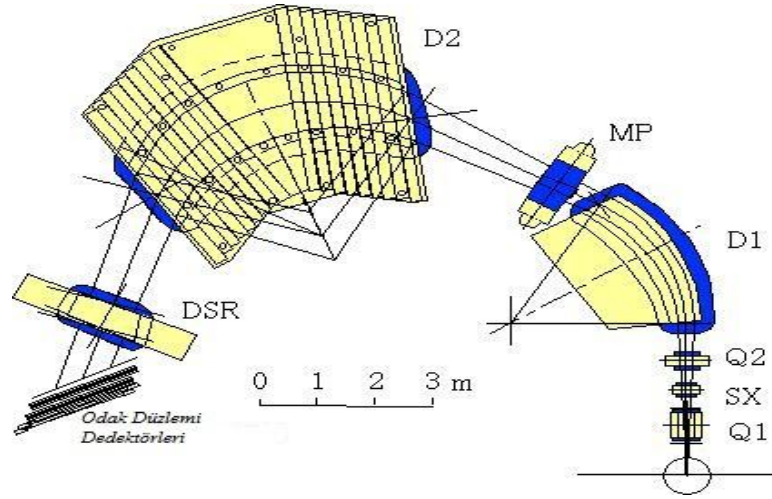
3.4.GRAND RAIDEN SPEKTROMETRESİ

Yüksek rezolüsyonlu manyetik spektrometre, GrandRaiden (GR), RCNP laboratuvarındaki özel ürünlerden biridir. Deneylerin halka siklotronun enerji aralığında gerçekleştirmek için Grand Raiden adında yeni bir yüksek çözünürlüklü manyetik spektrometre kurulmuştur [35].Tablo 3.2’de GR spektrometresinin özellikleri verilmiştir.

Tablo 3.2: Grand Raiden spektrometresinin özellikleri.

	GR Spektrometresi
Konfigürasyon	QSQDMDD
Ortalama Yörünge Yarıçapı	3m
Toplam Çevrilme Açısı	162 ⁰
Odak Çizgisinin Eğilme Açısı	45 ⁰
Maksimum Manyetik Geçirgenlik	5.4 T.m
Düşey Büyütme	5.98
Yatay Büyütme	-0.417
Momentum Aralığı	5%
Momentum Rezolüsyonu	37076
Yatay Açı Kabulü	±20mr
Düşey Açı Kabulü	±70mr

Grand Raiden; Çok Sarımlı Sürüklenme Odaları (MWDC) ve iki plastik sintilatörden oluşan dedektör sistemiyle deney sonucunda açığa çıkan tritonların momentumlarını ölçmede kullanılır. MWDC tritonların yatay ve dikey pozisyonlarını ölçmede aynı zamanda da odak düzlemine etki eden açılarını ölçer. Grand Raiden spektrometresi Şekil 3.5’de genel görünümü de Şekil 3.6’da verilmiştir.



Şekil 3.5:Grand Raiden spektrometresi.



Şekil 3.6:RCNP merkezindeki Grand Raiden spektrometresinin genel görünümü.

Grand Raiden spektrometresi 2 dipol magnet (D1 ve D2),iki kuadrupol magnet (Q1 ve Q2), 1 sextupole magnet (SX) ve bir multipole magnet (MP) içerir. Dipol magnetler parçacıkları analiz etmede spektrometre gibi kullanılabilir. Bu magnetler hüzmeyi deney sırasında istenilen yönde bükerek ve homojen bir elektrik alan sağlar.Dipol magnetler Şekil3.7’de verilmiştir.



Şekil 3.7: Grand Raiden spektrometresindeki D1 ve D2 dipol magnetleri.

Sextupole magnet ikinci dereceden iyon-optik sapmaları ($x|\theta^2$) ve ($x|\phi^2$)'yi azaltır ve yatay odak düzlemindeki eğim açısını 45° de tutar. Şekil 3.8'de bir sextupol magnet görülmektedir. Multipol magnet; kuadropol, sextupole, oktopole ve dekapole bileşenleriyle manyetik alanlar üretebilir. Multipolmagnetin işlevi sistemin diğer iyon-optik sapmalarını telafi etmek ve yüksek dereceli sapmaları düzeltmektir. Kuadropol magnetler gelen hüzmeleri yatay yönde birbirinden ayıran ve odaklanmasını sağlayan magnetlerdir ve Şekil 3.9'da gösterilmiştir.



Şekil 3.8: Sextupol magnet.



Şekil 3.9:RCNP Araştırma Merkezinde kullanılan kuadrupol magnetler.

Grand Raiden spektrometresinde bulunan bir diğer kısım da saçılma odasıdır (Scattering Chamber). Burası reaksiyonların gerçekleştiği yerdir. Şekil 3.10'da saçılma odasının genel görünümü verilmiştir.



Şekil 3.10:GR spektrometresindeki saçılma odası.

GR spektrometresi, maximum $B\rho_{\max}=5,4\text{Tm}$ olan parçacıklar için momentum analizi yapar ve $\Delta x_0=1$ mm boyutuna sahip monokromatik bir demet için son derece yüksek bir momentum çözme gücüne sahiptir.

$$p/\Delta p = \frac{D_x}{M_x \cdot \Delta x_0} = 37000 \quad (3.1)$$

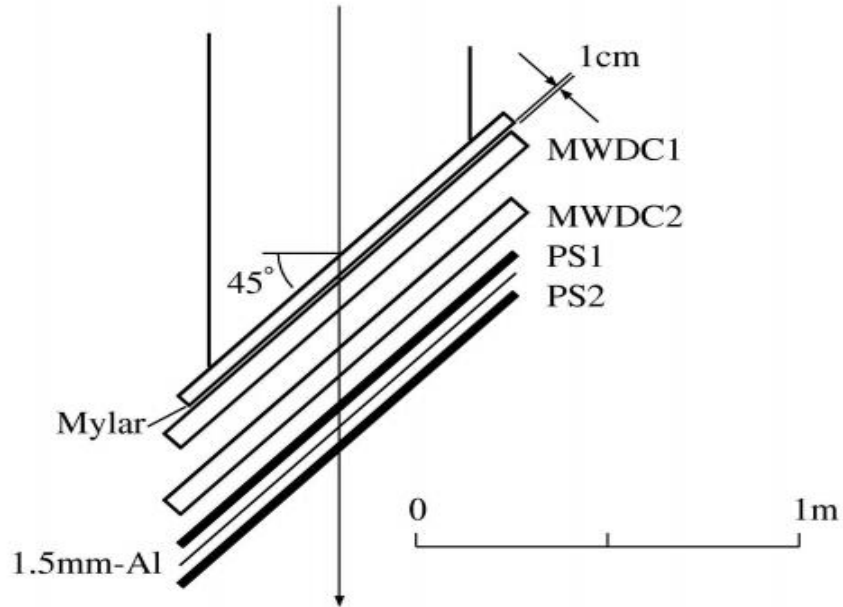
M_x spektrometre için büyütme ve D_x spektrometrenin dağıtımıdır. Spektrometrenin dizayn parametreleri Tablo 3.3'de sıralanmıştır. $\Delta x_0=1$ mm için momentum çözme gücü $p/\Delta p=3700$ 'dür [38].

Tablo 3.3: Grand Raiden spektrometresinin dizayn parametreleri.

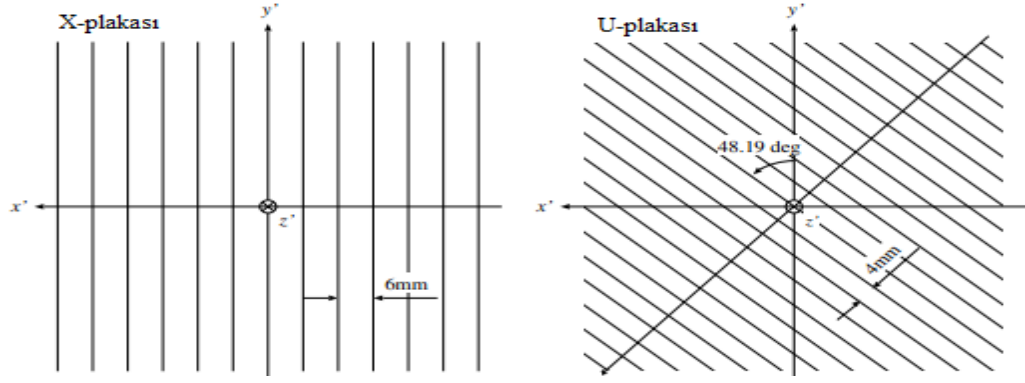
Ortalama Yörünge Yarıçapı	3 m
Toplam Sapma Açısı	162^0
Açı Aralığı	$-4^0- 90^0$
Momentum Dağılımı($D_x=(x \delta)$)	15.45 m
Momentum Rezolüsyonu $p/\Delta p$	37000
Momentum Aralığı	5%
Odak Düzleminin Eğim Açısı	45%
Odak Düzlemi Uzunluğu	1200 mm
Maksimum Manyetik Sabiti	5.4 T.m
Maksimum Alan Gücü ($D1,D2$)	1.8 T
Yatay Büyütme ($M_x=(x x)$)	-0.417
Düşey Büyütme ($M_y=(y y)$)	5.98
Yatay Kabul Açısı	± 20 mrad
Düşey Kabul Açısı	± 70 mrad
Maksimum Katı Açı	4.3 msr
Merkez Hüzmenin Uçuş Aralığı	20 m

3.5.ODAK DÜZLEMİ DEDEKTÖRLERİ

Grand Raiden spektrometresinde bulunan sistem iki adet çok sarımlı sürüklenme odası (MWDC) içerir ve her ikisi parçacığın iki boyutta pozisyon ve açı bilgilerini belirlemede kullanılır. MWDC %71,4 argon, %26,6 izobütan ve bir miktar izopropil alkol karışımlarından oluşan gazla doldurulmuştur. Bu karışım iyonizasyon sırasında gazın bozulmasını engelleyici rol oynar. Bu iki MWDC kısmını iki plastik sintilatör takip eder. Birincisi 1mm ikincisi 2mm kalınlığındadır. Bu iki sintilatörün kalınlığı yüksek enerjili tritonların ikinci sintilatörde durdurulabilme olasılığına göre seçilmiştir. Her iki sintilatördeki tritonlar ve diğer parçacıklar arasındaki enerji kaybı parçacıkların tanımlanmasına olanak sağlar ve böylece spektrumda triton olmayan parçacıkları elimine etmek kolaylaşır. Dedektör düzeni Şekil 3.11’de gösterilmiştir. MWDC’daki U plakaları düşey pozisyonu belirlemede kullanılır. X plakası da yatay pozisyonu belirlemede kullanılır. X ve U plakaları Şekil 3.12’de verilmiştir. Her bir MWDC üç katot düzlemi arasına konulmuş iki anot tel plakadan oluşur. MWDC fiziksel özellikleri Tablo 3.4’de verilmiştir.



Şekil 3.11:Grand Raiden spektrometresinde odak düzleminde bulunan dedektör sistemi.

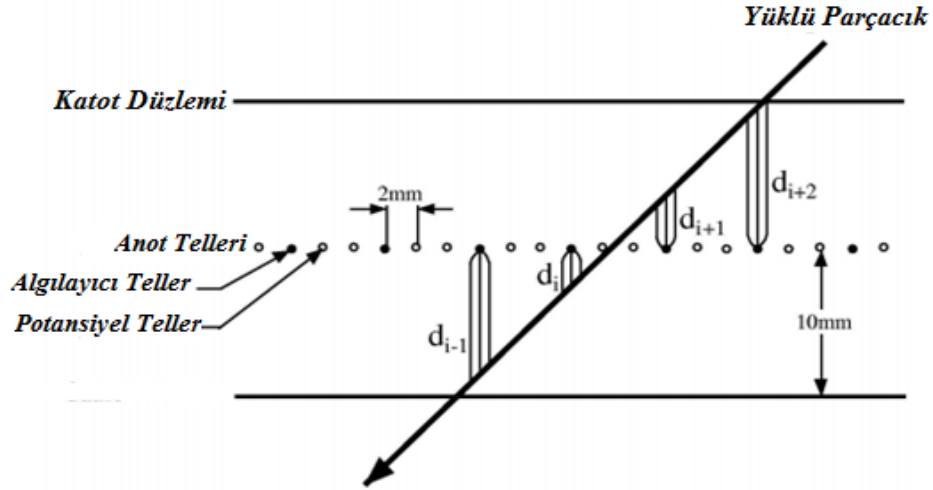


Şekil 3.12: MWDC'lerin X ve U anot düzlemleri.

Tablo 3.4: MWDC'nin özellikleri.

Tel Konfigurasyonu	X(0° =dikey), U($48,2^{\circ}$)
Aktif Alan	1150 ^W mm x 120 ^H mm
Katod ile Anot Boşluğu	10 mm
Algılayıcı Tellerin Sayısı	192(X), 208(U)
Anot Tel Mesafeleri	2 mm
Algılayıcı Tel Mesafeleri	6 mm(X), 4 mm(U)
Algılayıcı Telleri	20 μm Ø altın kaplama tungsten tel
Potansiyel Telleri	50 μm Ø altın kaplama Berilyum-Bakır tel
Katod	10 μm Karbon-Aramid film
Katod Voltajı	-5.6 kV
Potansiyel Tel Voltajı	-350 V(X), -500 V(U)
MWDC Gaz Karışımı	Argon(% 71.4)+Iso-butane(% 28.6)+Isopropil alkol(2°C buhar basıncı)
Giriş ve Çıkış Penceresi	12.5 μm aramid film
İki MWDC Arasındaki Uzaklık	25 mm
MWDC'de Kullanılan Ön yükseltici	LeCroy 2735 DC

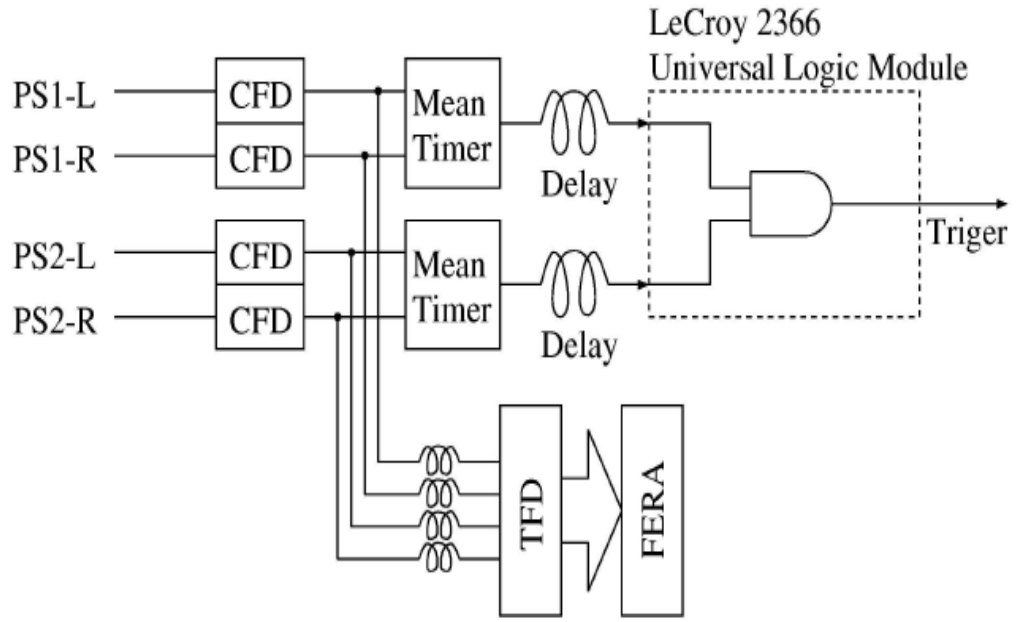
Grand Raiden spektrometresinde odak düzlemine gelen parçacıklar MWDC’larda gazı iyonlaştırır ve elektronlar anot plakalarda toplanır. Anot telleri algılayıcı tellerini içerir ve bunlar yükleri toplar. Şekil 3.13’de parçacık yörüngesi ile bir tel düzlem şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 3.13: MWDC da bulunan X-plaka yapısı. Katot düzlemleri ve anot telleri tipik yüklü parçacık yörüngesiyle verilmiştir.

Potansiyel telleri de üniform elektrik alanı bozmadan elektronları algılayıcı tellerine yönlendirirler. X plakasında her üç tel algılayıcı tel, U plakasında da her iki tel algılayıcı teldir. MWDC Grand Raiden spektrometresinde yatay olarak demet yönüne 45° ile konulurken düşey odak düzlemi demet yönüne 63.5° açıda konulur. Algılayıcı teller 0 V, potansiyel telleri -400 V ve katot düzlemleri -5400 V civarında tutulur. Algılayıcı teller yakınında elektronların çığ kapasitelerini sınırlandırarak, potansiyel, yükleri toplamak için en uygun hale getirilmelidir. Bu parçacıkların yörüngelerini belirlemeyi kolaylaştıran elektronların sürüklenme zamanı ölçme sürecini basitleştirir. Plastik sintilatörler 1m’den biraz daha uzun ve yaklaşık 15cm boyundadır. Bu MWDC boyunca geçen parçacıkları saptamak için avantajdır. Sintilatörler sağda ve solda olmak üzere iki fotoçoğaltıcı tüplere (PM) sahiptir ve bunlar 1570 V ile 2050 V arasında tutulur. Plastik’in ortasına çarpan parçacıklar için tüplerin sağı ve solu arasındaki yük toplamı simetriktir. Her iki dedektörden alınan sinyallerin geometrik toplamıyla enerji kaybı ölçümleri ve bununla birlikte zaman bilgisi sağlanır [42].

3.6.TRİGGER SİSTEMİ



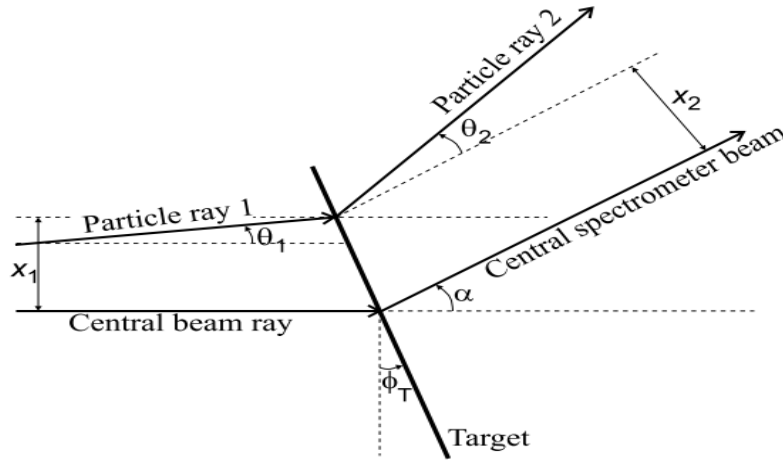
Şekil 3.14:Trigger sistemi.

Sintilatörün iki ucundaki fotoçoaltıcı tüpten gelen sinyaller ilk olarak CFD (constant fraction discriminator)'ye gider. Gama ışınlarının yol açtığı daha küçük sinyaller CFD tarafından ayırt edilir. CFD çıkış sinyalleri TFC(time to FERA converter) FERA (FastEncodingandReadoutADC(Analog-to-digitalconverter) ve Ana zamanlayıcı (meantimer) kısımlarına bölünmüş TDC (time todigital converter) sistemine ayrılır. Ana zamanlayıcı sağ ve sol fotoçoğaltıcı tüpler için gelen sinyalleri ortalar ve trigger sisteminin başlangıcını sağlar. FERA ise parçacık tanımlamak için kullanılır. Sintilatörlerden gelen bilgiler ana zamanlayıcıda ortalandıktan sonra LeCroy 2366 ULMmodüllerine gönderilir. Eğer plastik sintilatörlerin sinyali aynı zamanda gelirse ULM trigger sinyali üretir [10,43].

3.7.HÜZME EŞLEŞTİRME TEKNİKLERİ VE OFF FOCUS MODU

Demet eşleştirmenin temel düşüncesi, demetin dağılımını spektrometrenin dağılımına eşitlemektir. Bunun anlamı demetin spektrometrenin durumuna karşı özel olarak hazırlanmasıdır. Bütün demet hattı WS-hattı bu amaç için dizayn edilmiştir. Biz parçacığın merkezi yöndeki x yatay koordinatıyla θ -saçılma açısıyla ve δ -momentumuyla ilgileniyoruz. Parçacığın siklotrondan ayrıldıktan sonraki $(x_0, \theta_0, \delta_0)$

değerleri, hedefe geldiğindeki $(x_1, \theta_1, \delta_1)$ değerleri, hedeften saçıldıktan sonraki $(x_2, \theta_2, \delta_2)$ değerleri ve odak düzlemindeki (x, θ, δ) değerlerini bilmek istiyoruz. δ_0 ve δ_1 birbirine eşittir çünkü demet yolu boyunca parçacığın momentumu değişmez. Demet hattı transfer matrisi B, hedefinki T ve spektrometreninki S olmak üzere, matris elementlerinin göstergesi 1,2 ve 6 ($b_{ij}, t_{ij}, s_{ij}, i,j=1,2$ veya 6) x, θ ve δ 'yı temsil etmektedir. Parçacığın hedefteki “efektif” saçılma açısı Şekil 3.15’de gösterildiği üzere merkezi yola göre, $\Theta = \theta_2 - \theta_1$ olarak tanımlanır.



Şekil 3.15: Parçacık 1 ve çıkan parçacık 2 nin koordinatlarının şematik gösterimi.

Tüm bu gösterimlerle odak düzlemindeki $(x_0, \theta_0, \delta_0)$ başlangıç koordinatlarıyla, x ve θ koordinatlarının dönüşümü aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$x = x_0(s_{11}b_{11}T + s_{12}b_{12}) + \theta_0(s_{11}b_{12}T + s_{12}b_{22}) + \delta_0 (s_{11}b_{16}T + s_{12}b_{26} + s_{16}C) + \theta(s_{12} + s_{16}K) \quad (3.2)$$

ve;

$$\theta = x_0(s_{21}b_{11}T + s_{22}b_{21}) + \theta_0(s_{21}b_{12}T + s_{22}b_{22}) + \delta_0(s_{21}b_{16} + s_{22}b_{26} + s_{26}C) + \theta(S_{22} + S_{26}K) \quad (3.3)$$

K kinematik faktör olmak üzere (P_{out} ve P_{in} parçacığın saçılmadan önceki ve sonraki momentumları, α hedeften merkeze olan saçılma açısı) C de dispersiyon eşleştirme faktörüdür:

$$K = \frac{1}{p_{out}} \frac{\partial p_{out}}{\partial p_{\alpha}} \quad (3.4)$$

$$C = \frac{p_{in}}{p_{out}} \frac{\partial p_{out}}{\partial p_{in}} \quad (3.5)$$

T hedef fonksiyonu da aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$T = \frac{\cos(\alpha - \phi_T)}{\cos \phi_T} \quad (3.6)$$

(ϕ_T =Hedef açısı)

Eşleştirmenin amacı yatay pozisyonu x 'i odak düzleminde x_0, δ_0 ve Θ 'dan bağımsız yazmaktır. İlk denklemden bunların katsayısı sıfır olmalıdır. Ayrıca açının iyi tanımlanabilmesi için ikinci denklemden δ_0 'ın katsayısı da sıfır olmalıdır.

İlk olarak ilk denklemden Θ 'nın katsayısını sıfır yaparsak kinematik düzeltme aşağıdaki sonucu verir;

$$s_{12} = -s_{16}K \quad (3.7)$$

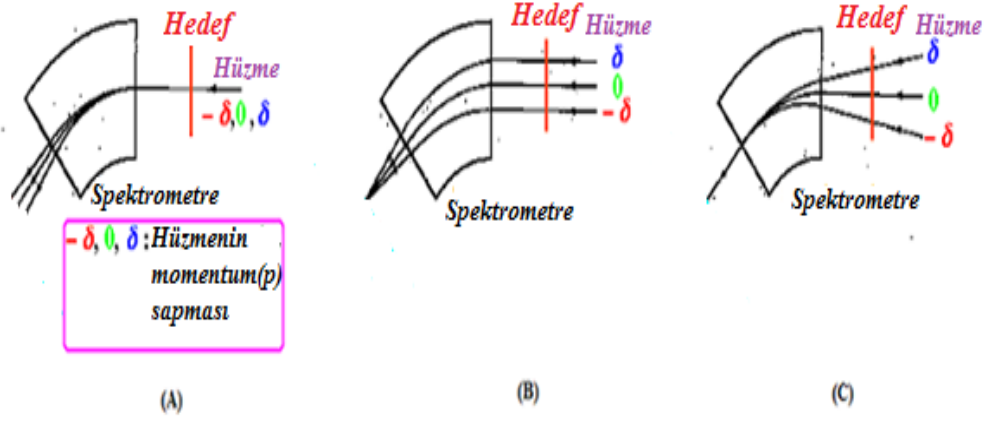
3.6'daki denklemden 3.2 ve 3.3 denklemlerindeki diğer terimlerindeki katsayılar ve bununla birlikte diğer eşleştirme koşulları açıkça kinematik faktöre bağlıdır. Aynı zamanda Denklem 3.2 ve 3.3'deki δ_0 katsayılarını ihmal edersek yeni bir eşitlik elde ederiz. Sonuç yatay dispersiyon için durum sağlar.

$$b_{16} = -\frac{s_{16}}{s_{11}} (1 + s_{11}s_{26}K - s_{21}s_{16}K) \frac{C}{T} \quad (3.8)$$

Ve açısal dispersiyon için;

$$b_{26} = (s_{21}s_{16} - s_{11}s_{26})C \quad (3.9)$$

İlk denklemden θ_0 'ın katsayılarını almazsak hedefe odaklama durumu ayarlanarak focus eşleştirme sağlamış oluruz.



Şekil 3.16:Farklı eşleştirme teknikleri altında şematik yörüngeler. Farklı momentumdaki demet yolları kırmızı,yeşil ve mavi olarak sembolize edilmiştir.(A) akromatik demet taşınımını (eşleştirme olmadan), (B) yatay dispersiyon eşleştirme tekniği eklendikten sonra demet yörüngesi, (C) Açısal ve yatay eşleştirme tekniğinin eklenmesi sonucu demet yörüngesi.

Şekil 3.16'da farklı eşleştirme durumları gösterilmiştir. Sol kısımda (A), akromatik odaklama gösterilmiştir ($b_{16}=b_{26}=0$). Spektrometrenin dağıtımına bağlı olarak farklı δ_0 'daki demet yolları odak düzleminde dağılmışlardır. Ortadaki şekilde (B) yatay dispersiyon eşleştirme uygulanmıştır (b_{16} (3.3) denklemiyle uyumlu, $b_{26}=0$). Hedefteki son demetin boyutu farklı δ_0 'da demetleri aynı noktada odaklar. Hedefin dağılımı spektrometrenin dağılımıyla eşitlenmiştir fakat farklı δ_0 değerindeki parçacıklar odak düzlemine farklı açılar altında gelmektedir. Bu efekt, eğer spektrometrenin dağılımı büyükse, açı ölçümlerinde belirsizliklere yol açar. Bu durum da şeklin sağ tarafında (C) gösterilen açısal dispersiyon eşleştirme tekniği ile telafi edilmiştir. Eğer b_{26} uyarırsa yataydaki açısal tanım kesin olarak elde edilebilir. Şekil 3.17'de dispersiyon eşleştirme durumları, Grand Raiden spektrometresinin matris elementleri ve bu spektrometreyle olan eşleştirme durumları verilmiştir.Şu ana kadar anlatılan teknikler demetin yatay düzlemde uygulanması olarak adlandırılır çünkü spektrometre parçacıkları yatay düzlemde bükerek analiz eder. Bu teknikler iyi momentum rezolüsyonu ve iyi yatay açı rezolüsyonu sağlar. Diğer yandan, Grand Raiden'in düşey büyütmesi ~ 0.17 kadar küçüktür (spektrometreden önce ve sonra parçacığın yataydaki açıları oranı). Bu saçılma açısını belirsiz yapar. Odak düzlemindeki parçacığın düşey pozisyonu y_{fp} , düşey ve yatay açısı üzerinde (θ_{tar} ve ϕ_{tar}) düşey ve yatay pozisyonuna (y_{tar} ve x_{tar}) ve δ momentuma bağlıdır.

$$y_{fp} = (y|y)y_{tar} + (y|\emptyset)\emptyset_{tar} + (y|y\emptyset)y_{tar}\theta_{tar} + (y|y\delta)y_{tar}\delta + (y|\emptyset x)\emptyset_{tar}\theta_{tar} + \text{higherorderterms.} \quad (3.10)$$

Normal odaklama modunda, $y_{fp} \emptyset_{tar} : (y|\emptyset)=0$ denkleminde bağılı değildir. Eğer saçılan parçacıkların düşey yörüngeleri odaklı değilse, spektrometreye doğru y_{fp} 'nin \emptyset_{tar} 'a olan bağılılığı tanımlanmışsa düşey saçılma açısı \emptyset_{tar} y_{fp} 'e bağılı olarak hesaplanabilir. Buna off focus modu denir.

Dispersiv Eşleştirme Koşulları;

$$\begin{aligned} b_{12} &= 0 \\ b_{16} &= -\frac{s_{16}}{s_{11}} \\ b_{26} &= s_{21} s_{16} - s_{11} s_{26} \end{aligned}$$

Grand Raiden Spektrometresinin Matris Elemanları;

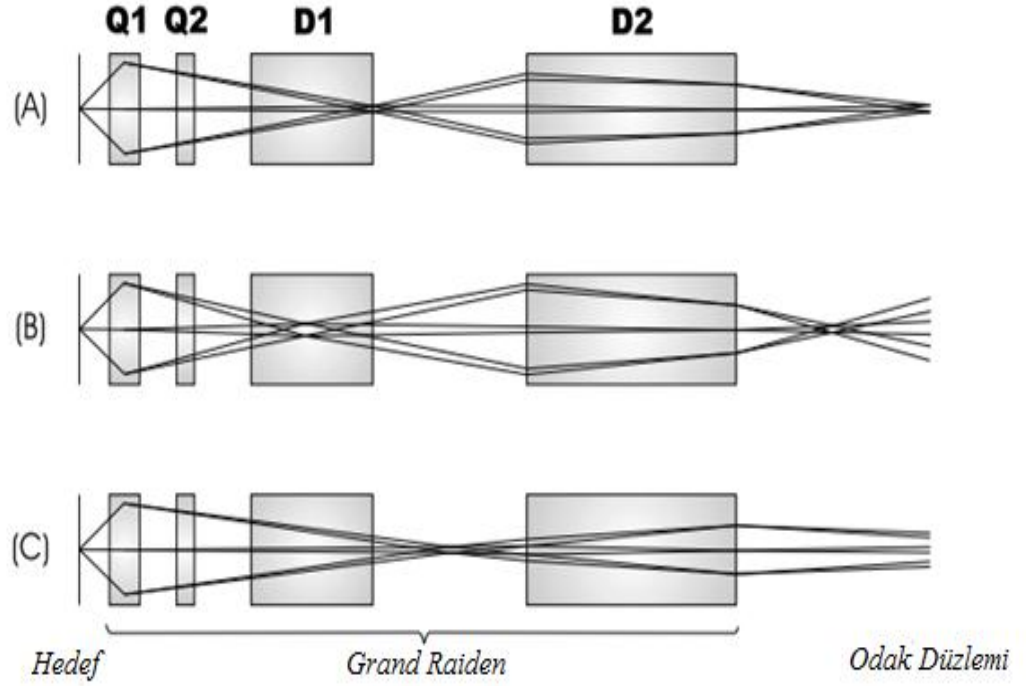
$$\begin{aligned} s_{11} & (x|x) = M_x & : & -0.411 \\ s_{12} & (x|a) & : & 0 \text{ (m / rad)} \\ s_{16} & (x|p) = D & : & 15.4 \text{ (m)} \\ s_{21} & (a|x) & : & -1.36 \text{ (rad / m)} \\ s_{22} & (a|a) & : & -2.43 \\ s_{26} & (a|p) & : & -1.13 \text{ (rad)} \\ s_{33} & (y|y) = M_y & : & 5.77 \end{aligned}$$

Grand Raiden ile Eşleşme Koşulları;

$$\begin{aligned} b_{12} &= 0 \\ b_{16} &= -\frac{s_{16}}{s_{11}} = 37.6 \text{ (m)} \\ b_{26} &= s_{21} s_{16} - s_{11} s_{26} = 21.5 \text{ (rad)} \end{aligned}$$

Şekil 3.17: Dispersiyon eşleştirme teknikleri ve Grand Raiden spektrometresinin matris elemanları.

Şekil 3.18'de parçacıkların düşey yörüngeleri tanımlanmıştır. En üstteki şekil (A) focus modu temsil eder. Bu mod odak noktası ilk dipol magnetin çıkışı ve odak düzlemindeki ikinci magnette görülür. Ortadaki şekilde (B) over-focus mod gösterilmiştir. Bu kısım parçacıkların odak düzlemi önünde odaklandıkları kısımdır. $[(y|\emptyset)>0]$ bu durum GR'de ilk kvadrupol magnet (Q1)'in gücünü arttırarak elde edilir. En alttaki şekil (C) under-focus moddur $[(y|\emptyset)<0]$.



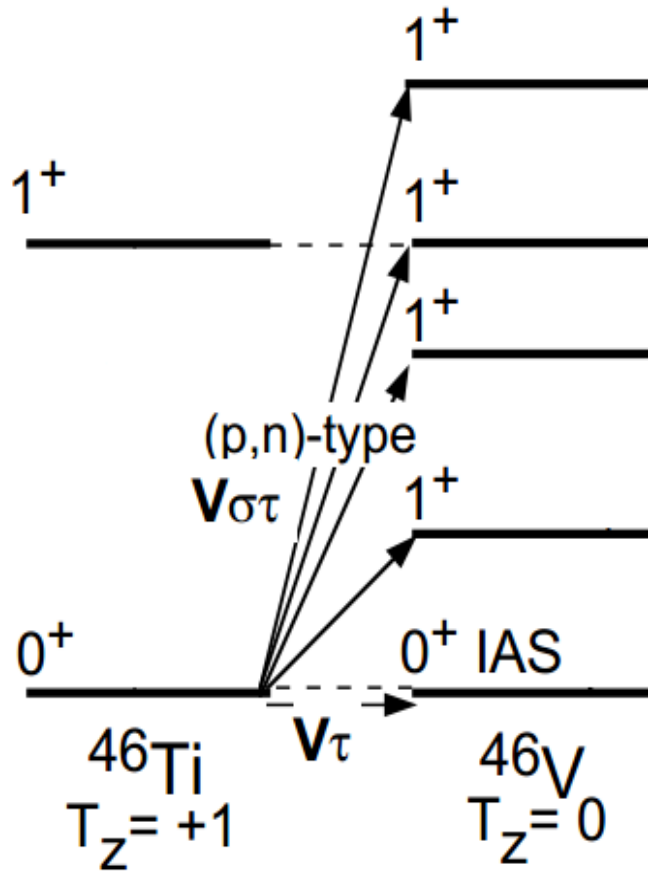
Şekil 3.18:Grand Raiden spektrometresinde saçılan parçacıkların (A) focus modda (B) over-focus modda (C) under-focus modda düşey izleri.

Düşey yönde 4mrad gibi iyi bir açısal rezolüsyon elde etmek için over-focus mod kullanılır. Bunun için Q1'in magnetik alanı %7 civarında artırılır. Deneyin toplam açısal rezolüsyonu yaklaşık olarak 8mrad olarak tahmin edilir. Over-focus modun dispersiyon eşleştirmesini elde etmek için, faint –beam metodu uygulanır. Bu metod demet için spektrometreyi kendi başına tanı aracı olarak kullanır. Normal demet odak düzlemi dedektörüne hemen zarar verebilir. Bu nedenle bir faint (zayıf) demet 10^3 parçacık/s civarında slitlerle (çok delikli süzgeç) şiddeti zayıflatılarak elde edilir. Bu demet doğrudan spektrometreye gönderilir ve odak düzleminde analiz edilir. X_{fp} 'e karşılık θ_{fp} iki boyutlu histogramının boyutu ve şekli elde edilen parametrelere göre düzeltilir. Bu çizimin x-boyutu yatay dispersiyon karşılaştırma tekniğiyle, θ_{fp} boyutlu açısal dispersiyon karşılaştırma tekniğiyle ve şeklin eğilimi focus eşleştirme ile ilgilidir [5].

3.8. $^{46}\text{Ti}(^3\text{He,t})^{46}\text{V}$ REAKSİYONU VE ANALİZİ

$^{46}\text{Ti}(^3\text{He,t})^{46}\text{V}$ reaksiyonu RCNP Osaka'da, K=400“halka siklotron” dan 420 MeV enerjili ^3He demetini kullanan “Grand Raiden “ spektrometresi ve yüksek dispersiyonlu

demet hattı olan “WS hattı” kullanılarak gerçekleştirilmiştir. ${}^3\text{He}$ demeti ilk dipol magnet içindeki Faraday kaptı durdurulur. Deneyde %86 oranında zenginleştirilmiş ve yoğunluğu 0.92 mg/cm^2 ince hedef kullanılmıştır [44]. Tablo 3.5’de ${}^{46}\text{Ti}({}^3\text{He},t){}^{46}\text{V}$ reaksiyonu için deneysel şartlar verilmiştir. Şekil 3.19 da ${}^{46}\text{Ti}$ çekirdeğinin uyarılmış seviyeleri ve analog yapısı gösterilmiştir. ${}^{46}\text{Ti}$ $T_z=+1$ ve $({}^3\text{He},t)$ reaksiyonu sonucu oluşan ${}^{46}\text{V}$ çekirdeği $T_z=0$ izospinine sahiptir. Gamow-Teller geçiş kuralına göre $(\Delta L=0,\pm 1)$ ${}^{46}\text{V}$ çekirdeği için $({}^3\text{He},t)$ reaksiyonu sonucunda incelenebilecek seviyeler 0^+ ve 1^+ seviyeleridir.



Şekil 3.19: $A=46$ sistemi için izospin analog geçişleri. Coulomb yerdeğiştirme enerjisi ihmal edildiğinden izospin simetrisi açıkça görülmektedir.

${}^{46}\text{V}$ çekirdeğinin uyarılmış seviyeleri ilk olarak Tatsuya Adachi tarafından incelenmiş [11,44] ve yaklaşık 5 MeV’e kadar olan seviyelerin geçiş gücü bulunmuştur. Bu tezle,

yapılan çalışma ^{46}V çekirdeği için yüksek enerji seviyelerinin tespiti ile geliştirilmiş ve 11 MeV enerjiye kadar B(GT) geçiş güçleri tespit edilmiştir.

Tablo 3.5: $^{46}\text{Ti}(^3\text{He,t})^{46}\text{V}$ reaksiyonu için deneysel şartlar.

Hüzme	$^3\text{He}^{+2}$
Hüzme enerjisi	420 MeV
Hedef	^{46}Ti
Hedef kalınlığı	0.92 mg/cm ²
^{46}Ti 'nin zenginliği	% 86.1
Diğer İzotoplardan Gelen Katkılar	% 1.6 (^{47}Ti)
	% 10.6 (^{48}Ti)
	% 0.8 (^{49}Ti)
	% 1.0 (^{50}Ti)
GR laboratuvar açısı	0°

3.9.DATA ANALİZİ

Data Analizi için **Physics Analysis Workstation (PAW)** (Fizik Çözümleme/Analiz İş İstasyonu) adı verilen, Fortran ve C programlama dili temelli Linux tabanlı bir program kullanılır. Bu program sayesinde matematiksel analiz ve histogramlar üzerinde ayrıntılı çalışmalar kolaylıkla yapılabilmektedir. Teze konu olan $^{46}\text{Ti}(^3\text{He,t})^{46}\text{V}$ yük değişim reaksiyonuyla elde edilen, ^{46}V çekirdeğinin GT geçişlerini tespit edebilmek, bir dizi analiz prosedürünü gerektirir.

($^3\text{He,t}$) deneyinde $^3\text{He}^+$ bileşeni, saçılan tritonlarla aynı sabit $q/m=1/2$ değerine sahiptir ve bu deneyde spektrumu etkiler. Analiz programı $^3\text{He}^+$ bileşenlerini tritonlardan ayırt etmek için iki sintilatör plakasındaki enerji kaybını kullanır [5]. Bir sonraki başlıkta analizin ilk adımı olarak parçacık tanımlanmasının nasıl yapıldığı ayrıntılı olarak verilmiştir.

3.9.1. Parçacık Tanımı ve Çok Sarımlı Sürüklenme Odalarının (MWDC) Düzenlenmesi

Birçok tepkime sonucu oluşan çeşitli parçacıklar spektrometrede farklı ρ yarıçapına sahiptir. Manyetik alanda parçacığın Lorentz kuvveti ve merkezkaç kuvveti denge halindedir ve aşağıdaki bağıntı geçerlidir;

$$\frac{mv^2}{\rho} = qvB \rightarrow B\rho = \frac{mv}{q} \quad (3.11)$$

m , q ve v sırasıyla kütle, atomik yük ve hızdır. Bu denklemden aynı $\frac{mv}{q}$ değerine sahip olan parçacıkların aynı ρ değerine sahip olduğu görülür. Manyetik alan B , (${}^3\text{He,t}$) deneyinde odak düzleminde tritonları dedekte etmek için ayarlanır. Bir atomik reaksiyonun uyarılma enerjisi nükleer reaksiyona göre ihmal edilebilecek küçüklükteyse, ${}^3\text{He}^+$ parçacığının enerjisi gelen demet ${}^3\text{He}^{++}$ ile neredeyse aynı ve 420 MeV enerjilidir. ${}^3\text{He}^+$ parçacığının odak düzleminin yüksek momentumlu kısmına çarpması beklenir [11]. Bununla birlikte düşük background değerine sahip spektrum elde etmek için parçacıkların türünü belirlemek gerekir. Parçacık tanımlanması plastik sintilatör (PS1,PS2) ile yapılır. Yüklü bir parçacığın sintilatördeki enerji kaybı; yüküne(z), kütlesine(A) ve enerjisine(E) bağlıdır. Bu ilişki Denklem 3.12'de gösterildiği gibi Bethe denklemi ile verilir [10].

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \cdot \frac{nz^2}{\beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (3.12)$$

Denklemden 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. Aynı momentuma sahip parçacıklar için yukarıdaki denklemi tekrar yazarsak;

$$-\frac{dE}{dx} \sim A^2 Z^2 \quad (3.13)$$

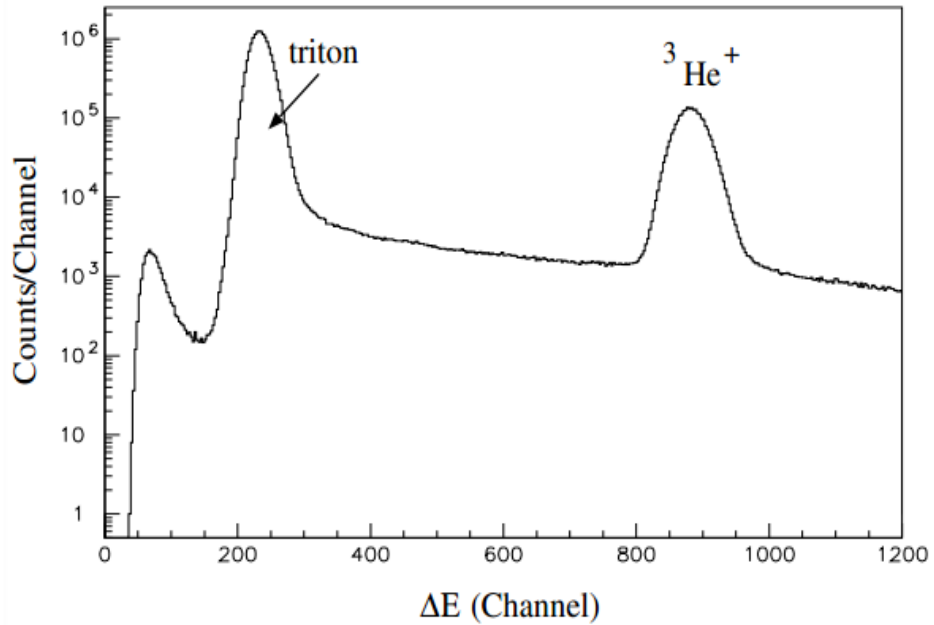
Ayrıca enerji kaybı ΔE spektrumu parçacık tanımlanması için kullanılır. Atomik enerji kaybı Z^2 ile orantılıdır. Sintilasyon fotonları her bir sintilatörde üretilir ve sintilatörün iki ucuna konan fototüplerdedetekte edilir. Bu geçişte sintilatör materyali içindeki soğurulma nedeniyle foton şiddeti, x in bir fonksiyonu olarak azalır.

$$I(x) = I_0 \exp\left(-\frac{x}{l}\right) \quad (3.14)$$

I_0 ; ilk fotonun şiddetini, l ise materyalin inceltirme uzunluğudur. Sintilatörün uzunluğu L ise foton şiddeti sintilatörün uçlarında $I(x)$ ve $I(L-x)$ olur. Sol ve sağ fototüp çıkışı (P_L ve P_R), $I(x)$ ve $I(L-x)$ ile orantılıdır. Bu iki fototüp çıkış sinyallerinin geometrik yapısı Denklem 3.15'de gösterilmektedir.

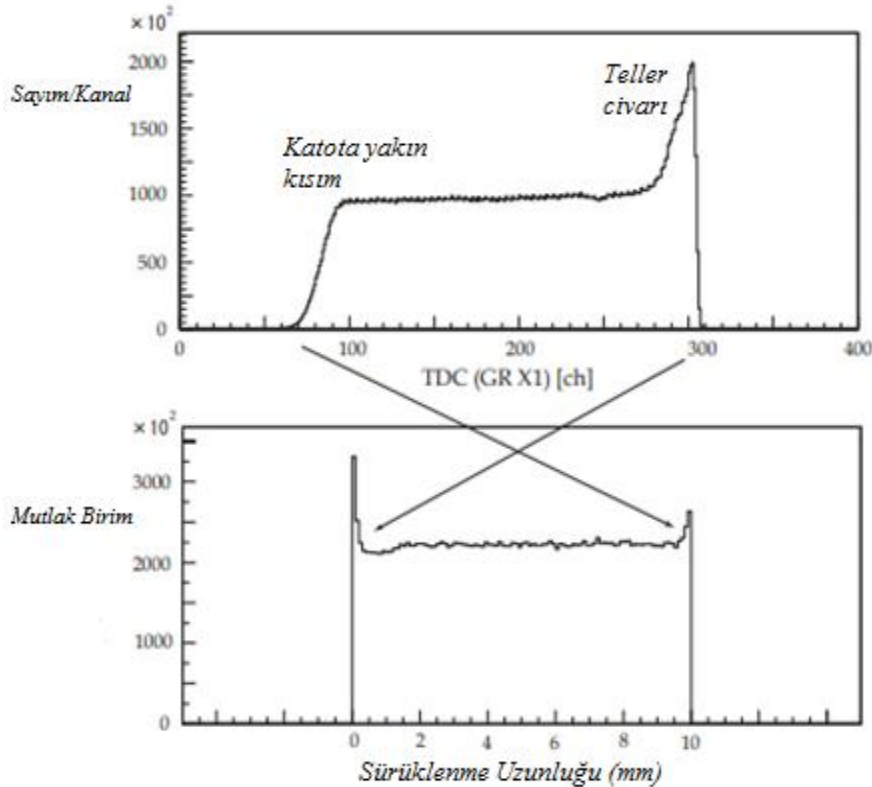
$$P_m = \sqrt{P_L \cdot P_R} \propto \sqrt{I(x) \cdot I(L-x)} = I_0 \exp\left(-\frac{L}{2l}\right) \quad (3.15)$$

P_m , x den bağımsızdır ve şiddeti I_0 ile yani ΔE ile orantılıdır. Bu denklem kullanılarak yapılan parçacık tanımlanması şekilde örnek olarak gösterilmiştir. Triton ve ${}^3\text{He}^+$ pikleri iyi şekilde ayırt edilebilmektedir. Enerji kaybı Z^2 ile orantılı olduğundan, tritonların piki ${}^3\text{He}^+$ pikine göre daha küçüktür [11].



Şekil 3.20: ${}^3\text{He}^+$ ve tritonların parçacık tanımlanması.

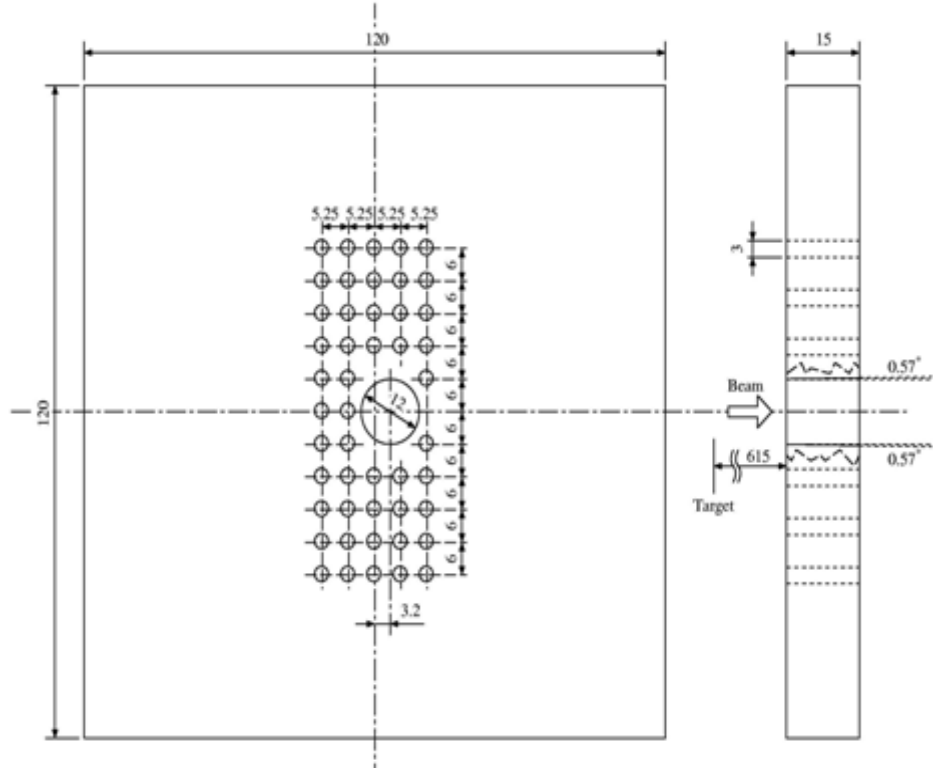
MWDC'lerde ön yükselticiler bulunmaktadır ve bunlar 16 algılayıcı telden oluşmaktadır. Bu yükselticiler sayesinde algılanabilen zaman bilgileri TDC sinyallerinden elde edilir. Yüklü parçacık TDC(Time toDigitalConverter) yi geçtiği zaman, yolu boyunca elektron-iyon çiftleri oluşturulur. Elektronlar elektrik alan sayesinde katot düzlemine dik yöndeki anot teline hareket ederler. Hız hemen hemen sabit olup yaklaşık 5 cm/ μ dir. Elektronlar anot teline yakın yerde çoğaltılır ve anot telinde negatif sinyal oluşturur. Genelde parçacıklar 3 veya 4 tele çarpıp TDC ye 45⁰ yönünde geçer. Düşey sürüklenme uzunlukları d_{i-1}, d_i, \dots , sürüklenme hızından bulunur ve anot tel düzleminde parçacık pozisyonunu verir. Sürüklenme hızını veren histogram 0-10mm aralığında düz bir dağılım vermelidir. TDC lerden alınan sinyallerin sürüklenme zamanına bağlılığı şeklin üst kısmında, TDC lerden alınan sinyallerin sürüklenme uzunluğuna bağlılığı ise Şekil 3.21'de gösterilmiştir [40].



Şekil 3.21: TDC çıkış sinyallerinin sürüklenme zamanından sürüklenme uzunluğu bilgisine çevrilmesi.

3.9.2.Açı Kalibrasyonu

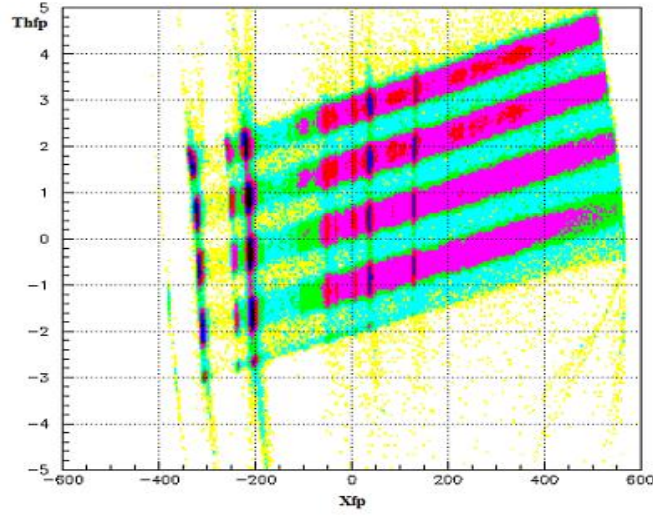
Sıfır derecede düşey açıda yüksek rezolüsyon elde etmek için over-focus modu eklenir. Bu modda yatay ve düşey saçılma açıları, odak düzleminde yatay açı θ_{fp} ve pozisyon Y_{fp} 'e karşılık gelir. Odak düzleminde MWDC'dan elde edilen θ_{fp} ve Y_{fp} bilgilerini kullanarak saçılma açısını kalibre etmek için çok delikli süzgeç (multihole slit) denilen bir ölçüm eklenir. Y_{fp} ve aynı zamanda θ_{fp} yönündeki boşluklar iyi belirlenmiştir. Çok delikli süzgecin şekli Şekil 3.22'de verilmiştir [5]. Açı kalibrasyonu için $^{13}\text{CH}_2$ datası kullanılmıştır. $^{13}\text{C}(^3\text{He}, t)^{13}\text{N}$ reaksiyonu küçük Q değeri nedeniyle (-2.239 MeV) X_{fp} bölgesinde bu tip iki-boyut histogram elde etmede oldukça avantajlıdır.



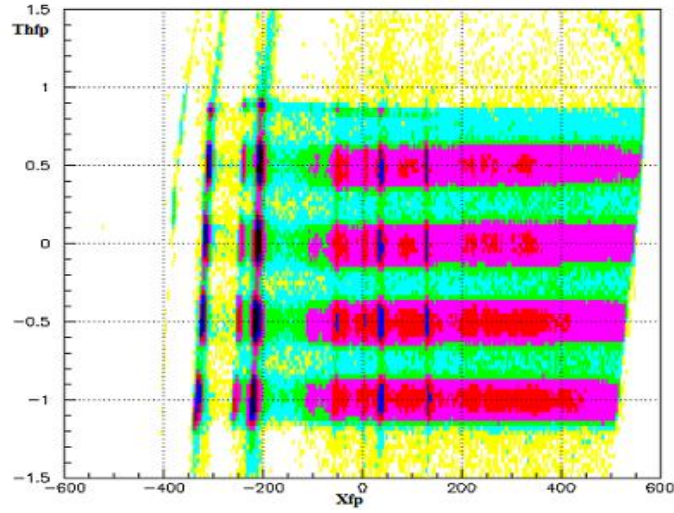
Şekil 3.22: Çok delikli süzgeç.

Süzgeçteki her boşluk tritonların odak düzlemine iyi tanımlanmış saçılma açısıyla aktarılmasına olanak sağlar. Açı kalibrasyonunda öncelikle yatay açıya bağlı olarak tritonların odak düzlemine gelme açılarına bakılır. $^{13}\text{CH}_2$ datasında parçacıkların saçılma açılarının yatay bileşenine (θ_{igt}) bağlı olarak pozisyonlarında meydana gelen belirsizlikler için düzeltme parametreleri uygulanmadan önce elde edilen

histogramŞekil 3.23’de verilmiştir. Şekil 3.24 de ise düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen histogram gösterilmiştir.

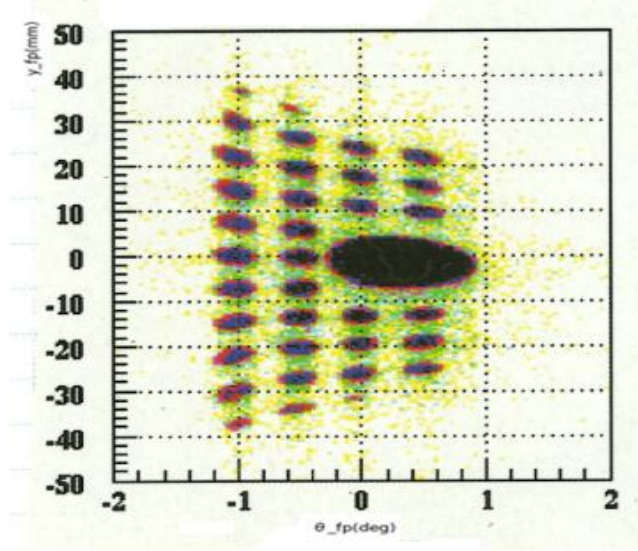


Şekil 3.23: $^{13}\text{CH}_2$ datasında parçacıkların saçılma açılarının yatay bileşenine (Th_{tgt}) bağlı olarak pozisyonlarında meydana gelen belirsizlikler için düzeltme parametreleri uygulanmadan önce elde edilen histogram.



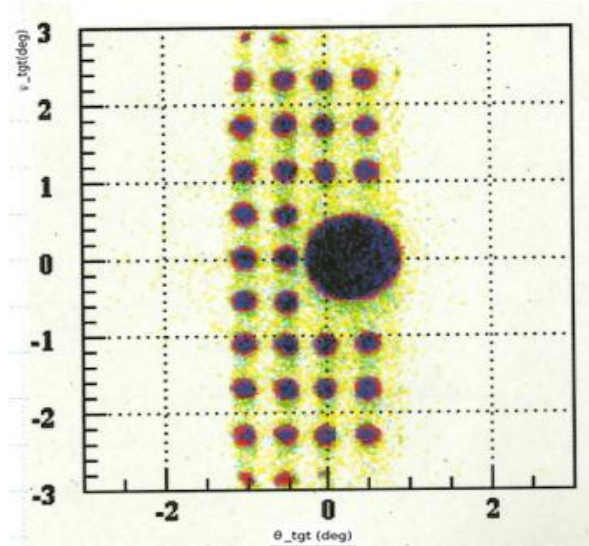
Şekil 3.24: $^{13}\text{CH}_2$ datasında parçacıkların saçılma açılarının yatay bileşenine (Th_{tgt}) bağlı olarak pozisyonlarında meydana gelen belirsizlikler için düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen histogram.

Saçılma açısı bilgisinden yararlanarak düşey odak düzlemi pozisyon bilgisine ulaşılabilir. Yatay odak düzleminin belirli bir aralığı için düşey odak düzlemi pozisyonu Y_{fp} değerine karşılık yatay odak düzlemi açısı θ_{fp} çizimi şekil 3.25’de görülmektedir.



Şekil 3.25: $^{13}\text{CH}_2$ datasının açılı çok delikli süzgeçle alınan ölçüm sonucu çizilen $\theta_{\text{tgt}}\text{-}Y_{\text{fp}}$ histogramı.

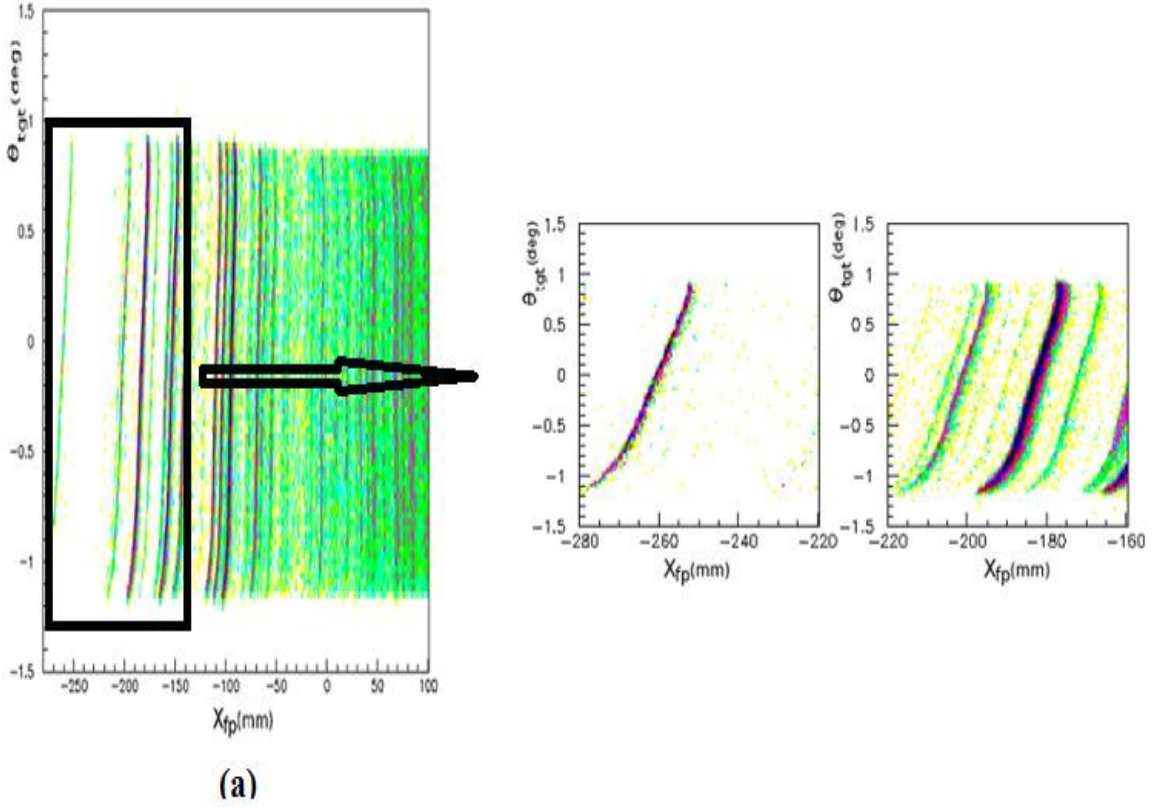
Şekilde de görüldüğü gibi boşluklardan geçen triton grupları kolayca ayırt edilebilir. Düşey pozisyon θ_{fp} , Y_{fp} ve ϕ_{tgt} parametrelerine bağlıdır. ϕ_{tgt} bilgisini elde etmek için; θ_{fp} ve Y_{fp} ve x_{fp} bilgilerini özel bir program aracılığıyla çok delikli süzgecin geometrik bilgilerine dönüştürülür. Sonuç olarak bu çok delikli süzgecin şeklinde 2 boyutta bir şekil elde ederiz (Şekil 3.26) [42].



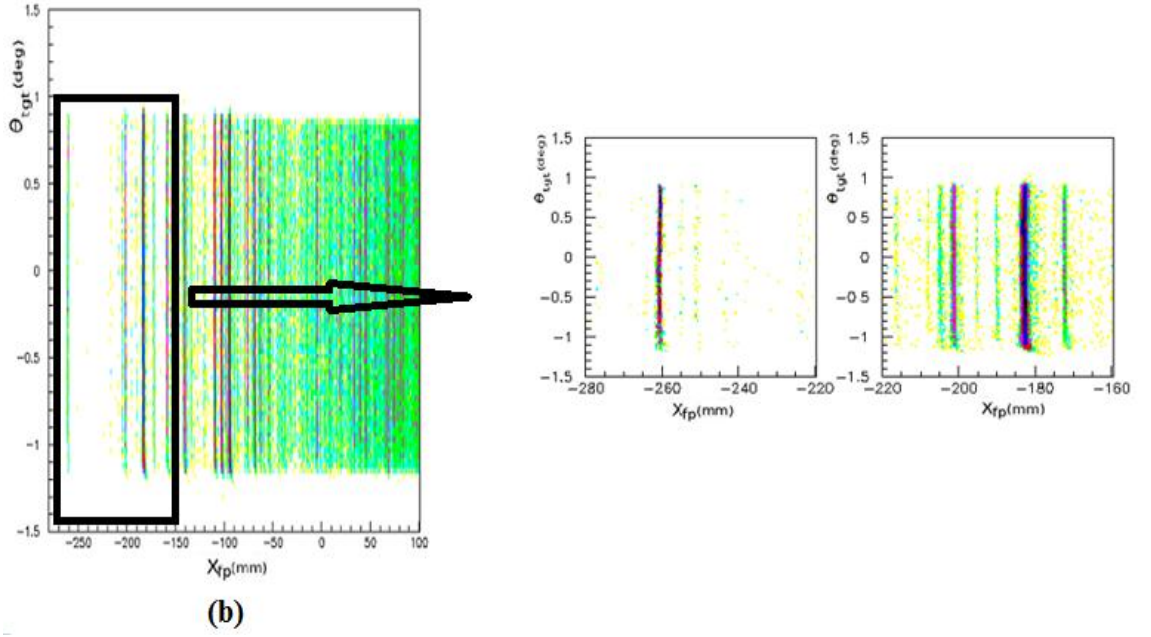
Şekil 3.26: $^{13}\text{CH}_2$ datasında açılı kalibrasyonu için software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen $\theta_{\text{fp}}\text{-}\phi_{\text{tgt}}$ histogramı.

3.9.3.Odak Düzlemindeki Bozuklukların ve Kinematiklerin Düzeltilmesi

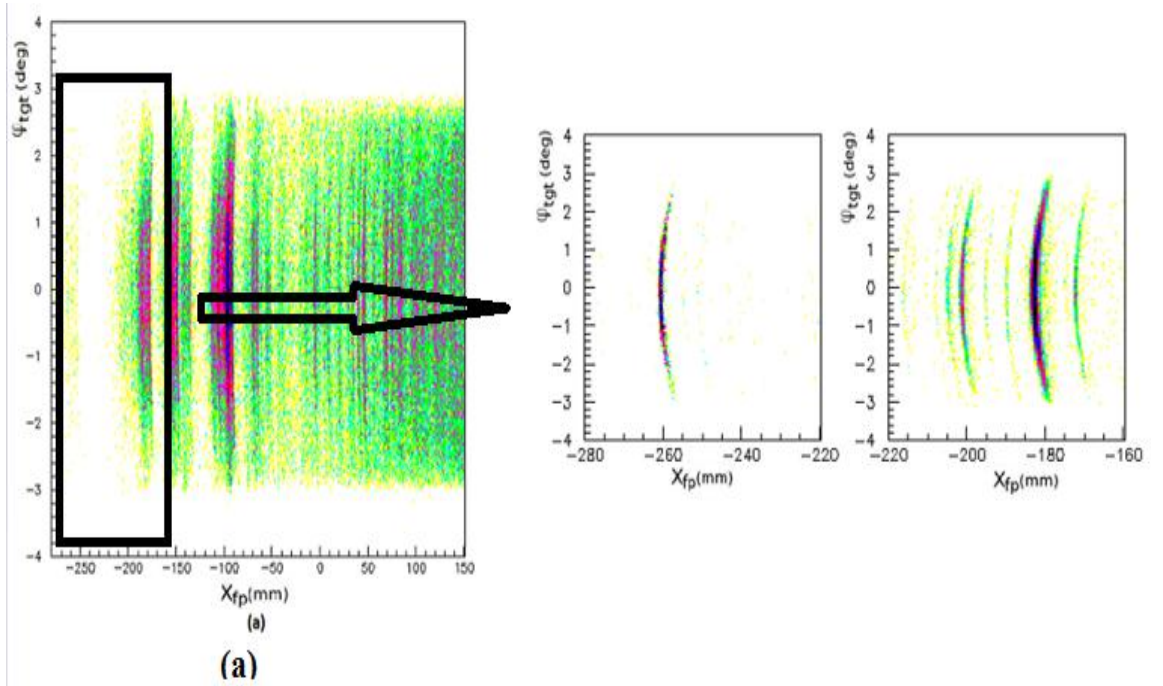
Grand Raiden spektroskopisindeki dipolmagnetten kaynaklanan bozukluklardan dolayı rezolüsyon kötüleşir. Reaksiyonun kinematığından dolayı farklı θ_{tgt} farklı momentuma sahiptir. Over-focusmodu kullanılarak θ_{fp} , Y_{fp} 'e karşılık geldiği sürece X_{fp}, Y_{fp} 'e bağlıdır. X_{fp} kısmına özel program aracılığıyla düzeltme yapmak ve dataları mümkün olduğunca düz hale getirmek gereklidir [5]. Şekil 3.27 ve Şekil 3.28'de ham datanın yataydaki düzeltmeden önceki ve sonraki durumları, Şekil 3.29 ve Şekil 3.30'da ise datanın düşeydeki düzeltmelerinin önceki ve sonraki durumları gösterilmiştir. Ayrıca şekillerin yan tarafında spektrumun bazı X_{fp} değerlerindeki dataları ayrıntılı olarak gösterilmiştir.



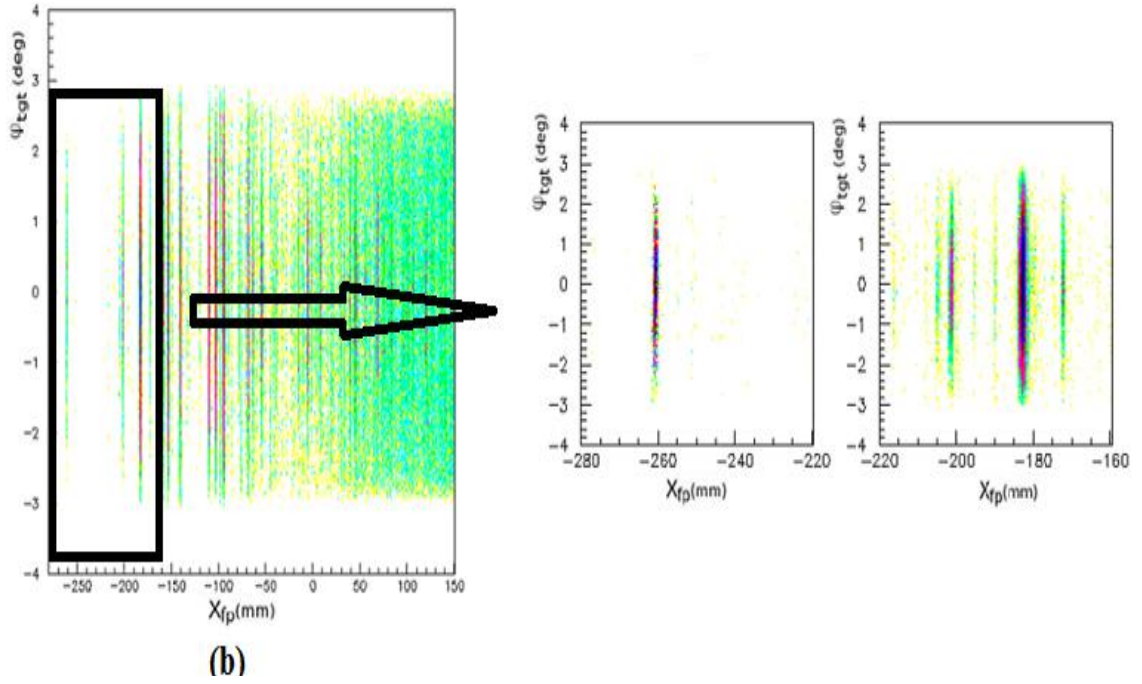
Şekil 3.27:⁴⁶V datasının iki boyuttaki X_{fp} - θ_{tgt} histogramı (a) düzeltme uygulanmadan önceki histogram.



Şekil 3.28: ^{46}V datasının iki boyuttaki X_{fp} - θ_{tgt} histogramı (b) düzeltme uygulandıktan sonra elde edilen histogram.



Şekil 3.29: ^{46}V datasının iki boyuttaki X_{fp} - ϕ_{tgt} histogramı (a) düzeltme uygulanmadan önceki histogram



Şekil 3.30: ^{46}V datasının iki boyuttaki X_{fp} - Ψ_{tgt} histogramı (b) düzeltme uygulandıktan sonra elde edilen histogram.

0° de spektrometreden alınan datalar analiz programında $\theta_{lab}=0^\circ-0.5^\circ$, $0.5^\circ-0.8^\circ$, $0.8^\circ-1.2^\circ$, $1.2^\circ-1.6^\circ$, $1.6^\circ-2^\circ$ olmak üzere 5 parçaya ayrılmıştır. B(GT) hesaplamaları için $\theta_{lab}=0^\circ-0.5^\circ$ açılı spektrum kullanılır. Diğer spektrumlar da her bir geçişin açılal dağılımını bulmak için kullanılır. Bunlar GT ($\Delta L=0$) karakterli geçişleri belirlemede gereklidir. Bu düzeltmeler sonucunda bu ayrılmış $\theta_{lab}=0^\circ-0.5^\circ$, $0.5^\circ-0.8^\circ$, $0.8^\circ-1.2^\circ$, $1.2^\circ-1.6^\circ$, $1.6^\circ-2^\circ$ reaksiyon saçılma açısı değerlerinde yüksek rezolüsyonlu spektrum $^{46}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{46}\text{V}$ reaksiyonu için ölçülmüştür.

3.9.4. Enerji Kalibrasyonu

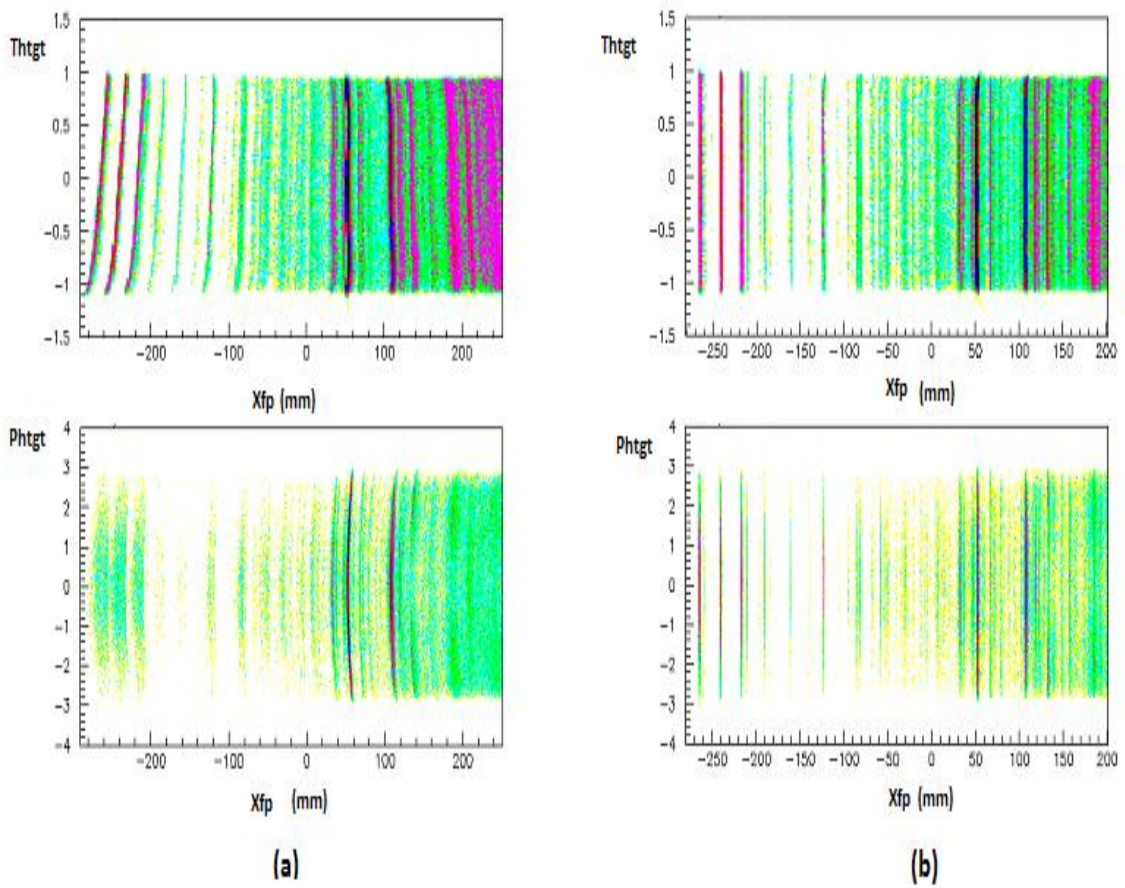
Manyetik alanda, yüklü parçacığın yarıçapı momentuma bağlıdır:

$$B\rho = \frac{p}{q_c} \quad (3.16)$$

B spektrometrenin magnetik alanı, ρ yarıçap, p momentum ve q_c parçacığın yüküdür. GR spektrometresinde momentum ve yarıçap arasındaki lineer ilişki nedeniyle dedekte edilen parçacıkların x_{fp} 'a gelişleri kendi momentumlarıyla orantılıdır. Parçacığın kinematik enerji relativistik olmayan çerçevede momentumun karesine eşit olduğu sürece x_{fp} 'in karesi uyarılma enerjisine dönüştürülebilir. X_{fp} ve uyarılma enerjisi

arasındaki ilişki kullanılarak başka bir kaynağın iyi bilinen enerji düzeylerinin x_{fp} 'nin ikinci dereceden bir fonksiyonu olarak fit edilmesiyle parçacığın enerji skalası bulunabilir [40,45,46].

$^{46}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{46}\text{V}$ deneyinde enerji kalibrasyonu için $^{\text{nat}}\text{Mg}$ hedef olarak kullanılmıştır. ^{46}Ti datasında yapılan düzeltmelerin enerji kalibrasyon datasında da yapılması gerekir. $^{\text{nat}}\text{Mg}$ hedef, içerisinde ^{24}Mg , ^{25}Mg , ^{26}Mg pikleri içermektedir. ^{46}Ti datasına uygulandığı gibi bu piklere de düzeltme parametreleri uygulanmıştır. Şekil 3.31'de $^{\text{nat}}\text{Mg}$ datası için software düzeltme parametreleri uygulandıktan sonra elde edilen $X_{fp}\text{-Th}_{tgt}$ ve $X_{fp}\text{-Ph}_{tgt}$ histogramları gösterilmiştir.

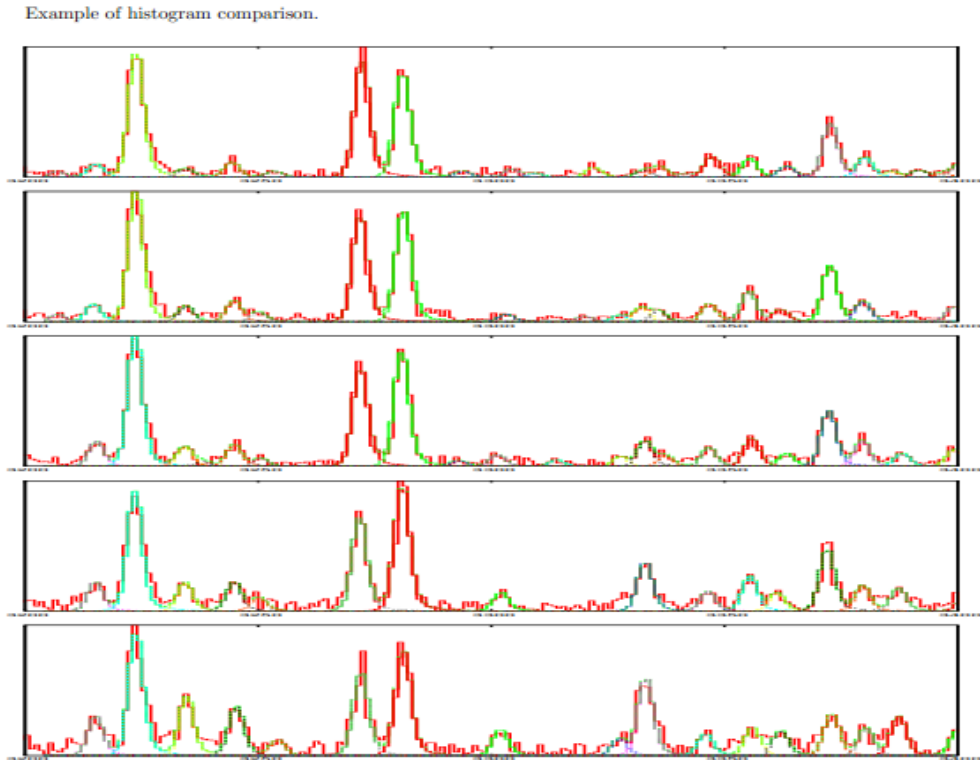


Şekil 3.31: $^{\text{nat}}\text{Mg}$ datasının yatay ve düşey açıları için (a) software düzeltme parametreleri uygulanmadan önce (b) uygulandıktan sonra elde edilen $X_{fp}\text{-Th}_{tgt}$ ve $X_{fp}\text{-Ph}_{tgt}$ histogramları.

4. BULGULAR

4.1. ^{46}V ÇEKİRDEĞİNİN GT SEVİYELERİNİN BELİRLENMESİ

Gamow-Teller geçişlerini seviye seviye çalışmak için spektrumda pikleri belirlememiz gerekir. Bunun için de özel bir fit programı uygulanmıştır. Sfit ismi verilen bir program kullanılarak elde edilen piklerin sayımları $B(\text{GT}_{\pm})$ değerlerini bulmada kullanılır. Bunun için de özel bir fit programı kullanılmıştır. ^{46}V spektrumu için 0.994 MeV enerjili pik cevap fonksiyonu olarak seçilmiş ve her pike uygulanmıştır. Şekil 4.1'de fit işleminin bir örneği görülmektedir. Piklerin sayımlarının doğru olarak tespit edilebilmesi pikin ne kadar iyi fit edildiği ile ilgili olduğundan referans pikinin iyi seçilmesi çok önemlidir [10].



Şekil 4.1: ^{46}V spektrumunda 3200-3400 kanalları arasında ve 00-05, 05-08, 08-12, 12-16, 16-20 açılıarı için yapılan pik fitleme işlemi örneği.

4.2.DWBA HESABI

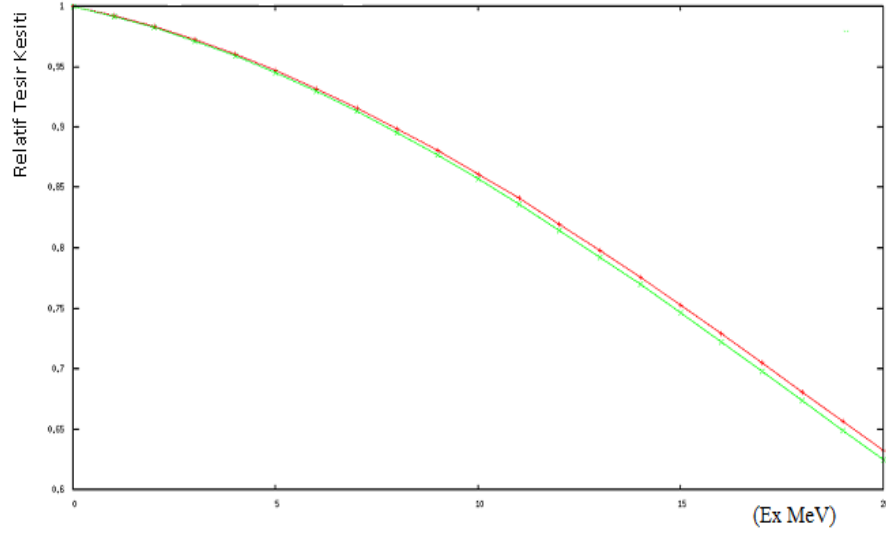
100 MeV/u orta enerjideve 0° de gerçekleştirilen yük-değişim reaksiyonlarında GT geçişleri için tesir kesiti ve B(GT) değerleri arasında bir orantı vardır.

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{GT}}{d\Omega}(0^\circ) &\cong K_{GT} N_{GT} |J_{\sigma\tau}(0)|^2 B(GT) \quad (4.1) \\ &= \hat{\sigma}_{GT}(0^\circ) B(GT) \end{aligned}$$

Denklemdede K_{GT} ve N_{GT} ; GT geçişlerinde dalga fonksiyonundaki farklılıktan dolayı beklenen kinematik ve bozunum faktörünü, $J_{\sigma\tau}(0)$; momentum transferinin sıfır olduğu etkin etkileşmelerin $V_{\sigma\tau}$ hacim integralini, $\hat{\sigma}_{GT}(0^\circ)$; 0° deki GT birim tesir kesitini göstermektedir. Denklem 4.1’de gösterildiği gibi benzer bir oran Fermi geçişi için de verilir.

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_F}{d\Omega}(0^\circ) &\cong K_F N_F |J_\tau(0)|^2 B(F) \quad (4.2) \\ &= \hat{\sigma}_F(0^\circ) B(F) \end{aligned}$$

Denklemdede 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 Fermi geçişinin birim tesir kesiti göstermektedir. Denklem 4.1’de ifade edilen $K_{GT}N_{GT}$ faktörü, uyarılma enerjisi E_x in bir fonksiyonu olarak değişir. Bu etkiyi tahmin etmek için bozulmuş dalga fonksiyonu Born yaklaşımı (DWBA) hesaplamaları, DW81 program kodu kullanılarak yapılır. Buna bağlı olarak birim tesir kesiti $\hat{\sigma}_{GT}$, düzeltilir [11]. Bu hesaplamalar uyarılmış GT seviyeleri için ^{46}Ti çekirdeğinde $f_{7/2} \rightarrow f_{7/2}$ ve $f_{7/2} \rightarrow f_{5/2}$ geçişleri varsayılarak yapılmıştır. Bu hesaplamada asıl bulunmak istenen DWBA faktörüdür. Her bir seviyenin tesir kesiti değerleri bu fit parametresi kullanılarak düzeltilmiştir. Şekil 4.2’de ^{46}Ti çekirdeği için hesaplanan relatif tesir kesiti değerleri, uyarılma enerjisinin bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir ve 20 MeV uyarılma enerjisine kadar tesir kesitlerinin artma ve azalma eğilimi gösterdiği görülmektedir.

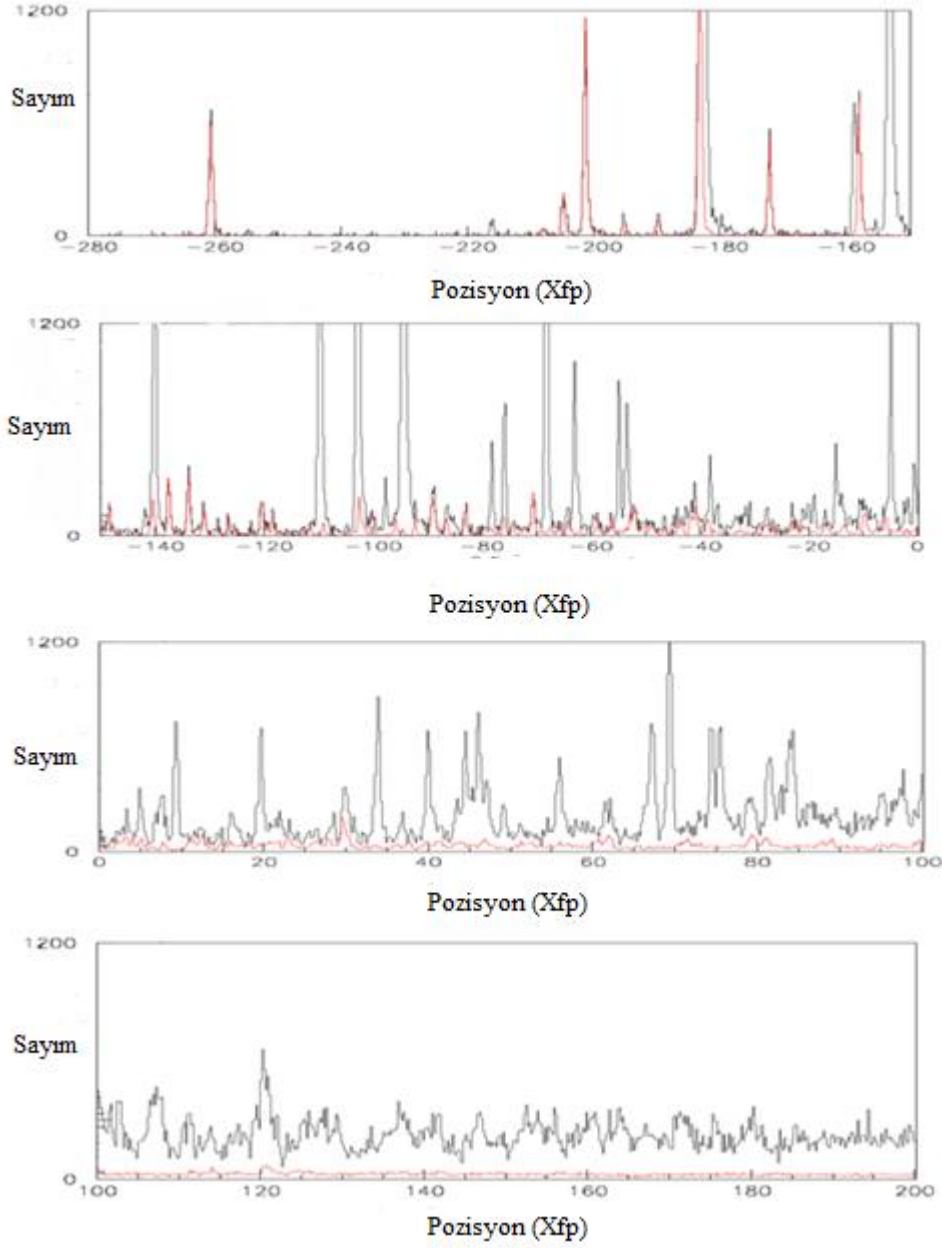


Şekil 4.2: ^{46}Ti çekirdeği için hesaplanan tesir kesitinin uyarılma enerjisinin bir fonksiyonu olarak gösterimi.

Bu hesaplama uyarılmış GT seviyeleri için $f_{7/2} \rightarrow f_{7/2}$ ve $f_{7/2} \rightarrow f_{5/2}$ geçişleri varsayılarak yapılmıştır. Tesir kesiti değerleri, hesaplamalarda kullanılan konfigürasyonlara bağlı olarak 20 MeV'e kadar E_x uyarılma enerjileri için hesaplanmıştır. Şekilde görülen azalmaya karşı her bir seviyenin tesir kesiti değerleri fit parametreleri kullanılarak düzeltilmiştir.

4.3. DİĞER İZOTOPLARDAN GELEN KATKILARIN BELİRLENMESİ

$^{46}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{46}\text{V}$ reaksiyonu için kullanılan hedef %86.1 saf ^{46}Ti seviyelerini içerir ve incelenmek istenen enerji seviyeleri ^{46}V olduğu için diğer izotoplardan gelen piklerin ayırt edilmesi gerekir. ^{46}Ti hedefi sırasıyla %1.6(1), %10.6(1), %0.8(1) ve %1.0(1) yüzdelerini içeren $^{47,48,49,50}\text{Ti}$ izotoplarını içerir. Yüzdelerde de görüldüğü üzere en fazla yüzde ^{48}Ti izotopundan gelir. Bu kontamine pikleri ayırt etmek için $^{46}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{46}\text{V}$ ölçümüyle aynı koşullarda $^{48}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{48}\text{V}$ ölçümü yapıp ^{48}Ti spektrumu elde edilmiş ve ^{46}Ti spektrumuyla karşılaştırılmıştır. Şekil 4.3'de ^{46}V (siyah) ve ^{48}V (kırmızı) karşılaştırılmıştır. ^{48}V pikleri ^{46}V piklerine göre normalize edilmiştir. Aynı zamanda yine aynı şartlarda ölçülen ^{47}V spektrumu da ^{46}V ile karşılaştırılmıştır ve bu izotoptan gelen birkaç zayıf pik tespit edilmiştir. ^{48}V pikleri ^{46}V spektrumundan çıkarılmıştır böylece sadece ^{46}V 'dan gelen piklerin B(GT) değerleri ölçülebilir.

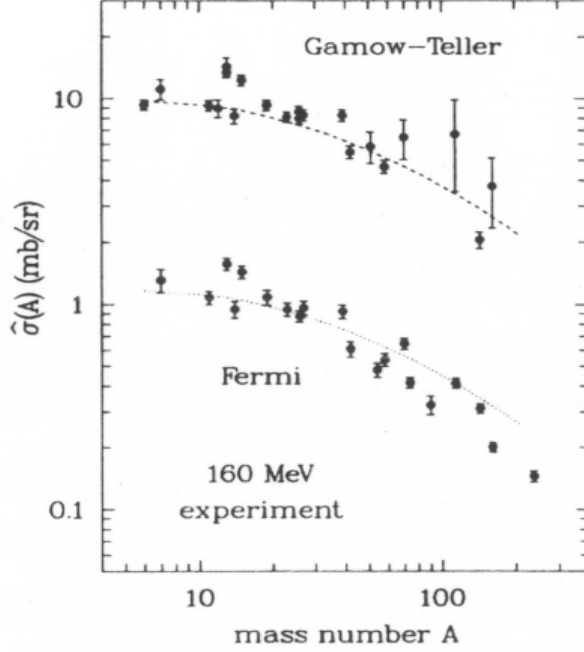


Şekil 4.3: ^{46}V spektrumu. Kırmızı pikler ^{48}V çekirdeğinden gelen katkıyı göstermektedir.

4.4.R² DEĞERİ VE FERMİ TESİR KESİTİNİN ELDE EDİLMESİ

Bölüm 2.5’de $B(\text{GT}_{\pm})$ değerlerinin elde edilme yöntemlerinden bahsedilmişti. Beta bozunumundan birim tesir kesitinin elde edilemediği durumlarda σ_{GT} değerini bulmak için σ_{GT} ’nin A nükleer kütesine olan bağıllığını çalışarak ve bir A kütleli sistem için özel bir değer bulunur. Bununla birlikte (p,n) reaksiyonlarında şekilde gösterildiği gibi

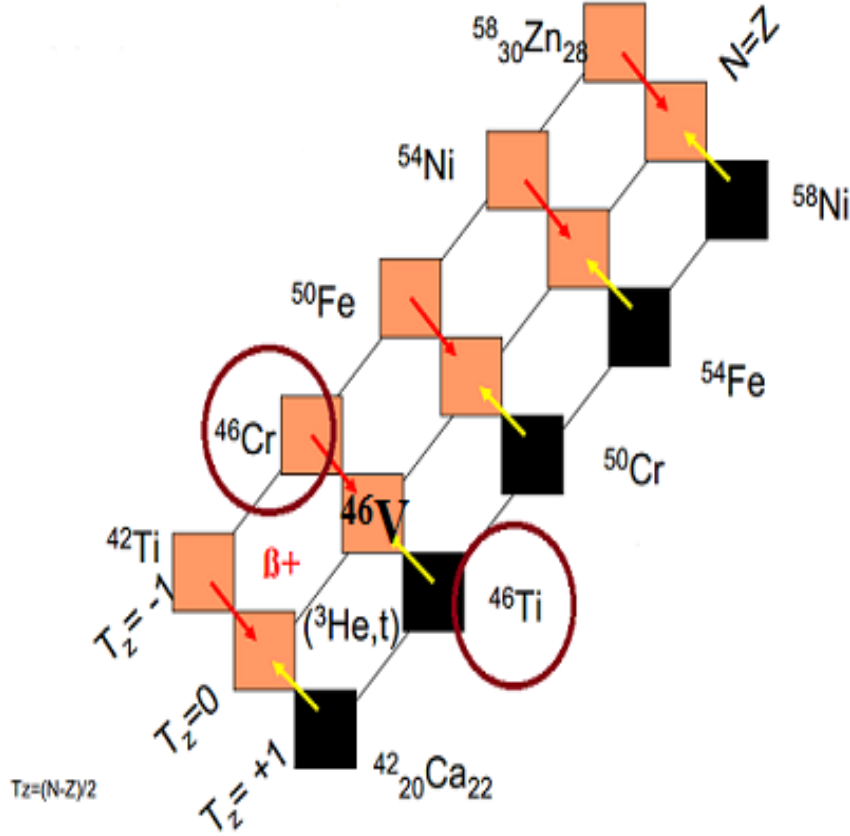
σ_{GT} değerleri farklı A kütleleri için dalgalanma göstermektedir. Buna ek olarak birim Fermi tesir kesiti Şekil 4.4’de görüldüğü gibi σ_F , σ_{GT} ile tutarlı olarak değişmektedir.



Şekil 4.4: σ_{GT} ve σ_F birim tesir kesitlerinin, nükleer kütle A'nın bir fonksiyonu olarak 160 MeV enerjide (p,n) reaksiyonuyla çalışılması.

Denklem 2.9'daki standart $B(GT_+)$ değeri, tercihen beta bozunumu ölçümünden elde edilen olmalıdır. ^{46}V temel seviyesinden ^{46}Ti temel seviyesine olan beta bozunumu iyi bilinmektedir. Şekil 4.5'de ayna çekirdekler verilmiştir. Görüldüğü üzere, İzospin T'nin iyi bir kuantum sayısı varsayımı altında, $T_z = \pm 1$ ^{46}Ti ve ^{46}Cr temel seviyesinden, ^{46}V T=0 çekirdeğine olan geçişler analogtur buna bağlı olarak da ^{46}Ti ve ^{46}Cr çekirdekleri ayna çekirdeklerdir. ^{46}Cr demeti kullanılarak ^{46}Cr dan ^{46}V çekirdeğine olan beta bozunumu incelenmiştir. Analog GT geçişlerinin aynı $B(GT_{\pm})$ güçlerine sahip olduğu bilindiğinden, beta bozunumundan bulunan $B(GT_+)$ değerleri “standart $B(GT)$ ” değerleri olarak kullanılabilir. Fakat bu beta bozunumu çalışmasında düşük uyarılmış GT seviyeleri için büyük belirsizlikte $B(GT_+)$ değerleri bulunmuştur. ^{46}Cr çekirdeğinde $T_{1/2}$ yarı ömürdeki %23 lük belirsizlik $B(GT_+)$ değerlerinde %50 den fazla belirsizliğe yol açmıştır. Ayrıca $J^{\pi} = 0^+$ değerlikli temel seviyesi ^{46}Ti çekirdeğinin IAS'i olduğundan

geçiş saf Fermi karakterlidir ve GT geçiş gücü ile ilgili bilgi edilemez. Bu sebeplerden dolayı ^{46}Ti için $B(\text{GT})$ değerleri bulunurken R^2 değeri kullanılmıştır.



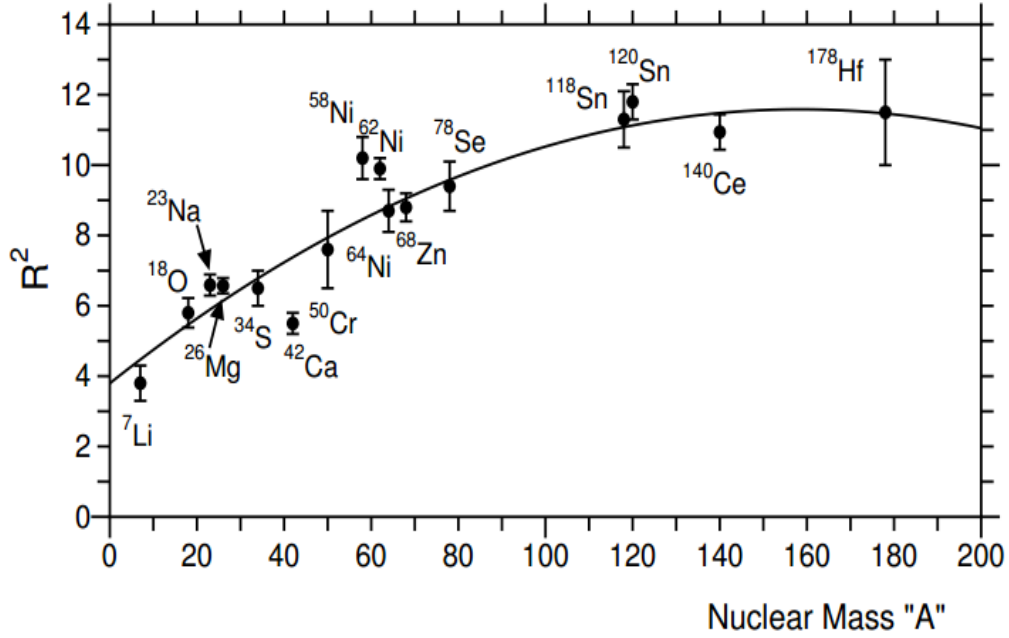
Şekil 4.5: $T_z=1$ izospin simetrisi.

$\sigma_{\text{GT}}(0^0)$ değerini elde etmek için IAS seviyesine olan geçiş kullanılıp bu standart olarak kabul edilir. R^2 değeri, GT ve Fermi birim tesir kesitinin oranı olarak tanımlanıp aşağıdaki formülle ifade edilir;

$$R^2 = \frac{\sigma_{\text{GT-}}}{\sigma_{\text{F}}} = \frac{\sigma_{\text{GT-}}}{B(\text{GT})} / \frac{\sigma_{\text{F}}}{B(\text{F})} \quad (4.3)$$

Bununla birlikte tüm Fermi geçiş gücünün IAS seviyesinde yoğunlaştığı bilindiğinden $B(\text{F})=N-Z$ formülüyle bu seviyedeki geçiş gücü elde edilebilir. Eğer A kütle sistemine bağlı bir R^2 değeri elde edilirse GT ve Fermi birim tesir kesiti ve bu R^2 değeri

kullanılarak $B(GT_+)$ değerleri hesaplanabilir. R^2 değerinin nükleer kütle A 'ya olan bağılılığı Şekil 4.6'da verilmiştir.

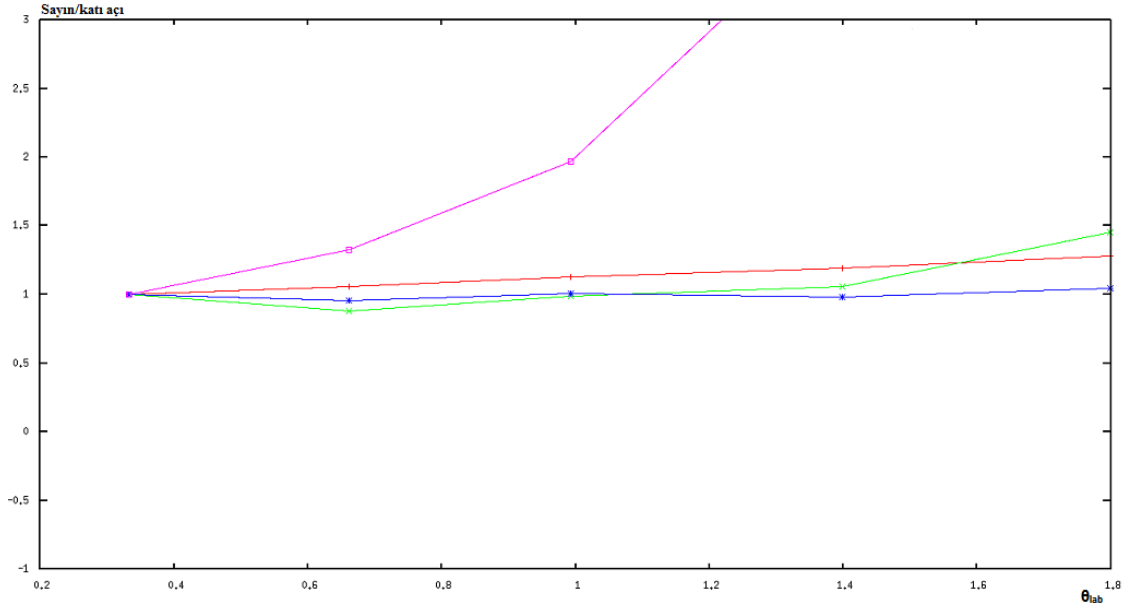


Şekil 4.6: Nükleer kütle A 'nın bir fonksiyonu olarak R^2 değerleri. Şekildeki çekirdekler (${}^3\text{He},t$) reaksiyonlarındaki hedef çekirdeklerdir.

R^2 değerlerinin A ile düzgün arttığı bulunmuştur. Şekil 4.6'da $A=42,58$ ve 62 sistemleri için istisnalar görülmektedir. Bu sistemlerdeki R^2 değerlerinde yaklaşık %20-30 civarında sapma görülmektedir. $A=58$ ve 62 sistemleri için σ_{GT_+} değerleri, ${}^{58}\text{Cu}$ ve ${}^{62}\text{Cu}$ dan ${}^{58}\text{Ni}$ ve ${}^{62}\text{Ni}$ temel seviyelerine olan β_+ bozunmalarındaki $B(GT_+)$ değerleri kullanılarak bulunmuştur. Bu temel seviye geçişlerinin ana konfigürasyonlarının ($\pi 2p_{3/2}$, $\gamma 2p_{3/2}$) olması beklenmektedir. Bu konfigürasyon radyal bağılılığa sahiptir. Yük-değişim reaksiyonlarında, özellikle (${}^3\text{He},t$) reaksiyonunda GT geçişine olan duyarlılık β bozunumundan farklı olabilir ve bununla birlikte birim GT tesir kesiti σ_{GT_+} uygun konfigürasyonların radyal şekline bağlı olabilir. (${}^3\text{He},t$) reaksiyonunun $2p$ konfigürasyonuna olan hassaslığının farkı $A=58$ ve 62 sistemlerinin R^2 değerinde görülen bu sapmaları açıklayabilir. $A=42$ sisteminde görülen sapma konusunda iyi bir açıklama henüz yoktur. Şekildeki eğride ikinci dereceden fit yapılarak, $A=46$ için R^2 değeri $7,7 \pm 0,9$ bulunur. Fit prosedüründe $A=42,58$ ve 62 sistemleri eklenmemiştir [11].

4.5.AÇISAL MOMENTUM ANALİZİ

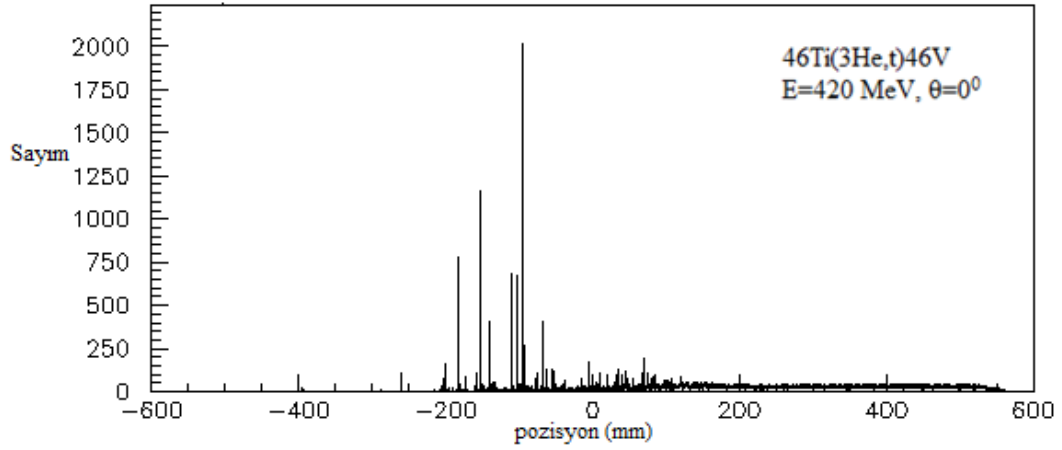
Gamow-Teller geçişlerinde açısız momentum transferi yoktur. Buna bağı olarak incelenen çekirdek için elde edilen enerji spektrumunda B(GT.) değerlerini bulabilmek için $\Delta L=0$ piklerini bulmak önemlidir. $\Delta L=0$ geçiş piklerini bulunurken açısız dağılım analizi uygulanmıştır. Buna göre 2.979 MeV enerjili pik referans piki olarak alınmıştır. Bu seviye bilinen $\Delta L=0$ pikidir ve sfiten elde edilen sayımı katı açığa bölünerek 1'e normalize edilir. Normalize parametreleri diğer piklere uygulanıp daha sonra elde edilen değerlere karşılık farklı saçılma açıları Şekil 4.7'deki gibi çizilmiştir. Üst üste gelen pikler ve çok fazla değişim göstermeyen pikler $\Delta L=0$ olarak tanımlanırken çok fazla değişim gösteren pikler $\Delta L \neq 0$ karakterli olarak tanımlanır.



Şekil 4.7: Piklerin açısız momentumlarının bulunmasında kullanılan şekil.

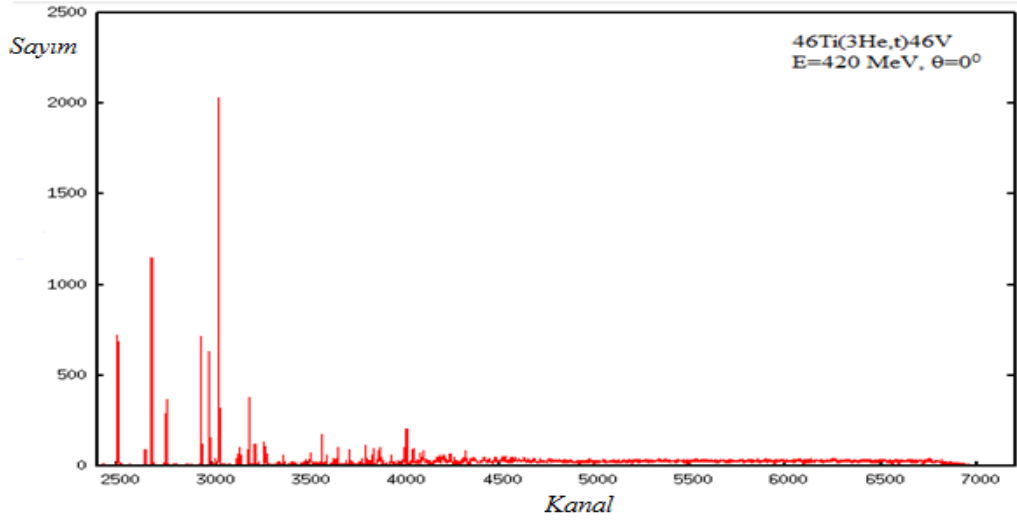
4.1.⁴⁶V SPEKTRUMU

Bölüm 3.9'da ⁴⁶V çekirdeğinin uyarılmış seviyelerini incelemek ve spektrumunu elde etmek için yapılan data analiz yöntemlerinden bahsedilmiştir. Açık kalibrasyonu ardından odak düzlemindeki kinematikler de ⁴⁶V datasında düzeltildiğinde bu çekirdek için spektrum elde edilir. Şekil 4.8'de data analiz işlemlerinden sonra elde edilen ⁴⁶V spektrumu görülmektedir.



Şekil 4.8: ^{46}V spektrumu.

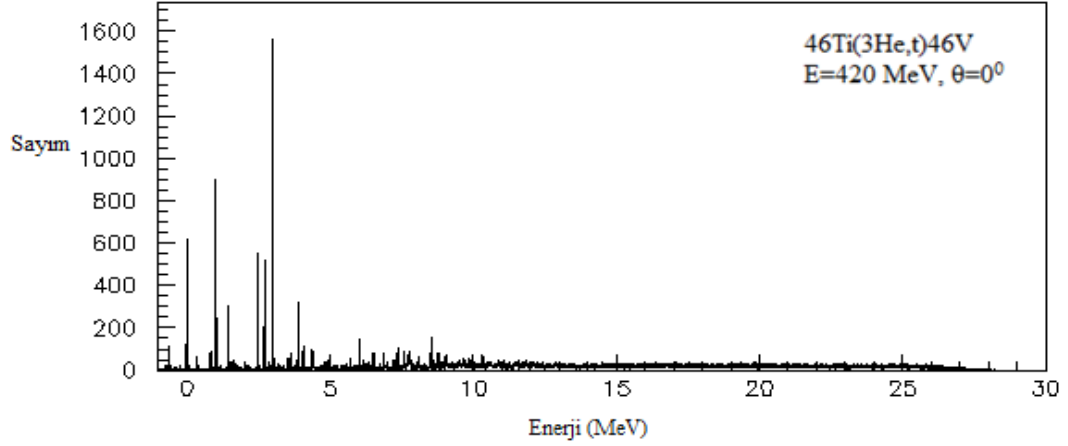
Bölüm 4.3’de anlatıldığı gibi bu spektrum sadece ^{46}V piklerini değil büyük oranda ^{48}V pikleri de içermektedir bu nedenle ^{48}V pikleri bu spektrumdan çıkarılır. Sonuç olarak sadece ^{46}V piklerinin olduğu Şekil 4.9’da verilen spektrum elde edilir. $B(\text{GT}_{\pm})$ değerlerini bulmada kullanılacak piklerin sayımları bu spektruma sfit işlemi uygulanarak bulunur.



Şekil 4.9: ^{46}V piklerinden oluşan kanala karşılık sayım spektrumu.

Şekil 4.8’de elde edilen spektrum odak düzlemine (mm) karşılık sayım spektrumdur. Enerji spektrumunu elde etmek için bölüm 3.9.4’de bahsedilen enerji

kalibrasyon yöntemi uygulanır ve ^{nat}Mg pikleri referans alınarak ^{46}V için enerji spektrumu elde edilir, bu spektrum Şekil 4.10'da verilmiştir.



Şekil 4.10: ^{46}V enerji spektrumu.

4.2. $^{46}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{46}\text{V}$ REAKSİYONU İÇİN ELDE EDİLEN B(GT) GEÇİŞ GÜÇLERİ
 $^{46}\text{Ti}(^3\text{He},t)^{46}\text{V}$ CE reaksiyonu için B(GT.) ler elde edilirken, R^2 değeri ve CE reaksiyonundan elde edilen reaksiyon tesir kesiti ve Denklem 3.6 kullanıldı. ^{46}V yüksek rezolüsyonlu spektrumda sadece açıl momentum transferinin sıfır olduğu $\Delta L=0$ pikleri değil $\Delta L=1, 2$ gibi açıl momentum transferinin daha yüksek olduğu pikler de düşük olasılıkla gözlenir. Momentum transferi sıfır olduğunda ($q=0$), $\Delta L=0$ seviyelerinin tesir kesiti maksimumu gösterir ve q arttıkça $\Delta L=1$ seviyelerinin tesir kesiti artar [47]. Seviyelerin açıkça tespit edilebildiği düşük uyarılma enerjilerinde ΔL ve hatta $B(\text{GT}_{\pm})$ değerleri iyi tespit edilebilmektedir. Bununla birlikte, seviye yoğunluğunun yüksek olduğu yüksek uyarılma enerjilerinde, ΔL seviyelerinin tespiti zorlaşır. Bu nedenle $\Delta L=0$ geçişlerinin olduğu seviyelerin tespiti de kesin olarak yapılamamaktadır [48,49].

Tablo 4.1'de hesaplanan B(GT.) değerleri ve hataları, bulunan E_x uyarılma enerjileri, açıl momentum (L) değerleri ve sayım değerleri ve hataları verilmiştir. E_x^* değerleri de literatürden alınan uyarılma enerjileridir. Tabloda bazı pikler için L değerleri parantez içinde verilmiştir. Bu piklerin L değerleri kesin tanımlanamadığı için bu şekilde yazılmıştır.

Tablo 4.1: $^{46}\text{Ti}(^3\text{He,t})^{46}\text{V}$ reaksiyonunda elde edilen B(GT) geçiş güçleri.

E_x^* (MeV)	J^π	E_x (MeV)	L	Sayım	B(GT)
0 (IAS)	0^+	0	0	3120(56)	
0.801	3^+	0.804	≥ 1		
0.994	1^+	0.993	0	4977(71)	0.44(39)
1.433	(1,2)	1.433	0	1602 (40)	0.14(12)
2.461	($1^+,2^+$)	2.461	0	2750 (53)	0.24(21)
2.699		2.698	0	2778 (53)	0.25(22)
2.868		2.868	≥ 1		
2.978		2.979	0	8343 (91)	0.75(65)
3.266		3.262	≥ 1		
3.531		3.535	0	277 (17)	0.024(2)
3.615		3.612	0	395(20)	0.035(3)
3.870		3.869	0	1706(41)	0.15(13)
		4.051	0	578 (24)	0.052(5)
4.330		4.325	0	538 (24)	0.048(4)
		4.375	0	480 (22)	0.043(4)
		4.895	0	247 (16)	0.022(2)
		5.546	(0)	134(12)	0.012(1)
		5.686	0	285 (17)	0.025(2)
		6.027	0	726(27)	0.065(6)
		6.18	0	251 (19)	0.022(2)
		6.362	0	165 (14)	0.014(1)
		6.430	≥ 1		
		6.508	0	430(21)	0.038(3)
		6.861	0	415(21)	0.037(3)
		7.349	0	535(24)	0.048(4)
		7.556	(0)	386(20)	0.034(3)
		7.677	0	139 (13)	0.012(8)
		7.765	0	485(22)	0.043(4)
		8.053	≥ 1		

Tablo 4.2 (devam): ⁴⁶ Ti(³ He,t) ⁴⁶ V reaksiyonunda elde edilen B(GT) geçiş güçleri.					
		8.489	0	483(22)	0.043(4)
		8.562	0	890(30)	0.080(7)
		8.737	0	417(21)	0.037(3)
		8.771	0	422(21)	0.038(3)
		8.893	0	167(14)	0.015(1)
		8.980	0	353(19)	0.031(3)
		9.534	0	209 (16)	0.018(2)
		9.623	(0)	206(17)	0.018(2)
		9.830	0	174 (14)	0.015(1)
		10.344	(0)	203(15)	0.018(2)
		10.631	0	162(14)	0.014(1)
		10.981	(0)	76(10)	0.006(1)
		11.062	≥1		
		11.648	≥1		
		12.073	≥1		
		12.406	≥1		

Ex*: Literatürden alınan uyarılma enerjileri

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

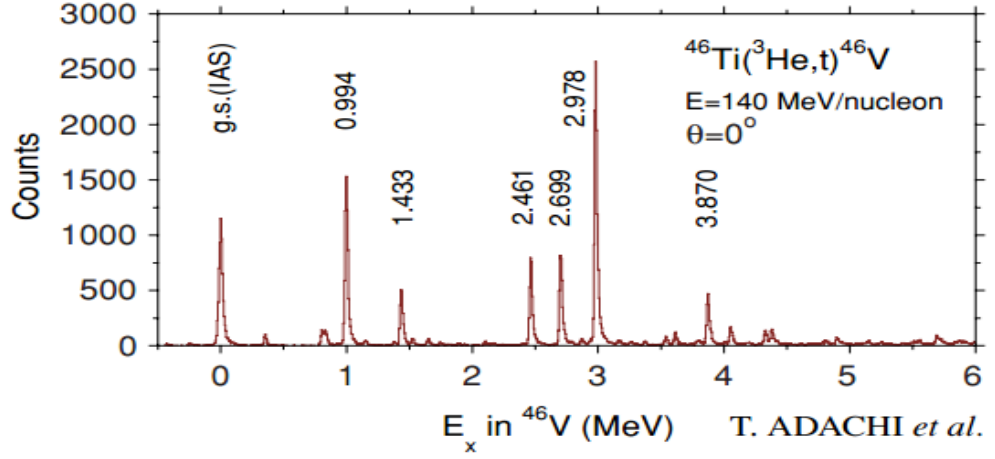
Teze konu olan $T_z=+1$ çekirdeğinin temel seviyesinden $T_z=0$ çekirdeğinin GT seviyelerine olan geçişler 0^0 saçılma açısı ve 140 MeV/u enerjide ($^3\text{He,t}$) yüksek rezolüsyonlu yük değişim reaksiyonuyla RCNP Osaka'da çalışılmış ve hedef çekirdeğin ($^3\text{He,t}$) reaksiyonu sonucu oluşan ^{46}V çekirdeğinin GT seviyeleri açıkça gözlenmiştir. ^{46}V çekirdeğinin analiz çalışması Osaka Üniversitesi RCNP Araştırma Merkezinde bulunan uzman bilim adamlarının yazdıkları ve geliştirdikleri software programları kullanılarak yapılmıştır. ^{46}V seviyelerinin ölçümü için çoğunluğu ^{48}Ti olan ve saf olmayan izotoplardan oluşan hedef kullanılmıştır. Bu nedenle ^{46}Ti spektrumu ve ^{48}Ti spektrumları karşılaştırılarak ^{48}Ti seviyeleri çıkarılmıştır. Enerji spektrumu oluşturabilmek için ise $^{24,25,26}\text{Al}$ seviyelerinin uyarılma enerjileri kullanılıp kalibrasyon yapılmıştır.

B(GT.) değerlerini bulmadan önce spektrumda, yüksek enerji bölgesinde seviyeler iç içe girdiğinden, tesir kesiti için DWBA hesabı yapılmıştır. Bu hesaplama uyarılmış GT seviyeleri için $f_{7/2} \rightarrow f_{7/2}$ ve $f_{7/2} \rightarrow f_{5/2}$ geçişleri varsayılarak yapılmıştır.

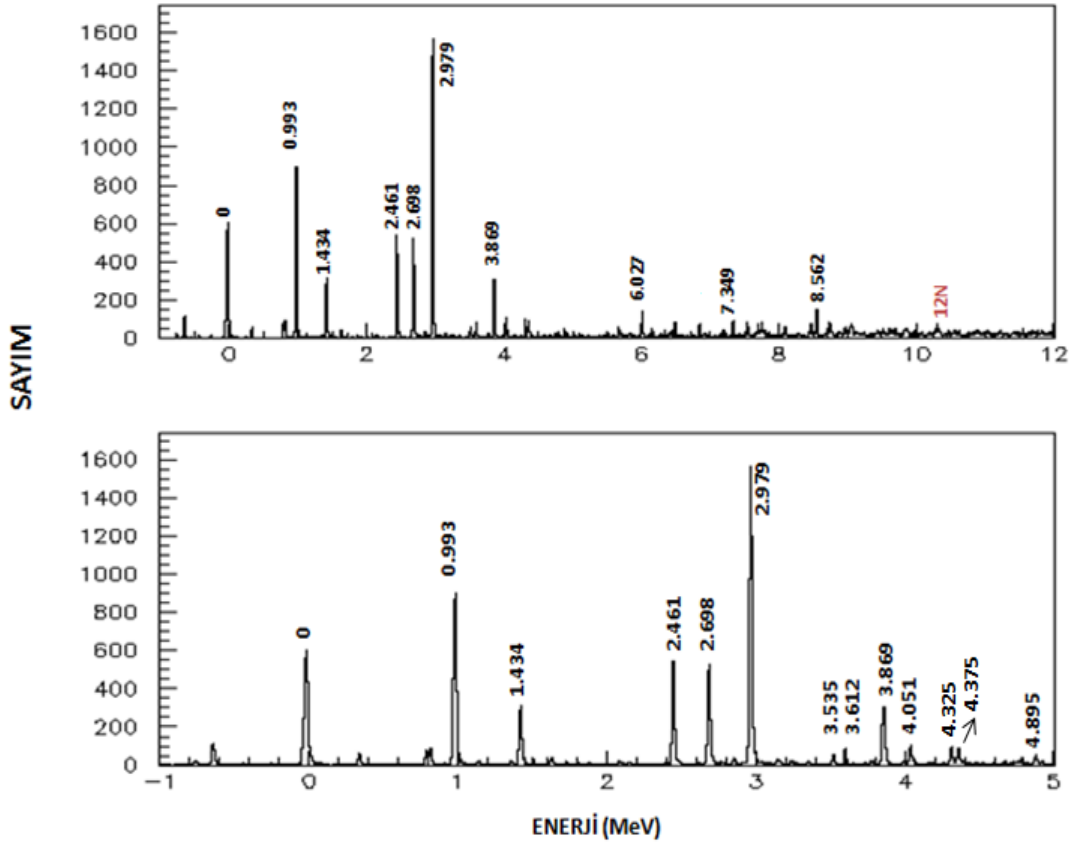
B(GT.) değerlerini elde ederken GT. birim tesir kesiti $\hat{\sigma}_{\text{GT}}$ bulmada zorluk yaşanmıştır çünkü ^{46}Ti çekirdeği için β_+ bozunumundan elde edilen direk "standart" B(GT₊) değeri bilgisi yoktur. $T_z=-1$ çekirdeğinden $T_z=0$ çekirdeğine olan β_+ bozunumunda elde edilen B(GT₊) değerleri büyük belirsizlikle bulunmuştur ve yeterli değildir. Bu nedenle birim tesir kesiti kütle numarası sistemine bağlı olan R^2 değeri kullanılarak çıkarılmıştır. sd-kabuk çekirdekleri için R^2 değeri, izospin analog geçişlerinin aynı B(GT_±) değerine sahip olduğu varsayılarak bulunmuştur. R^2 değeri A=7 ve 178 arasındaki çeşitli çekirdekler için hesaplanmıştır ve R^2 değerinin kütle numarası A'nın bir fonksiyonu olarak değiştiği görülmüştür.

Şekil 5.1'de daha önce Tatsuya Adachi tarafından incelenen ^{46}Ti çekirdeğinin yaklaşık 5 MeV'e kadar bulunan pikleri verilmiştir [44]. Bu tezde yüksek enerji bölgelerinin analizi de yapılmış ve $^{46}\text{Ti}({}^3\text{He,t})^{46}\text{V}$ reaksiyonunda şekilde görüldüğü gibi 11 MeV enerjiye

kadar ayrılmış birçok seviye görülmüştür. Bu uyarılmış seviyelere olan geçişlerin geçiş gücü $B(GT.)$ 'ler Denklem 4.3'de verilen oran her bir seviyeye uygulanarak bulunmuştur.



Şekil 5.1: Daha önce T.Adachi tarafından yapılan incelemede bulunan ^{46}V enerji değerleri.



Şekil 5.2: ^{46}V enerji spektrumu ve piklerin enerjileri.

$\Delta L=0$ geçişlerinin açısal dağılımları 0^0 de maksimuma sahiptir. Bununla birlikte diğer açılarda $\Delta L \geq 1$ geçişleri maksimumdur. $0.0^0-0.5^0$ açılı spektrum ve diğer açıdaki spektrumlarda pik şiddetleri normlanıp karşılaştırılarak $\Delta L=0$ geçişlerini bulunmuştur. Daha önce literatürde yer almayan yüksek uyarılma enerjisi bölgesinde gözlenen piklere ait E_x uyarılma enerji değerleri ise ilk kez bu tez çalışmasında 12 MeV'e kadar belirlenmiş ve Şekil 5.2'de gösterilmiştir. Şekildeki üst kısımda ^{46}V enerji spektrumunun 12 MeV uyarılma enerjisine kadar olan genel görünümü, alt kısımda ise spektrumun 5 MeV enerjiye kadar olan kısmı ayrıntılı bir şekilde görülmektedir. Bu seviyelere ait $L=0$ GT seviyeleri tespit edilmiş ve Tablo 4.1'de listelenmiştir. Literatürde yer alan fakat spin paritesi belirli olmayan 2.699 MeV, 2.978 MeV, 3.531 MeV, 3.615 MeV, 3.87 MeV ve 4.330 MeV enerjileri analiz sonucunda sırasıyla 2.698 MeV, 2.979 MeV, 3.535 MeV, 3.612 MeV, 3.869 MeV ve 4.325 MeV değerlerinde bulunmuştur. Bunların spin pariteleri belli değildir fakat Gamow-Teller geçiş kurallarına göre ^{46}V çekirdeğinde 0^+ ve 1^+ pariteli seviyelerin geçişleri izinli olduğundan bu enerjilerin spin paritelerinin de bu iki değerde olması gerektiği bulunmuştur.

$(^3\text{He}, t)$ CE reaksiyonlarının kullanılması sd-kabuk çekirdekleriyle başlamıştır ve bugüne kadar birçok sd-kabuk çekirdekleri için GT geçişlerinin $B(\text{GT}_{\pm})$ dağılımları hakkında geniş bilgilere ulaşılmıştır. Fakat bu çalışmalar içinde hem nükleer fizik çalışmalarına hem de astrofizik çalışmalarına kolaylık sağlayan pf-kabuk çekirdeklerine ait $B(\text{GT}_{\pm})$ dağılımları hakkındaki bilgiler sınırlıydı. Bu nedenle pf-kabuk çekirdekleri için literatüre eklenecek yeni bir bilgi yapılacak olan yeni çalışmalara kolaylık sağlayacaktır. Bu tez sonucunda elde edilen sonuçlar da Ti çekirdeğinin izotopları için yapılan incelemelerde referans olarak kullanılacak ve spektrumların karşılaştırılabilmesi sağlanacaktır.

KAYNAKLAR

- [1]. Dean, S., 2004, *The beta decay of neutron-deficient rhodium and ruthenium isotopes*, Thesis(PhD), Katholieke University.
- [2]. De Huu, M.A., 2004, *Experimental determination of the J^π components of the spin-dipole resonance in ^{12}B* , Thesis(PhD), Groningen University.
- [3].Fujita, Y., Hamamoto, I., Fujita, H., Shimbara, Y., Adachi, T., Berg, G.P.A., Fujita, K., Hatanaka, K., Kamiya, J., Nakanishi, K., Sakemi, Y., Shimizu, Y., Uchida, M., Wakasa, T., Yosoi, M., 2004, Evidence for the existence of the [202]3/2 deformed band in mirror nuclei ^{25}Mg and ^{25}Al , *Physical Review Letter* 92, 062502.
- [4].Shimbara, Y., Fujita, Y., Adachi, T., Berg, G.P.A., Fujita, H., Fujita, K., Hamamoto, I., Hatanaka, K., Kamiya, J., Nakanishi, K., Sakemi, Y., SHIMIZU, Y., Uchida, M., Wakasa, T., Yosoi, M., 2004, Suppression of Gamow-Teller and M1 transitions in deformed mirror nuclei ^{25}Mg and ^{25}Al ,*European Physics J. A* 19, 25-31.
- [5].Negret., A.L., 2004-2005, *The Gamow-Teller strength distribution starting from the ground state of ^{14}N* , Thesis(PhD), Gent University.
- [6]. Garcia, A., Henley, E.M., 2007, *Subatomic Physics*, [http://physics.unm.edu / Courses/ younus / Phys450SP09/ isospin.pdf](http://physics.unm.edu/Courses/younus/Phys450SP09/isospin.pdf), [Ziyaret Tarihi: 13 Haziran 2014].
- [7].Balyaev, A., 2013-2014, *Nuclei and Particles*,[http:// www.personal.soton.ac.uk / ab1u06 /teaching /phys3002/ course/ 12_isospin.pdf](http://www.personal.soton.ac.uk/ab1u06/teaching/phys3002/course/12_isospin.pdf), [Ziyaret Tarihi: 20 Temmuz 2014].
- [8].Lenzi, S.M.,Bentley, M.A.,2009, Test of IsospinSymmetryAlongthe N=Z Line, *Lecture Notes Physics* 764, 57–98.
- [9]. Wigner, E., 1937, On the Condequences of the Symmetry of the Nuclear Hamiltonian on the Spectroscopy of Nuclei,*Physical Review* 51, 106.
- [10].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.
- [11].Adachi, T., 2007, *High-resolution study of Gamow-Teller transitions in pf-shell nuclei*, Thesis(PhD), Osaka University.
- [12].Karakoç, M.,2010, $^{40}\text{Ar}\rightarrow^{40}\text{K}$ ve $^{40}\text{Ti}\rightarrow^{40}\text{Sc}$ Gamow-Teller Geçişlerinin Karşılaştırılması Analizi, Tez(Doktora), Erciyes Üniversitesi.
- [13].Hüseyin, A., Alaaddin, Y., 2013, ^{90}Nb ve ^{208}Bi Çekirdeklerinde Gamow-Teller 1^+ Düzeyleri,*Karaelmas Fen ve Mühendislik Dergisi* 3 (1), 21-25.

- [14].Zegers, R.G.T, 2013, On the extraction of weak transition strengths via the $(3\text{He},t)$ reaction at 420 MeV, 070.2840.
- [15].Love, W.G., Franey, M.A., 1981, Effective nucleon-nucleon interaction for scattering at intermediate energies, *Physical Review*, C24, 1073.
- [16].Fujita, Y., 2011, Weak Interaction in Nuclear Astrophysics- main actor: Gamow-Teller transitions, *VI European Summer School on Experimental Nuclear Astrophysics*, 18-27 September, Italy, 1-23.
- [17].De Huu, M.A., Van Den Berg, A.M., Blasi, N., DeLeo, R., Hagemann, M., Harakeh, M.N., Heyse, J., Hunyadi, M., Micheletti, S., Okamura, H., Wortch, H.J., 2008, Experimental determination of the J^π components of the spin-dipole resonance in ^{12}B Gamow, G. and Teller, E., Selection Rules for the beta - Disintegration, *Physical Review*, C 77, 024307.
- [18].Goodman, C. D., 1996, Measuring Gamow-Teller Strengths with Medium Energy Nuclear Reactions, *Proceedings of the XIV RCNP OSAKA International Symposium*, 125-135.
- [19]. Seyrek, E., 2007, *Radyoizotopların Üretimi ve Radyoterapide Kullanılması*, Ders Notları, Gazi Üniversitesi.
- [20].Hyldegaard, S., 2010, *Beta-decay studies of ^8Be and ^{12}C* , Thesis(PhD), Aarhus University.
- [21].Fujita, Y., Fujita, H., Rubio, B., Gelletly, W., Blanck, B., 2012, Gamow-Teller Transitions-A Mirror Reflecting Nuclear Structure, *Acta Physica Polonica b-43*, 153-166.
- [22].Fujita, Y., 2008, Detailed study of Gamow-Teller transitions, *Nuclear Physics A* 805, 408-415.
- [23].Fujita, Y., Adachi, T., Von Brentano, P., Berg, G.P.A., Fransen, C., De Frenne, D., Fujita, H., Fujita, K., Hatanaka, K., Jacobs, E., Nakanishi, K., Negret, A., Pietralla, N., Popescu, L., Rubio, B., Sakemi, Y., Shimbara, Y., Shimizu, Y., Tameshige, Y., Tamii, A., Yosoi, M., Zell, K.O., 2005, Gamow-Teller Strengths in Proton-Rich Exotic Nuclei Deduced in the Combined Analysis of Mirror Transitions, *Physical Review* 95, 212501.
- [24].Orrigo, S.E.A., Rubio, B., Fujita, Y., Blank, B., Gelletly, W., Agramunt, J., Algora, A., Ascher, P., Bilgier, B., Caceres, L., Cakırlı, R.B., Fujita, H., Ganioglu, E., Gerbaux, M., Giovinazzo, J., Grevy, S., Kamalou, O., Közer, H.C., Küçük, L., Kurtukian-Nieto, T., Molina, F., Popescu, L., Rogers, A.M., Süsoy, G., Stodel, C., Suzuki, T., Tamii, A., Thomas, J.C., 2013, Beta Decay of Exotic $T_z=-1$ and $T_z=-2$ Nuclei, *International Nuclear Physics Conference*, 1301.7726.
- [25].Fujita, Y., Rubio, B., Molina, F., Gelletly, W., 2010, Gamow-Teller transitions studied in RCNP High Resolution $(3\text{He},t)$ Measurements and their Isospin Mirror Transitions in β -decay Studies, AIP Conference Proceedings, VIII

Latin American Symposium on Nuclear Physics and Applications, December 15-19, 2009, Santiago Chile, 148-153.

- [26].Taddeucci, T.N., Goulding, C.A., Carey, T.A., Bryd, R.C., Goodman, C.D., Gaarde, C., Larsen, J., Horen, D., Rapaport, J., Sugarbaker, E., 1987, The(p, n) reaction as a probe of beta decay strength, *Nuclear Physics*,A 469, 125-172.
- [27].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., Kawataba, T., Langanke, K., Martinez-Pinado, 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 $^{58}\text{Ni}(^3\text{He},t)^{58}\text{Cu}$ measurements , *Physical Review*,C 75, 034310.
- [28].Palacios, F.G.M., 2012 , *Beta Decay of $T_Z=-1$ Nuclei Comparison with Charge Exchange Reaction Experiments* , Thesis(PhD), Valencia University.
- [29].Boztosun, İ., 2005, *Nükleer Fizik Ders Notları*, Erciyes Üniversitesi.
- [30].Fujita, Y., Rubio, B., Gelletly, W., 2011, Spin-isospin excitations probed by strong, weak and electro-magnetik interactions, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 549-606.
- [31].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, *XIV International Symposium on Nuclear Reaction Dynamics of the Nucleon-Hadron Many Body System RCNP Winter School*, 6-9 December 1995, Osaka, 155-168.
- [32].Fujita, Y., 2005, *Journal of Physics*, Conference Series, 107-112.
- [33].Fujita, Y., 2006, *Journal of Physics*, Conference Series, 29-34.
- [34].Zegers, R.G.T., Brown, E.F., Akimune, H., Austin, S.M., Van Den Berg, A.M., Brown, B.A., Chamulak, D.A., Fujita, Y., Fujiwara, M., Gales, S., Harakeh, M.N., Hashimoto, H., Hayami, R., Hitt, G.W., Itoh, M., Kawabata, T., Kawase, K., Kinoshita, M., Nakanishi, K., Nakayama, S., Okumura, S., Shimbara, Y., Uchida, M., Ueno, H., Yamagata, T., Yosoi, M., 2008, Gamow-Teller strength for the analog transition to the first $T=1/2$, $J^\pi=3/2^-$ states in C-13 and N-13 and the implications for type Ia supernovae, *Physical Review*,C 77, 024307.
- [35].Katayama, I., 1989, Present and New Cyclotron Facilities and Atomic Physics at RCNP, *Chinese Journal of Physics*, 27-4.
- [36].Fujita, H., Fujita, Y., G Berg, P.A., Bacher, A.D., Foster, C.C., Hara, K., Hatanaka, K., Kawabata, T., Noro, T., Sakaguchi, H., Shimbara, Y., Shinada, T., Stephenson, E.J., Ueno, H., Yosoi, M., 2002, Realization of matching conditions for high-resolution, *Nucl. Instrum. Methods*,A 484, 17.

- [37].Research Centre for Nuclear Physics, <http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/eng/students/index.html>, [Ziyaret Tarihi: 10 Mayıs 2014].
- [38].Matic, A., 2007, *High-precision (p,t) reactions to determine reaction rates of explosive stellar processes*,<http://dissertations.ub.rug.nl/FILES/faculties/science/2007/a.matic/c3.pdf>, [Ziyaret Tarihi: 12 Haziran 2014].
- [39].Wakasa, T., Hatanaka, K., Fujimura, H., Kamiya, J., Kawabata, T., Nagayama, K., Uraki, M., 2001, High Resolution WS Beam Line at RCNP, *American Institute of Physics*, P1-17.
- [40].Matsubara, H., 2006, *Study of MI quenching in ^{28}Si by a (p, p') measurement at zero-degrees*, Thesis(Master), Osaka University.
- [41].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.
- [42].O'Brien, S.P., 2010, *Exploring The ap-Process With High Precision (p,t) Reactions*, Thesis(PhD),Notre Dame University.
- [43].Yoshida, H.P., Baba, T., Noro, T., Kawataba, M., Akimune, H., Sakaguchi, A., Tamii, A.,Takeda, H., Kawabata, T.,1996,*RCNP annual report*, 164.
- [44].Adachi, T., Fujita, Y., Brentano Von, P.,Lisetsky, A.F., Berg, C.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., Zell, K.O., 2007, High-resolution study of Gamow-Teller transitions from the $T_z=1$ nucleus ^{46}Ti to the $T_z=0$ nucleus ^{46}V , *Physical Review*,C73, 024311.
- [45].Anantaraman, N., Brown, B.A., Crawley, G.M., Galonsky, A., Djalali, C., Marty, N., Morlet, M., Willis, A., Jourdain, J.C., Wildenthal, B.H., 1984, Observation of Quenching in Isoscalar and Isovector $0^+ \rightarrow 1^+$ Transitions in $^{28}\text{Si}(p,p')$, *Physical Review* 52, 1409.
- [46].Crawley, G.M., Djalali, C., Marty, N., Morlet, M., Willis, A.,Anantaraman, N., Brown, B.A., Galonsky, A., 1989, Isovector and isoscalar spin-flip excitations in even-even s-d shell nuclei excited by inelastic proton scattering, *Physical Review*,C 39, 311.
- [47].Osterfeld, F., 1992, Nuclear spin and isospin excitations, *Reviews of Modern Physics* 64(2), 491.
- [48].Ganioglu, E., Fujita, H., Fujita, Y.,Adachi, T., Algora, A., Csatos, M., Deaven, J.M., Esteves-Aguago, E., Guess, C.J., Gulyas, 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., Süsoy, G., Suzuki, T., Tamii, A., Thies, J.H., T., Zegers, R.G.T., 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*, C87, 014321.
- [49]. Cole, A.L., Akimune, H., Austin, S.M., Bazin, D., Van Den Berg, A.M., Berg, G.P.A., Brown, J., Daito, I., Fujita, Y., Fujiwara, M., Gupta, S., Hara, K., Harakeh, M.N., Janecke, J., Kawabate, T., Nakamura, T., Roberts, D.A., Sherrill, B.M., Steiner, M., Zegers, R.G.T., 2006, Measurement of the Gamow-Teller strength distribution in Co-58 via the Ni-58(t,He-3) reaction at 115-MeV/nucleon, *Physical Review*, C74, 034333.

ÖZGEÇMİŞ



Kişisel Bilgiler

Adı Soyadı	Merve DOĞAN
Uyruğu	T.C.
Doğum tarihi, Yeri	1990, İstanbul
E-mail	mrv.dogan@hotmail.com

Eğitim

Derece	Kurum/Anabilim Dalı/Programı	Yılı
Yüksek Lisans	İ.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü/ Fizik Anabilim Dalı /Nükleer Fizik Programı	2014
Lisans	İstanbul Üniversitesi/ Fizik Bölümü	2012
Lise	Hüseyin Kalkavan Lisesi	2007

Makaleler / Bildiriler

Doğan, M., Ganioglu, E., 2014, PIXE deney tekniği, <i>Türk Fizik Derneği 31.Uluslararası Fizik Konferansı</i> , 21-24 Temmuz 2014 Bodrum, 171.
Doğan, M., Fujita, H., Fujita, Y., Ganioglu, E., Adachi, T., Negret, A., Tamii, A., Lisetsky, A.F., Fransen, C., De Franne, D., Jacops, E., Berg, G.P.A., Süsoy, G., Kamiya, J., Fujita, K., Hatanaka, K., Kawase, K., Nakanishi, K., Zell, K.O., Popescu, L., Honma, M., Yosoi, M., Uchida, M., Pietralla, N., Brentano, B.V., Mizusaki, T., Otsuka, T., Wakasa, T., Sakemi, Y., Shimbara, Y., Shimizu, Y., Tameshige, Y., 2013, Properties of Gamow-Teller transitions, <i>10th International Student Conference of the Balkan Physical Union</i> , 3-5 September 2013 İstanbul, 39.
Doğan, M., Çepni, T., Damgacı, S., Demir B., 2012, Proton tedavisi teknikleri, <i>Türk Fizik Derneği 29.Uluslararası Fizik Konferansı</i> , 5-8 Eylül 2012 Bodrum, 690.